



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ



MSc Јована Кнежевић

**КОИНЦИДЕНТНЕ МЕТОДЕ ЗА АНАЛИЗУ
ВРЕМЕНСКИХ КАРАКТЕРИСТИКА НУКЛЕАРНИХ
ПРОЦЕСА**

–ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА–

Нови Сад, 2020. година



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ



**КОИНЦИДЕНТНЕ МЕТОДЕ ЗА АНАЛИЗУ
ВРЕМЕНСКИХ КАРАКТЕРИСТИКА НУКЛЕАРНИХ
ПРОЦЕСА**

–ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА–

Ментор:
проф. др Душан Мрђа

Кандидат:
Јована Кнежевић

Нови Сад, 2020. година



Као што обично бива, и ја прве стране дисертације пишем последње. Након свих година свога школовања, и времена протеклог до овог тренутка, осећам искрену потребу да се захвалим људима за које сматрам да су заслужни за мој досадашњи успех.

Како се кућа увек гради од темеља, прво бих желела да се захвалим мојим наставницима из Основне школе "Мирослав Антић" у Футогу, за које ме вежу најлепша сећања, а посебно учитељици Љиљани Бороји, за коју сматрам да је подстакла стварање мојих радних навика, креативност у решавању проблема и константну жељу за унапређивањем. Потом желим да се захвалим професорима Гимназије "Исидора Секулић" у Новом Саду, због којих средњошколски дани нису били лаки, али су вредели сваке оцене и сваке научене стране. Посебно се захваљујем разредном старешини мр Гордани Новак, за све часове и ЧОС-ове физике, који су ме и навели да заволим и студирам физику. Мирјани Јовановић се захваљујем за сво стечено знање из математике, уз које је студирање физике било знатно олакшано.

Ментору, проф. др Душану Мрђи дугујем велику захвалност, пре свега за предлог теме, безусловну подршку током докторских студија, бројне сате дискусије и анализе резултата. Захваљујем се на пренетом знању и на развоју стрпљења и осећаја за научно-истраживачки рад. Својим личним примером посвећености и истрајности, утицао је на моје свеобухватно ангажовање током студија.

Током извођења експеримената и дискусијама везаним за резултате и анализу резултата захваљујем се на помоћи др Јану Хансману, доц. др Кристини Бикит-Шредер и проф. емеритусу др Иштвану Бикиту. За подршку и време проведено током студија и израде дисертације захваљујем се члановима Катедре за нуклеарну физику—доц. др Софији Форкапић, проф. др Наташи Тодоровић и проф. др Јовани Николов. Колегама Предрагу Кузмановићу и Андреју Враничару за заједничку "борбу" током студија и међусобну подршку.

Члановима комисије, проф. др Јовану Пузовићу и доц. др Томасу Немешу, захваљујем се на издвојеном времену.

Мојим драгим пријатељима, које нећу посебно именовати—препознаће се и сами, за сва искрена радовања током свих ових година. Бојану, за прошле и будуће године проведене заједно и вечитом стрпљењу и разумевању.

И на крају, највећу захвалност, за коју немам довољно речи и израза, дугујем мојој породици, мами Боји, тати Жељку, сестри Јелени, брату Николи и баки Јелени, за безбрижно одрастање, школовање и подршку у свему што радим. Своју дисертацију посвећујем вама.



Аутор

ПРЕДГОВОР

КОИНЦИДЕНТНЕ МЕТОДЕ ЗА АНАЛИЗУ ВРЕМЕНСКИХ КАРАКТЕРИСТИКА НУКЛЕАРНИХ ПРОЦЕСА

Потпуно разумевање фундаменталних процеса нуклеарне физике, честичне физике и астрофизике, поставило је пред физичаре високе захтеве експеримената чији је циљ трагање за ретким нуклеарним процесима. Детекција процеса попут безнеутринског двоструког β -распада, хипотетичких честица тамне материје и многи други који би нарушавали неке од тренутно важећих закона одржања (нпр. ретки тип распада миона који би нарушио закон одржања лептонског броја), пружили би одговоре на нека од бројних питања још увек отворена у оквиру Стандардног модела.

У експериментима који трагају за ретким догађајима, односно догађајима са малом вероватноћом одигравања, посебна пажња се посвећује редукцији фонских догађаја, који би могли да маскирају или имитирају очекиване сигнале. Велики број светских колаборација, посвећених детекцији ретких нуклеарних процеса, користи различите методе мерења и редукције фона.

Гама спектрометријске методе се у данашње време користе у великом броју, како током комерцијалних мерења активности различитих радиоизотопа, тако и у експериментима који за циљ имају детекцију неког специфичног нуклеарног процеса. Развојем коинцидентних техника, постигнуто је да се у гама спектрометријским мерењима значајно редукује присуство фонских догађаја, што је умногоме допринело ефикасности гама спектрометријских система.

Као резултат сталног унапређивања квалитета и примењивости коинцидентних система у нискофонској лабораторији Департмана за физику, Природно-математичког факултета, настала је и ова дисертација. Циљ дисертације је био развој и примена коинцидентних метода за анализу временских карактеристика нуклеарних процеса. Резултати дисертације доприносе планирању и извођењу, као и адекватном тумачењу резултата експеримената који трагају за ретким нуклеарним процесима. Такође, добијени резултати употпуњују знања о процесима који су резултат интеракције космичког зрачења, а који значајно доприносе развоју нискофонских гама спектрометријских мерења. Експериментални део дисертације обухвата три дела, при чему су све експерименталне поставке обрађене и Монте Карло симулацијама, коришћењем симулационог пакета *Geant4*. Свака студија садржи кратак увод, опис експерименталне поставке, Монте Карло симулације експерименталне поставке, резултате и дискусију, као и закључак. На крају су дати свеобухватни закључци који произилазе из све три студије спроведене у оквиру дисертације, са нагласком на правце даљих истраживања.

Истраживања која су спроведена су била део пројекта Министарства просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије, под називом "*Нуклеарне методе истраживања ретких догађаја и космичког зрачења*" (под бројем ОИ171002).

У оквиру дисертације публикована су два рада у истакнутом међународном часопису (категорије М22), као и једно саопштење са међународног скупа штампано у целини (категорије М33):

J. Knezevic, D. Mrdja, K. Bikit-Schroeder, J. Hansman, I. Bikit, J. Slivka. *Search for variations of ^{22}Na decay constant*, Applied Radiation and Isotopes **163** (2020), p. 109178. doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109178.

J. Knezevic, D. Mrdja, K. Bikit, I. Bikit, J. Hansman, J. Slivka, S. Forkapic. *Simple coincidence technique for cosmic-ray intensity exploration via low-energy photon detection*, Applied Radiation and Isotopes **151** (2019), p. 157–165. doi.org/10.1016/j.apradiso.2019.06.009.

J. Knežević, P. Kuzmanović. *Coincidence technique for intensity time variation analysis of low-energy photons*, Proceedings 12th scientific conference Students encountering science–StES Natural Sciences Research in Natural Sciences, Banja Luka, Republic of Srpska (2019), p. 55–70. doi 10.7251/STESPN1219055K.

Нови Сад,

14.07.2020. године

Јована Кнежевић

САДРЖАЈ

УВОД	1
I КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ	3
1.1 Примарно космичко зрачење	3
1.2 Секундарно космичко зрачење	5
1.3 Космичко зрачење на нивоу мора.....	8
1.4 Интеракција космичког зрачења са материјом	11
1.5 Интеракција миона са материјом.....	12
1.5.1 Миони у нискофонским гама спектрометријским мерењима.....	15
1.6 Интеракција неутрона са материјом.....	18
1.6.1 Неутронске реакције	19
1.6.2 Неутрони у нискофонским гама спектрометријским мерењима.....	21
1.7 Временске варијације интензитета космичког зрачења	25
II РАДИОАКТИВНИ РАСПАД И КОНСТАНТА РАСПАДА	28
2.1 Радиоактивни распад са квантно-механичког становишта.....	30
2.2 Константа радиоактивног распада.....	31
2.2.1 Мерење константе распада	35
2.3 Флукуације константе распада-преглед литературе	35
III КОИНЦИДЕНТНЕ ТЕХНИКЕ	38
3.1 Појам правих и случајних коинциденција у гама спектрометрији	38
3.2 Основне коинцидентне технике.....	39
3.2.1 Технике окидања у коинцидентним системима	40
3.2.2 ТАС модули	43
3.2.3 Прилагођавање кашњења. Коинцидентна крива.	43
3.2.4 Подешавање кашњења осцилоскопом.....	45
3.2.5 Случајне коинциденције	45
3.2.6 Комбиновање селекције висине сигнала и одређивање коинциденција. Брзо-спора кола.	46
3.3 Електронска логичка кола	47
3.3.1 Основна логичка кола.....	48
3.3.2 Булова алгебра и идентитети.....	49
3.4.Окидачи	50
3.4.1 Једночестично расејање.....	51
3.4.2 Двочестично расејање.....	51

3.4.3 Мерење живота миона	52
IV МОНТЕ КАРЛО СИМУЛАЦИЈЕ	54
4.1 Структура Geant4 програмског пакета	55
4.2 Geant4 физички модели и процеси	56
4.3 Изградња симулација	58
4.3.1 Конструкција детектора	58
4.3.2 Дефинисање осетљивих области детектора	59
4.3.3 Избор физичких процеса	60
4.3.4 Генерисање честица космичког зрачења	61
V КОИНЦИДЕНТНА МЕТОДА ЗА АНАЛИЗУ ИНТЕНЗИТЕТА КОСМИЧКОГ ЗРАЧЕЊА ПОСРЕДСТВОМ НИСКОЕНЕРГИЈСКИХ ФОТОНА ..	64
5.1 Експериментална поставка	66
5.2 Монте Карло симулације мерног система	73
5.3 Варијације интензитета нискоенергијских фотона	76
5.4 Закључак	77
VI КОИНЦИДЕНТНА МЕТОДА ЗА ИСТРАЖИВАЊЕ ВАРИЈАЦИЈА КОНСТАНТЕ РАСПАДА РАДИОИЗОТОПА ²²Na	79
6.1 Експериментална поставка	80
6.2 Монте Карло симулације мерног система	83
6.3 Анализа потенцијалних флукуација константе распада	85
6.4 Закључак	87
VII КОИНЦИДЕНТНА МЕТОДА ЗА ВРЕМЕНСКУ АНАЛИЗУ НУКЛЕАРНИХ ДОГАЂАЈА ИНДУКОВАНИХ КОСМИЧКИМ ЗРАЧЕЊЕМ У ГАМА СПЕКТРОМЕТРИЈСКИМ МЕРЕЊИМА	88
7.1 Коинцидентни систем HPGe детектора мале активне запремине и пластичног сцинтилационог детектора 0,5 m×0,5m×0,05m	90
7.1.1 Експериментална поставка	90
7.1.2 Временско раздвајање догађаја индукованих космичким мионима и неутронима	93
7.1.3 Монте Карло симулације интеракције миона са коинцидентним системом	101
7.1.3.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона са коинцидентним системом	105
7.1.3.2 Резултати и дискусија	115
7.1.4 Монте Карло симулације интеракције космичких миона и неутрона са коинцидентним системом	116
7.1.4.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона и неутрона са коинцидентним системом	119

7.1.4.2 Резултати и дискусија.....	124
7.2 Коинцидентни систем HPGe детектора велике активне запремине и пластичног сцинтилационог детектора пречника 0,2 m.....	126
7.2.1 Експериментална поставка.....	126
7.2.2 Монте Карло симулације интеракције космичких миона и неутрона са коинцидентним системом	131
7.2.2.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона и неутрона са коинцидентним системом	134
7.2.2.2 Мионска и неутронска компонента у коинцидентном спектру .	140
7.2.2.3 Анализа електромагнетних и хадронских процеса у коинцидентном спектру.....	142
7.2.2.4 Резултати и дискусија.....	148
7.3 Закључак	152
ЗАКЉУЧЦИ И ПРАВЦИ ДАЉИХ ИСТРАЖИВАЊА	154
ПРИЛОЗИ.....	158
Прилог 1	158
Прилог 2	159
Прилог 3	160
Прилог 4.....	162
РЕФЕРЕНЦЕ.....	163
БИОГРАФИЈА.....	171
КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА	172

Physics has a history of synthesizing many phenomena into a few theories.

Richard P. Feynman (1918–1988)

УВОД

Технике детекције коинцидентних догађаја се данас интензивно користе у експериментима нуклеарне и честичне физике. Убрзаним развојем, оне су постале моћан алат, примењив у случајевима када је циљ редукција фонских догађаја и одбацивање истих, а релативно једноставна пратећа електроника омогућава да се примене на различите детекционе системе и експерименте са разноврсним циљевима.

Приликом детекције ретких нуклеарних процеса гама спектрометријским мерењима посебна пажња се поклања анализи фонских догађаја, који могу бити последица гама зрачења, емитованог из радионуклида у окружењу, или догађаја индукованих космичким зрачењем. Поред тога, временске варијације интензитета космичког зрачења могу да утичу на неадекватно тумачење сигнала унутар региона у ком се очекује сигнал ретког догађаја, тако што могу да маскирају или имитирају тражени сигнал. Стога је предуслов извођења сваког експеримента који трага за ретким нуклеарним догађајима, пажљива и детаљна анализа свих могућих извора фона у прикупљеним спектрима. У највећем броју експерименталних поставки, за редукцију фонских догађаја, користи се пасивна заштита (најчешће од гвожђа или олова) око HPGe (*High Purity Germanium*) детектора и активна заштита постављањем још једног детектора (тзв. "veto" детектора), при чему ова два детектора раде у коинцидентном (или антикоинцидентном) режиму рада. Оваквом заштитом се значајно редукује допринос околног гама зрачења, док је допринос космичког зрачења и даље у великој мери присутан. У већини комерцијалних примена гама спектрометријских мерења (попут мерења активности радионуклида), допринос космичког зрачења коинцидентном фонском спектру детектора се може занемарити, и заштита у виду пасивне и активне заштите се може сматрати довољном, међутим, у већ поменутих експериментима ретких нуклеарних процеса, ови догађаји могу значајно да утичу на резултат експеримента. Осим тога, варијације интензитета космичког зрачења могу да утичу на интензитете испитиваног сигнала. Значајнији пораст интензитета космичког зрачења у енергијском региону у ком се налази сигнал за којим се трага у експерименту, може да доведе до неадекватног тумачења резултата. Први део дисертације се бави истраживањима варијација интензитета космичког зрачења и могућих примена на детекцију периодичности интензитета или чак детекције апериодичних догађаја који су резултат активности Сунца. У Поглављу 1 дат је теоријски преглед који садржи основне појмове и појаве везане за примарно и секундарно космичко зрачење, особине космичког зрачења на нивоу мора, затим интеракције космичких миона и неутрона са материјом и временске варијације космичког зрачења. Имајући у виду наведену проблематику, у Поглављу V ове дисертације представљена је коинцидентна метода, развијена и примењена на анализе временских варијација интензитета космичког зрачења посредством нискоенергијских фотона. Праћењем интензитета нискоенергијских фотона, индукованих космичким зрачењем у околини детекторског система, у току времена, могуће је анализирати одређене енергијске регионе спектра, који могу осликавати другачије обрасце варијација интензитета у односу на целокупан енергијски регион прикупљеног коинцидентног спектра.

Пратећи актуелну проблематику у домену нуклеарне физике и астрофизике, велики број аутора је истраживао потенцијалне флукуације константе распада различитих радиоизотопа. Постојање флукуација константе распада довело би у питање фундаментални експоненцијални закон радиоактивног распада, што би даље имало утицаја на разумевање фундаменталних процеса у области честичне физике, као и на прецизност са којом су одређена времена полураспада, и на крају крајева, на тачност SI јединице за активност—Бекерела [Bq]. Поглавље II садржи кратак опис радиоактивног распада и константе распада са квантно-механичког становишта, методе мерења константе распада, као и преглед литературе везане за феномен постојања потенцијалних флукуација константе распада. Надаље је у Поглављу VI описана коинцидентна метода специјално дизајнирана за временско праћење одброја константе распада β^+ -емитера ^{22}Na . Временска зависност интензитета брзине распада је анализирана применом одговарајућих алгоритама.

Правилним одабиром коинцидентног интервала, могуће је постићи одбацивање догађаја који би доприносили фонском спектру коришћеног детекторског система. Приликом извођења експеримената који трагају за ретким догађајима, као што су детекција честица тамне материје, безнеутрински двоструки бета распад, детекција нискоенергијских неутрина, итд, кључна ставка је редукција фонских догађаја који су индуковани космичким зрачењем или потичу од околних радиоизотопа. Фонски догађаји који потичу од радиоизотопа који се налазе у природи (доминантно гама емитери) највећим делом могу бити одбачени коришћењем пасивне заштите или специфичним коинцидентним техникама, у зависности од саме експерименталне поставке. С друге стране, космичко зрачење, енергија довољних да продре до великих дубина чак и испод површине земље, индукује комплексне процесе који доприносе фону у различитим енергијским регионима. Поред тога што је догађаје индуковане космичким зрачењем, и то првенствено мионима и неутронима, могуће раздвојити према енергијама, у Поглављу VII је представљена коинцидентна метода коришћена да би се временски раздвојили догађаји који су доминантно последица интеракције космичких миона и неутрона са детекторским системом и његовом околином. Коришћењем симулационог пакета *Geant4*, базираног на Монте Карло симулацијама, добијена експериментална временска крива је упоређена са временском кривом добијеном у симулацијама. Разматран је допринос миона и неутрона фонском коинцидентном спектру. Додатно, анализирани су процеси индуковани космичким мионима и неутронима детектовани у коинцидентном спектру HPGe детектора.

Поглавље III садржи опис појмова правих и случајних коинциденција, основних коинцидентних техника, Булове алгебре и логичких кола. У Поглављу IV описане су Монте Карло симулације, као и основни елементи *Geant4* софтверског пакета коришћеног у симулацијама експерименталних поставки. Делови кодова коришћених за израду симулација су дати у Прилозима 1–4.

На крају је дат свеобухватни закључак докторске дисертације, са нагласком на правце будућих истраживања утемељених на представљеним резултатима.

I КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ

Прва сазнања о постојању зрачења које стиже из космоса потичу са почетка 20. века. У то време (1912. година), аустријски физичар Виктор Хес (*Victor Hess, 1883–1964*) је са своја два сарадника отпочео путовање балоном у трајању од око четири сата, достигавши висину од око 5 km изнад површине земље. Током трајања лета, Хес је пажљиво бележио записе на три електроскопа у циљу мерења интензитета зрачења, на основу којих је закључио да се интензитет зрачења повећава са порастом надморске висине. У часопису *Physikalische Zeitschrift*¹, сам Хес је написао: “*The results of these observations seem best explained by a radiation of great penetrating power entering our atmosphere from above...*”. Овај догађај се сматра практично почетком астрономије космичког зрачења. Две године касније постојање извора јонизујућег зрачења који нису пореклом из земље је доказано и од стране Вернера Колхолстера (*Werner Köhlholster, 1887–1946*). За свој рад, 24 године касније, Хес је добио Нобелову награду [1].

Иако су откривени пре више од 90 година, порекло космичког зрачења је и даље отворено питање. Генерално се претпоставља да су кандидати за емисију високоенергијских космичких зрака активна галактичка језгра, квазари или експлозије супернова, међутим, директни докази за овакве претпоставке не постоје. Космичко зрачење произведено у изворима у нашој галаксији или изван ње се назива *примордијално космичко зрачење*.

Компонента примордијалног космичког зрачења која стиже непетурбована до површине земље назива се *примарно космичко зрачење*. Наелектрисани космички зраци се производе са довољним енергијама да и у самом извору могу да произведу секундарне честице, које могу да прођу кроз изворе зрачења и такође стигну до површине земље. Зрачење које је произведено интеракцијом примарног зрачења назива се *секундарно космичко зрачење* [2].

Директна посматрања космичког зрачења су могућа коришћењем балона или сателита у космосу. С друге стране, посматрачке станице које се налазе на површини земље имају предност јер су времена излагања доста дужа и нема ограничења у погледу величине детектора, али се резултати оваквих мерења морају кориговати услед утицаја Земљине атмосфере кроз коју продиру космички зраци на путу до површине. Квалитет мерења која се тичу космичког зрачења зависи од разумевања процеса интеракције космичког зрачења са материјом у атмосфери [1].

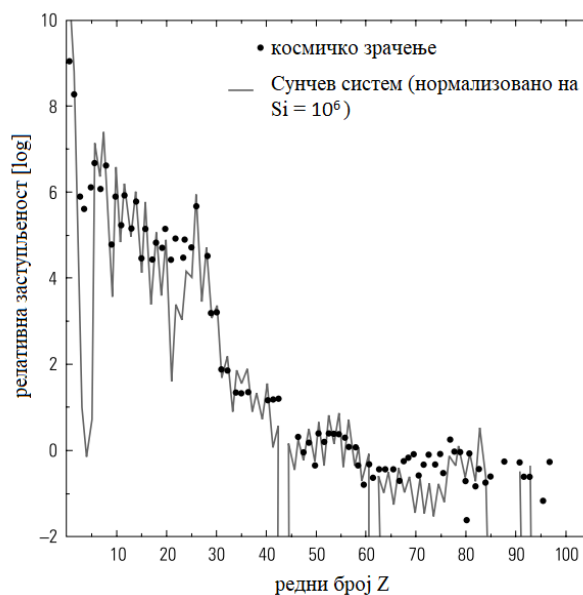
1.1 Примарно космичко зрачење

Највећи удео у саставу космичког зрачења чине протони (око 85%), праћени алфа-честицама (око 12%). Елементи са редним бројем већим од 3 чине само око 3% укупног примарног космичког зрачења. У поређењу са саставом елемената у Сунчевом систему (Слика 1.1), значајније разлике у процентуалној заступљености се уочавају за литијум, берилијум и борон (редни бројеви 3–5), и за елементе редног броја око гвожђа (редни бројеви испод 26). Већа заступљеност литијума, берилијума и бора у космичком

¹ *Physikalische Zeitschrift* (енг. *Physical Journal*) је немачки научни часопис који је објављиван у периоду од 1899. до 1945. године.

зрачењу се објашњава фрагментацијом тежих језгара угљеника и кисеоника у галактичкој материји на путу до површине Земље.

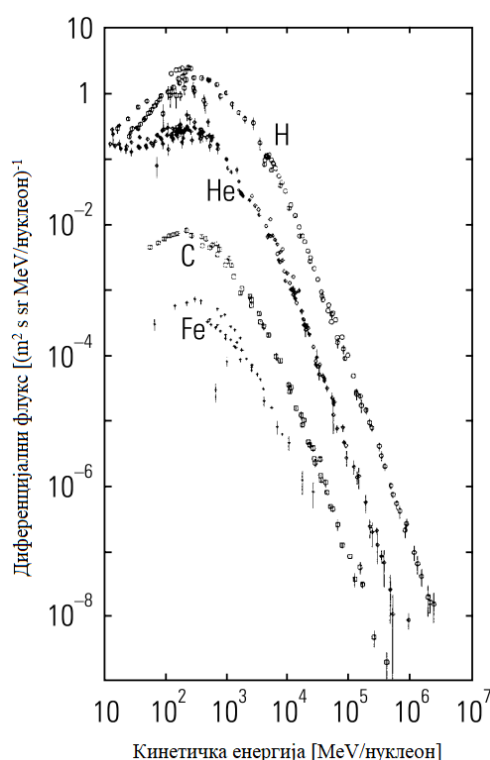
Генерални тренд који се појављује у зависности релативне заступљености састава примарног космичког зрачења од атомског броја елемента се може објаснити са становишта модела љусака. Овај модела предвиђа да су нуклеарне конфигурације које у свом саставу имају паран број протона и неутрона (такозвана парно-парно језгра) знатно стабилније, а самим тим и више заступљене у поређењу са језгрима која имају непаран број протона и неутрона (такозвана непарно-непарна језгра). Језгра са комбинацијом парног броја и непарног броја нуклеона, било да су у питању протони или неутрони, су по својој стабилности између парно-парних и непарно-непарних језгара. Модел љусака такође предвиђа постојање магичних језгара, код којих су љуске у потпуности попуњене протонима или неутронима, при чему тај број износи 2, 8, 20, 50, 82, 126 (последњи број се односи на број неутрона, не постоји језгро у природи са 126 протона). Поред магичних, постоје и двоструко магична језгра, код којих су у потпуности попуњене љуске и протонима и неутронима, те су таква језгра (као на пример, језгра хелијума и кисеоника) изузетно стабилна и сходно томе имају и већу релативну заступљеност. Што се тиче заступљености елемената, и језгара са великом вредношћу везивне енергије, као што је гвожђе, а која могу бити произведена у фузионим процесима, су такође релативно више заступљена у примарном космичком зрачењу.



Слика 1.1 Релативна заступљеност елемената у снопу примарног космичког зрачења у поређењу са заступљеношћу елемената у Сунчевом систему. Приказ је дат за елементе редних бројева у опсегу од 1 до 100 [2].

Енергијски спектар примарно произведених језгара водоника, хелијума, угљеника и гвожђа је приказан на Слици 1.2. Као што се може приметити, највећу кинетичку енергију по нуклеону имају језгра водоника, док најмању имају језгра гвожђа, док разлог у разликама вредности кинетичких енергија потиче од разлике у масама њихових језгара.

Нискоенергијски део спектра се модификује под утицајем магнетног поља Сунца и Земље, јер циклус Сунчевих пега од 11 година утиче на интензитет космичког зрачења тиме што јако магнетно поље Сунца спречава наелектрисане честице да доспеју до Земље. Интензитет овог зрачења опада са порастом енергије, те су директне детекције, односно посматрања високоенергијске компоненте космичког зрачења на великим висинама у атмосфери уз помоћ балона, или сателита, практично немогућа јер је статистика релативно лоша. Стога су оваква мерења могућа само индиректним методама, као нпр. Черенковљевом методом или мерењима интензивних пљускова путем флуоресценције или колекцијом честица. С друге стране, одређивање хемијског састава примарног снопа космичког зрачење помоћу ових техника је релативно тешко. Додатна потешкоћа је што су интензитети честица на високим енергијама изузетно мали—примера ради, за честице чије су енергије реда величине 10^{19} eV, интензитет износи свега 1 честица по km^2 по години [2].



Слика 1.2 Енергијски спектар главних компоненти примарног космичког зрачења [2].

1.2 Секундарно космичко зрачење

Након уласка у атмосферу, примарни космички зраци интерагују са атмосфером већином путем електромагнетних и хадронских процеса. Интеракција хадрона, енергија од неколико GeV-а, са језгрима у атмосфери доводи до стварања мезона и других секундарних честица [3]. Све честице довољно високих енергија приликом свог кретања доводе до стварања великог броја честица дуж своје путање, међу којима су најзаступљенији пиони, а затим и каони, хиперони и нуклеон-антинуклеон парови. Међутим, и честице које су произведене приликом првих интеракција примарног космичког зрачења могу бити нестабилне, те њиховим распадом долази до стварања нових честица. На пример, распадом наелектрисаних пиона настају миони и неутрини кроз реакције (1.1) и (1.2):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

Неутрални пиони имају веома кратка времена полураспада ($\approx 10^{-16}$ s), те се готово тренутно распадају у два фотона путем реакције (1.3):

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.3)$$

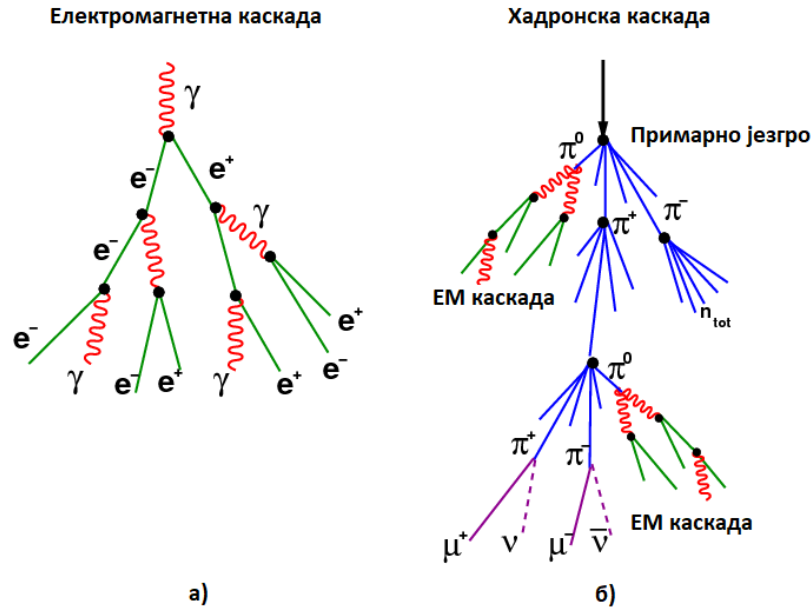
Трансформација примарног космичког зрачења приликом проласка кроз атмосферу је приказана на Слици 1.3. Интеракције примарног космичког зрачења се дешавају већ на висинама од 15–20 km, након чега настају хадронске и/или електромагнетне каскаде. Као што је већ речено, у највишим слојевима атмосфере, процентуално највећи удео имају протони, а с обзиром да су дужине интеракција за хадроне реда величине 90 g cm^{-2} , хадронске каскаде индуковане протонима се појављују већ у првим слојевима на висинама које одговарају слоју на притиску од 100 mbar [2]. Настале хадронске каскаде у даљим интеракцијама узрокују појаву интензивног пљуска честица (енг. *extensive air shower–EAS*).

У поређењу са хадронским каскадама, електромагнетне каскаде (Слика 1.3), настале при интеракцији фотона или електрона са језгрима ваздуха, су нешто једноставније. Приликом интеракције фотона високе енергије са језгрима атома у ваздуху, који се састоји од 78% азота и 21% кисеоника, долази до стварања парова електрон-позитрон, док Комптоново расејање на електронима има мали удео. Створени електрони и позитрони могу даље да интерагују са језгрима и произведу фотоне закочног зрачења (*bremsstrahlung*), или да јонизују и ексцитују средину кроз коју пролазе. Међутим, ефекат јонизације и ексцитације атома кроз интеракције са створеним електронима постаје значајнији када енергија електрона постане мања од критичне вредности енергије $E_c \approx 84 \text{ MeV}$. Ако се претпостави да две честице произведене у процесима стварања парова или емисије закочног зрачења (реакције $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ и $e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$, респективно) имају једнаке енергије, тј. да се енергија упадног фотона, или честице, дели на два једнака дела, онда је у сваком вертексу интеракције (црне тачке на Слици 1.3) број честица удвостручен. То значи да је након n интеракција, број створених честица (укључујући електроне, позитроне и фотоне) $N=2^n$, а њихове енергије су $E=E_0/N$. Експоненцијални раст броја произведених секундарних честица се наставља све док просечна енергија по једној честици не постане мања од критичне вредности енергије и интеракције са електронима у атомима не постају значајне, након чега се енергија упадних честица у пљуску расипа. Максимум броја створених честица N_{max} у једној електромагнетној каскади се достиже када енергије свих честица опадну на вредност критичне енергије [4]:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} = 10^{10} \frac{E_0}{\text{EeV}^2} \quad (1.4)$$

Максимум броја створених честица у једном електромагнетном пљуску обично наступа након 30–40 интеракција.

² Јединица EeVсе користи у физици високих енергија и износи $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV} = 0,1602 \text{ J}$.



Слика 1.3 Приказ електромагнетне каскаде (а) и хадронске каскаде (б) које настају као резултат интеракције космичког зрачења са атмосфером Земље. Црне тачке представљају језгра атома у саставу ваздуха на којима се одвија интеракција [4].

Горе поменуте хадронске каскаде су компликованије од електромагнетних каскада јер се у хадронским интеракцијама ствара огроман број секундарних честица, који достиже број од неколико десетина, па чак и неколико стотина честица на највишим енергијама. Иако су дужине хадронских интеракција веће него у случају електромагнетних интеракција, хадронски плускови се одвијају брже него електромагнетни. Првобитне интеракције хадрона (претежно протона, као што је приказано на Слици 1.3б) резултују нееластичним расејањем који доводи до стварања претежно пиона, са једнаком заступљеношћу π^+ , π^- , и π^0 , и са мањом вероватноћом стварања тежих мезона (каона, η и ρ) [4].

Аналогно претходној анализи броја створених честица у електромагнетној каскади, поједностављеним моделом се може разматрати да се у свакој интеракцији произведе број пиона n_{tot} , једнаких енергија, при чему је број неутралних пиона $n_{tot}/3$. Неутрални пион се готово тренутно распада на два фотона (реакција 1.3), изазивајући електромагнетне (под)плускове, сличне онима претходно разматраним. Наелектрисани пиони се распадају путем слабе интеракције (реакције 1.1 и 1.2) тек онда када дужине које пређу до распада постану краће од дужина потребних за интеракцију. Наелектрисани пиони интерагују са језгрима у ваздуху када су њихове енергије више од 100 GeV. Број хадронских интеракција који се одвију пре него што се наелектрисани пион распадне је $\approx 5-6$ за енергију примарне честице реда величине EeV. С обзиром да се приближно 1/3 енергије у свакој интеракцији утроши на електромагнетне каскаде, након n интеракција, енергија електромагнетне каскаде се може изразити као [4]:

$$E_{EM} = E_0 \left[1 - \left(\frac{2}{3} \right)^n \right] \quad (1.5)$$

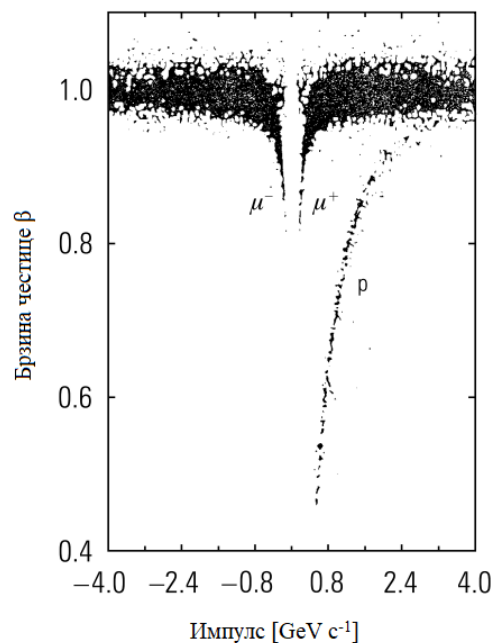
На основу релације (1.5) може се проценити да након 6 интеракција око 90% иницијалне енергије бива претворено у електромагнетне каскаде плускова, док се свега 10% утроши на мионе и неутрине настале распадима наелектрисаних пиона.

Настали пљусак се протеже кроз атмосферу при чему се број честица интензивно повећава, достижући свој максимум, након чега се енергија честица смањује, оне бивају заустављене и број честица које настају у пљуску опада. Само мали број честица иницијално створених у вишим слојевима атмосфере коначно стиже до Земље. Практично се може рећи да готово ништа од примарног космичког зрачења не доспева до површине земље, већ компонента космичког зрачења које стиже до земље се претежно састоји од секундарних честица насталих у многобројним хадронским и електромагнетним пљусковима. Број честица које стижу до површине Земље зависи од енергије и типа примарног зрачења, зенитног угла и висине. Ипак, грубо гледано, с обзиром да је планета Земља константно изложена дејству космичког зрачења, кроз површину еквивалентну људском длану пролази око 1 честица сваке секунде. Са становишта природне радиоактивности, ове секундарне честице чине око једну трећину радиоактивног зрачења којима је становништво свакодневно изложено.

1.3 Космичко зрачење на нивоу мора

У претходном поглављу је истакнуто да само мали удео зрачења које је створено у вишим слојевима атмосфере заправо стиже до саме површине Земље, те је са становишта изложености становништва космичком зрачењу, као и заштите детекторских система, како у површинским, тако и у подземним лабораторијама, значајно проучавати компоненте космичког зрачења које стижу до површине Земље.

Проучавања наелектрисаних честица на нивоу мора показују да су сем протона, доминантне честице миони (Слика 1.4). Приближно 80% наелектрисаних честица у саставу секундарног космичког зрачења чине миони. Флукс миона кроз хоризонталну површину је 1 честица по cm^2 по минути ($\approx 167 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) [5].



Слика 1.4 Мерење карактеристика и идентификација честица космичког зрачења на нивоу мора [2].

Миони космичког порекла су последица распада пиона, те је спектар миона директна последица спектра пионског извора, иако постоје неке модификације у зависности од

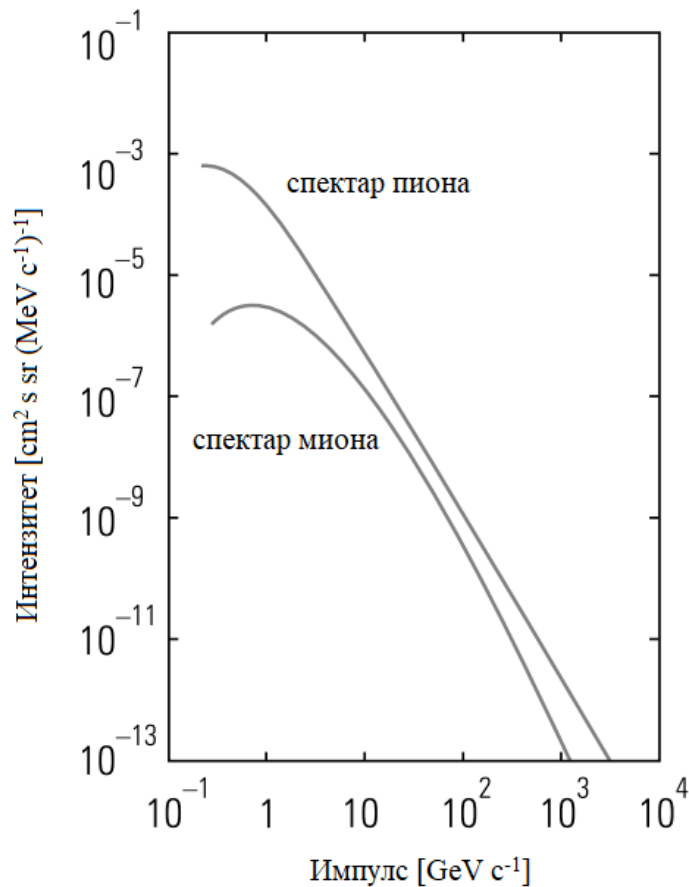
импулса пиона (Слика 1.5). Облик спектра миона се релативно добро слаже са пионским спектром за импулсе између 10 и 100 GeV c⁻¹, док је за интервал изван ових импулса, интензитет у мионском спектру значајно редукован. За мион енергије 1 GeV (Лоренцов фактор је $\gamma = E/m_\mu c^2 = 9,4$) средњи пут након ког доживљава распад је:

$$s_\mu \approx \gamma \tau_\mu c = 6,2 \text{ km} \quad (1.6)$$

Пиони, који се произведу на висинама од 15 km, распадају се релативно брзо, јер је средњи пут након ког се пион распада:

$$s_\pi \approx \gamma \tau_\pi c = 78 \text{ m} \quad (1.7)$$

Из тог разлога, мион који настаје распадом пиона у вишим слојевима атмосфере, и сам се врло брзо распада, пре него што доспе до површине Земље, или бива апсорбован у атмосфери. С друге стране, на високим енергијама средњи пут распада пиона постаје знатно већи ($\approx 5,6 \text{ km}$), те је вероватноћа за интеракцију значајно већа. Према томе, пиони ових енергија производе нове пионе, који се након неког времена распадају на мионе, али нижих енергија. Из тог разлога, мионски спектар на високим енергијама је увек стрмији од спектра иницијалног пиона. Модификације у спектру могу бити и узроковане кретањем иницијалних пиона под неким зенитним углом (у односу на вертикалу), услед чега они прелазе већа растојања у деловима атмосфере где је густина знатно мања, те се вероватноћа за распад повећава у односу на вероватноћу за интеракцију. Дакле, пиони који стижу под неким зенитним углом различитим од нуле, производе у распадима доминантно мионе високих енергија.



Слика 1.5 Спектар миона и пиона мерен на нивоу мора [2].

Укупан интензитет миона на нивоу мора доминантно је састављен од честица ниских енергија, и за мале вредности зенитног угла може се приказати релацијом [2]:

$$I_{\mu}(\theta) = I_{\mu}(\theta = 0) \cos^n \theta \quad (1.8)$$

Експонент n у релацији (8) износи $n=2$. Вредност овог експонента варира врло мало, чак и у подземним лабораторијама.

Сем у реакцијама распада наелектрисаних пиона, миони могу настати и као резултат распада каона, у реакцијама типа:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu} \quad (1.9)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_{\mu} \quad (1.10)$$

или у распадима мезона који у свом саставу имају c (*charm*) кварк, на пример у реакцијама:

$$D^0 \rightarrow K^- + \mu^+ + \nu_{\mu} \quad (1.11)$$

$$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + \mu^+ + \nu_{\mu} \quad (1.12)$$

$$D^- \rightarrow K^0 + \mu^- + \tilde{\nu}_{\mu} \quad (1.13)$$

Ови мезони су краткоживећи (време живота им је реда величине ps), те се готово тренутно распадају, без интеракција са материјом, стога су они извор миона високих енергија. Међутим, ефикасни пресеци за продукцију *charm* мезона у интеракцијама протона са језгрима су веома мали, па распад D мезона дају допринос броју миона само на веома високим енергијама.

Сем протона и миона, у састав космичког зрачења посматраног на нивоу мора, улазе и неутрони, и то са учешћем од око једне трећине. Поред бариона, са значајним учешћем налазе се електрони, позитрони и електрони који су настали као последица електромагнетних каскада у атмосфери. Значајан део електрона и позитрона настаје и као резултат распада миона у реакцијама:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_{\mu} \quad (1.14)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_{\mu} \quad (1.15)$$

Електрони такође могу бити произведени и у секундарним интеракцијама миона (тзв. *knock-on* електрони).

На нивоу мора у саставу космичког зрачења у веома малом броју могу се опазити пиони и каони.

Поред наелектрисаних честица, у распадима миона, пиона и каона стварају се електронски и мионски неутрини. Број мионских неутрина је нешто већи, с обзиром да су распад пиона и каона у којима се стварају електронски неутрини (и антинеутрини) потиснути услед одржања хелицитета, док се у распаду миона произведе једнак број електронских и мионских неутрина. На високим енергијама додатни извор неутрина је распад *charm* мезона [2].

1.4 Интеракција космичког зрачења са материјом

Детекција и мерење одређених карактеристика честица у саставу космичког зрачења се заснивају на регистровању одговарајуће физичке појаве настале као резултат интеракције космичког зрачења са материјом кроз коју пролази. Честице космичког зрачења се најчешће детектују индиректно и сама детекција је често вишестепени процес. Такође, мета интеракције примарних честица најчешће и није сам детектор. На пример, детекција неутрина произведених у распаду космичких миона се врши тако што неутрини првобитно интерагују са језгрима у арктичком леду океана и приликом ових интеракција се производе наелектрисани миони. Миони губе своју енергију у електромагнетним интеракцијама са ледом и водом производећи Черенковљево зрачење. Детекцијом Черенковљевог зрачења, кроз фотоелектрични ефекат (у фотомултипликаторима), се реконструише правац упадног миона, који је апроксимативно идентичан правцу упадног неутрина [2].

За описивање процеса интеракције честица са материјом користи се величина која се назива ефикасни пресек σ и која квантитативно изражава вероватноћу интеракције честице са материјом. Ефикасни пресек је у вези са флуksom честица ϕ , тј. бројем честица које у јединици времена прођу кроз јединичну површину, и интензитетом R регистрованим у детектору [2]:

$$R [s^{-1}] = \phi [cm^{-2}s^{-1}] \cdot \sigma [cm^2] \cdot N \quad (1.16)$$

где је N број центара за интеракцију, који се у случају интеракције са нуклеоном може изразити преко густине материјала ρ , Авогадровог броја N_A и моларне масе M и запремине V , у којој се посматрају интеракције, као:

$$N = \frac{\rho N_A}{M} \cdot V \quad (1.17)$$

Честице у примарном снопу су језгра (протони, језгра хелијума, гвожђа), фотони и неутрини, при чему су процеси интеракције са материјом у потпуности различити. Протони и друга језгра интерагују доминантно путем јаке интеракције, јер су ефикасни пресеци за процесе који се одвијају путем електромагнетне и слабе интеракције знатно мањи. Карактеристичне вредности ефикасног пресека за нееластично протон-протон расејање на енергијама реда величине 100 GeV су око 40 mbarn³ [2]. Вредност ефикасног пресека зависи од енергије упадног протона.

За ефикасне пресеке од око 250 mbarn, средњи слободни пут, тј. пут који честица пређе између две узастопне интеракције, за протоне у атмосфери (конкретно за нееластично расејање на азоту, $A = 14$), износи:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \sigma} \approx 93 \text{ g cm}^{-2} \quad (1.18)$$

Стога, како је већ и истакнуто у Поглављу 1.2, прве интеракције протона се одвијају већ у горњим деловима атмосфере, док се за тежа језгра (нпр. језгра гвожђа, $A=56$) интеракције одвијају на још већим висинама.

Високоенергијски фотони ($E \gg 10 \text{ MeV}$) интерагују путем електромагнетних интеракција производећи електрон-позитрон парове. Средњи слободни пут фотона чија је енергија 10 GeV износи 47 g cm⁻², те се и електромагнетне каскаде индуковане фотонима појављују већ у горњим слојевима атмосфере [2].

³ 1 barn = 10⁻²⁴ cm²

С друге стране, детекција неутрина космичког порекла је принципијално другачија, јер они интерагују са материјом кроз коју пролазе искључиво путем слабе интеракције. Ефикасни пресек по нуклеону за интеракцију неутрина са језгром је:

$$\sigma [cm^2] = 0,7 \cdot 10^{-38} \cdot E_\nu [GeV] \quad (1.19)$$

За неутрино енергије 100 GeV, вредност ефикасног пресека по нуклеону је $\sigma \approx 0,7 \cdot 10^{-36} cm^2$, а средњи слободни пут [2]:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \sigma} \approx 2,4 \cdot 10^{12} g cm^{-2} \quad (1.20)$$

1.5 Интеракција миона са материјом

Са становишта детекције космичког зрачења, најзначајније честице су миони из разлога што као секундарне честице космичког зрачења стижу до површине Земље у великом броју.

Миони су елементарне честице и сврставају се у групу лептона, те као такви интерагују са материјом путем електромагнетне и слабе интеракције. Спин им је $\frac{1}{2}$, те се сврставају у фермионе. Маса миона је око 207 пута већа од масе електрона, а могу се јавити и као позитивно или као негативно наелектрисани (μ^+ , μ^-). Неутрални миони не постоје. Маса миона, одређена из жиромагнетног односа миона, износи [6]:

$$m_\mu = (105,653 \pm 0,002) MeV c^{-2} \quad (1.21)$$

Време живота позитивно наелектрисаног миона одређено је детекцијом ових честица, насталих у распаду вештачки произведених позитивно наелектрисаних пиона заустављених на карбонским метама, сцинтилационим бројачима. Прихваћена вредност времена живота миона је [6]:

$$\tau_\mu = (2,179 \pm 0,015) \cdot 10^{-6} s \quad (1.22)$$

Укупан губитак енергије миона се може описати као:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{muon} = a(E) + b(E)E \quad (1.23)$$

где први члан описује губитке услед јонизације, а други сумира ефекте услед емисије закочног зрачења (b_{bremss}), креације електрон-позитрон пара (b_{pp}) и нуклеарне интеракције (b_{ni}):

$$b(E) = b_{bremss} + b_{pp} + b_{ni} \quad (1.24)$$

Енергијски губици који настају интеракцијом наелектрисане честице (миона) се према томе могу поделити на јонизационе губитке (услед јонизације и ексцитације) и радијационе губитке (доминантно услед емисије закочног зрачења).

Радијациони губици у погледу интеракције миона са материјом су значајни у случају интеракције високоенергијских миона са срединама велике густине (испод земље, воде или леда). Квантитативни опис фотона емитованих услед закочног зрачења миона је неопходан јер миони имају довољне енергије да продру кроз атмосферу и да изазову електромагнетне пљускове сличне онима индукованим честицама примарног космичког зрачења у највишим слојевима атмосфере [7]. Губитак енергије услед емисије закочног зрачења је значајно мањи у случају миона него у случају електрона, и практично је значајан само за високоенергијске мионе—за мионе енергије 1 000 GeV у гвожђу овај губитак је $3 MeV (g cm^{-2})^{-1}$.

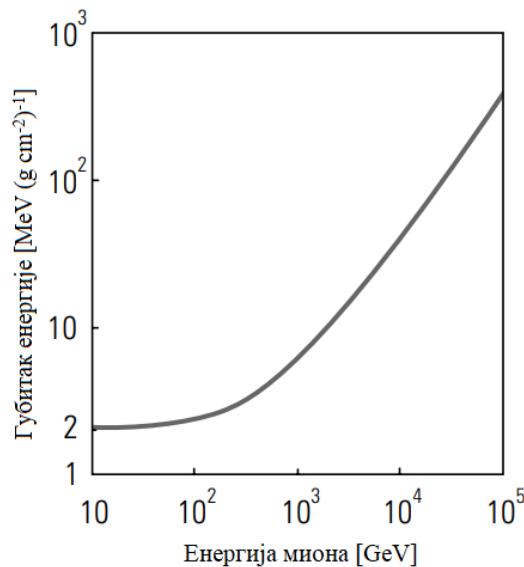
За релативистичку честицу, чије је наелектрисање Ze , губитак енергије по јединици пута услед јонизације и ексцитације при проласку кроз средину редног броја Z и масеног броја A , се описује Бете-Блоховом (*Bethe-Bloch*) једначином:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.25)$$

где је m_e маса мировања електрона, r_e класични радијус електрона, N_A Авогадров број, β је однос v/c , а γ је Лоренцов фактор. I је јонизациона константа⁴, док се фактором δ изражава ефекат густине [3].

Укупан губитак енергије миона унутар средине кроз коју пролази зависи и од енергије упадног миона. На Слици 1.6 приказана је зависност губитка енергије миона од енергије упадног миона при проласку миона кроз стену.

Приликом проласка кроз атмосферу мионски губици енергије су око 2 MeV по g cm^{-2} , што за пролазак кроз атмосферу (узимајући да је дужина интеракције 1000 g cm^{-2}) даје укупан губитак од 2 GeV. На нивоу мора средња енергија детектованих миона је 4 GeV, што значи да је иницијална енергија миона 6 GeV.



Слика 1.6 Зависност губитка енергије миона од упадне енергије миона приказана за случај проласка миона кроз стену [2].

Поред јонизације, ексцитације и продукције закочног зрачења, као резултат интеракције миона са материјом, карактеристични су и процеси у којима негативан мион бива захваћен од стране језгра-процес настанка мионског атома, као и процеси у којима позитиван мион захвата електрон-стварање мионијума.

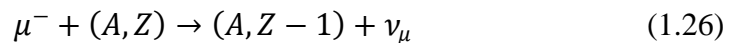
Мионски атом се формира када негативни мион бива заустављен у материји и захваћен од стране атома датог материјала. Везивање миона за атом се одвија брзо, а ослобођена енергија се преноси на Ожеове електроне⁵. Први експериментални доказ

⁴ Јонизациона константа износи $16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$, $Z > 1$.

⁵ Ожеови (енг. *Augerovi*) електрони су електрони који су избачени из атома на рачун енергије коју отпуштају електрони из виших љусака приликом преласка у ниже љуске.

захвата миона је била уочена разлика у броју електрона при заустављању негативних и позитивних миона у угљенику и гвожђу. Тада је по први пут примећено да се захват миона одвија путем слабе интеракције чиме је оспорена тврдња да су миони космичког порекла носиоци јаке интеракције, што је довело и до првих идеја о универзалности процеса који се одвијају путем слабе интеракције–распада миона, захвата миона и бета распада.

У поређењу са најпростијим атомом–атомом водоника, мионски атом водоника има мање димензије, услед веће масе миона. Код вишеелектронских атома, када је неки од спољашњих електрона замењен мионом, величина атома је незнатно промењена, иако је сама љуска на којој се налази мион ближа језгру у поређењу са љускама на којима се налазе електрони. Мион у новоформираном мионском атому може да се распадне, или да буде захваћен од стране протона у језгру путем слабе интеракције (слично електронском захвату), уколико се налази у $1s$ стању. Захват миона од стране протона се може приказати реакцијом:



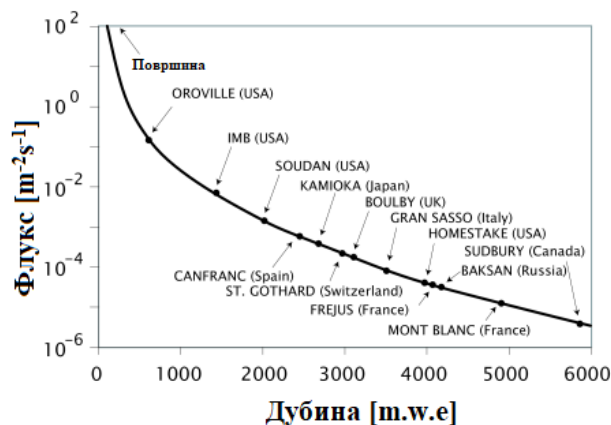
где се види да је процес праћен трансформацијом протона у неутрон и емисијом мионског неутрина. За лака језгра вероватноћа захвата миона је мала у поређењу са вероватноћом распада миона, док је за тежа језгра већа вероватноћа захвата миона него распада миона. Генерално се може закључити да је вероватноћа захвата миона од стране протона у језгру сразмерна четвртој степену ефикасног наелектрисања језгра атома ($\sim Z^4$). Примера ради, за мионске атоме водоника и деутеријума, свега 0,1% миона подлеже процесу захвата миона. Мионски захват доводи до ексцитација језгра, у опсегу енергија 10–20 MeV. Како је енергија везе неутрона око 8 MeV, јасно је да захват миона може да резултује производњом једног, два, или чак више неутрона [3, 8].

Мионијум настаје када позитивни мион бива заустављен у материјалу. За разлику од негативног миона, он не може бити привучен од стране протона или језгра атома због дејства одбојних Кулонових сила, али може да веже електрон и формира тзв. μ -атом (илити мионијум). Овај краткоживећи "атом" (време живота је око 2,2 μs) по својим хемијским особинама највише личи на изотопе водоника (деутеријум, трицијум) [9].

1.5.1 Миони у нискофонским гама спектрометријским мерењима

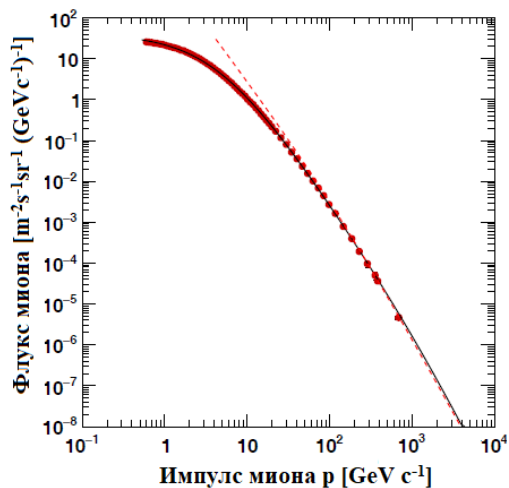
У нискофонским гама спектрометријским лабораторијама највећи утицај имају космички миони и неутрони. Компонента космичког зрачења сачињена од електрона и фотона се у највећој мери апсорбује у материјалима заштите детектора, док је протонска компонента занемарљива у односу на неутронску.

Флукс миона на различитим дубинама испод површине Земље, у различитим подземним лабораторијама света, је дат на Слици 1.7.



Слика 1.7 Флукс миона у различитим подземним лабораторијама у свету [10].

Зависност флука миона на нивоу мора, на зенитном углу од 0°, од импулса миона приказана је на Слици 1.8.

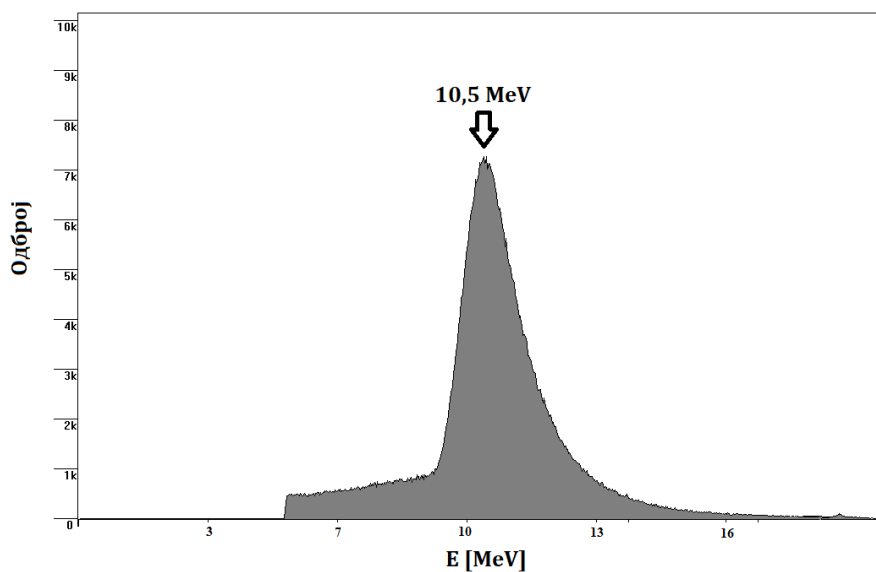


Слика 1.8 Зависност флука миона од импулса миона на нивоу мора, за вредност зенитног угла 0° [11].

У површинским лабораторијама, тј. онима које се налазе на нивоу мора, флукс миона је $167 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [5]. Анализа доприноса миона фону у гама спектрометријским мерењима није једноставна, с обзиром да миони доприносе фону кроз мноштво процеса. С једне стране, миони доприносе фону кроз директне интеракције са детектором и материјалима у саставу детекторског система, а с друге стране доприносе фону кроз индиректне интеракције—продукцијом секундарних честица и радионуклида који даље својом активношћу утичу на фон.

Са становишта анализе фонског зрачења у нискофонским гама спектрометријским мерењима, мионски процеси који су најзначајнији су: јонизација, продукција делта-електрона, продукција пара електрон-позитрон, емисија закочног зрачења, вишеструко расејање, распад миона, захват негативног миона и интеракције брзих миона [8].

У процесима директне јонизације, миони остављају различите износе енергија у зависности од врсте материјала (редног броја елемената у саставу материјала), као и од дебљине материјала. На пример, у пластичном сцинтилационом детектору (базиран на полиетилену) дебљине 5 cm максимум енергије коју оставе миони је на $\approx 10,5$ MeV (Слика 1.9), док је у германијумским детекторима тај пик на око 30 MeV. Допринос директне јонизације фону у гама спектрометријским мерењима у највећем броју није од значаја, јер се интервал енергија који је од интереса углавном креће до 3 MeV [8].



Слика 1.9 Спектар пластичног сцинтилационог детектора добијен у коинцидентном режиму са HPGe детектором снимљен у Лабораторији Департмана за физику у Новом Саду. За пластични сцинтилатор дебљине 5 cm, пик депозиције енергије миона је на око 10,5 MeV.

Други процес којим миони директно доприносе фону је продукција пара електрон-позитрон. Електрони и позитрони могу даље да учествују у свим процесима карактеристичним за ове честице, од којих је нарочито значајна анихилација, која за резултат има емисију два фотона енергија од 511 keV.

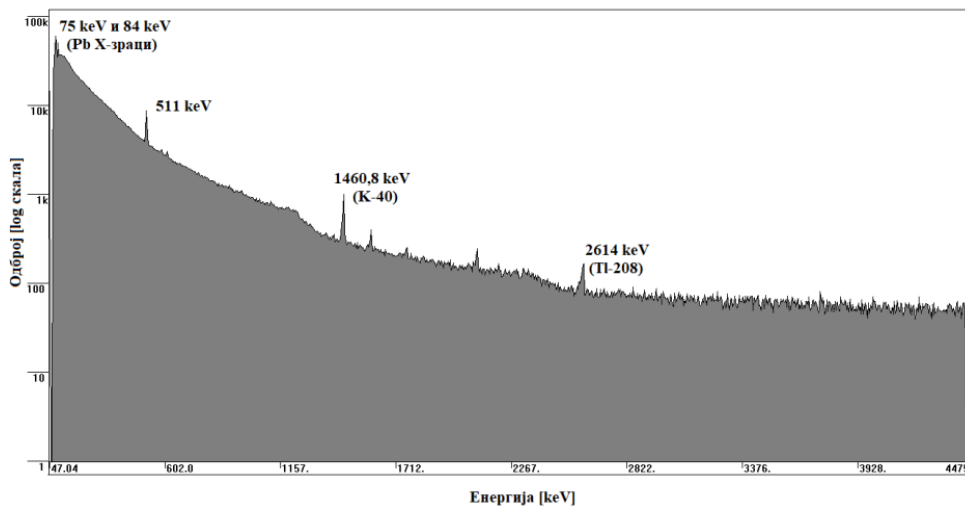
Закочно зрачење које директно производе миони нема нарочитог значаја у случају миона ниских енергија, али закочно зрачење произведено делта-електронима има значајан утицај на фон. Делта-електрони настају приликом интеракције космичких миона са атомским електронима, при чему кроз Кулонове интеракције атоми бивају побуђени, а електрони добијају довољне енергије да напусте атом. Закочно зрачење произведено делта-електронима даје допринос континууму у гама спектрима (доминантно регион до 511 keV) са учешћем од готово 83%. Анихилације делта-електрона значајно доприносе интензитету анихилационе линије у гама спектру са процентуалним учешћем од 73%.

На нижим енергијама миони индиректно доприносе фону кроз реакције распада миона (релације (1.14) и (1.15)), јер се том приликом производе електрони и позитрони,

најчешће са енергијама довољно високим да произведу електромагнетне плъускове. Захват миона такође индиректно доприноси фону кроз продукције неутрона, о чему ће бити више речи у Поглављу 1.6.

Интеракције космичких миона—кроз процесе захвата миона, фотоактивације и спалационе реакције—могу довести до продукције радионуклида, чија активност може утицати на фон у спектрима. На пример, на мети од угљеника интеракцијом космичких миона могу бити произведени ^6He , ^7Be , ^{10}Be , итд. Више детаља о продукцији радионуклида на различитим метама се може наћи у референци [12]. На површини је доминантан процес продукције радионуклида захват миона, док су ови процеси индуковани брзим мионима (фотоактивације и спалационе реакције) значајни на већим дубинама [8].

У спектру добијеним германијумским детектором фон индукован космичким мионима се одликује континуумом насталим доминантно у интеракцијама електрона и фотона (секундарног и терцијарног зрачења првобитно индукованог космичким мионима), затим анихилациона линија на 511 keV и широког пика који одговара директној депозицији енергије миона у германијуму. Пик директне депозиције енергије миона у германијуму варира у зависности од запремине детектора. Слика 1.10 приказује фонски коинцидентни спектар снимљен HPGe детектором у Pb штиту (без поклопа), који је радио у коинцидентном режиму са пластичним сцинтилационим детектором. На примеру овог спектра може се уочити анихилациона линија и континуум који су резултат интеракције космичких миона и секундарних и терцијарних честице пореклом из космичког зрачења. Поред ових линија, у спектру су уочљиве линије на 1460,8 keV и 2614 keV, које су последица распада терестијалних радиоизотопа ^{40}K и ^{208}Tl , респективно. Такође, могу се уочити и две линије које су резултат флуоресценције олова у заштита овог детектора. У спектру се не види широки пик који одговара депозицији енергије миона у германијуму.



Слика 1.10 Коинцидентни спектар HPGe детектора снимљен у Лабораторији Департмана за физику у Новом Саду. У спектру су уочљиве анихилациона линија, континуум, флуоресцентне линије олова, као и линије гама зрачења пореклом из терестијалних радиоизотопа (^{40}K и ^{208}Tl).

1.6 Интеракција неутрона са материјом

Као што је већ напоменуто, неутрони чине око једну трећину укупног броја честица у снопу примарног космичког зрачења, а настају као резултат интеракција примарног космичког зрачења са атмосфером. Са становишта заштите детекторских система, додатни извор неутрона представља интеракција неутрона са материјалима у околини детектора, као и активност радиоизотопа који се налазе у саставу заштите детектора. Пре свега, ово се односи на спонтану фисију урана, као и (α, n) реакције на материјалима детектора.

Неутрони су честице које спадају у групу бариона, спин им је $\frac{1}{2}$, и неутрално су наелектрисани. Маса неутрона износи:

$$m_n = (939,573 \pm 0,003) \text{ MeV } c^{-2} \quad (1.27)$$

Слободан неутрон подлеже бета распаду кроз реакцију:



Средње време живота неутрона износи [6]:

$$\tau_n \approx 898 \text{ s} = 15 \text{ min} \quad (1.29)$$

Флукс космичких неутрона на нивоу мора (не узимајући у обзир неутроне индуковане интеракцијама миона са материјалима у окружењу детекторског система) је $\approx 64 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. С обзиром да ови неутрони превасходно настају у интеракцијама протона, и то тако да сваки примарни протон индукује око 20 неутрона, флукс космичких неутрона на нивоу мора варира са променама флукса примарних протона. Што се тиче енергијског спектра ових неутрона, он се протеже од термалних енергија, па све до 1 GeV, док се може уочити пик на енергији од 1 MeV. Свега 10% космичких неутрона има енергије веће од 10 MeV.

Интеракција миона са материјом представља један од највећих извора фона у нискофонским лабораторијама. Миони могу произвести неутроне у реакцијама захвата миона, путем спалационих реакција индукованих мионима, затим путем хадронских каскада индукованих мионима преко фотонуклеарних реакција и електромагнетних каскада индукованих мионима, као и у процесима еластичног расејања на неутронима везаним у језгру [8]. Ови миони су брзи миони, енергија реда величине GeV.

Са становишта фона, флукс неутрона насталих продукцијом космичких миона расте са повећањем дубине на којој се налази детекторски систем, али услед тога што опада флукс миона, опада и број неутрона произведених брзим неутронима. Такође, број неутрона, произведених у интеракцијама миона са материјалима у околини детекторског система, зависи од атомског броја материјала, и то тако да са повећањем атомског броја материјала расте и број произведених неутрона.

Сами неутрони, с обзиром да су електронеутрални, приликом проласка кроз материју, за разлику од наелектрисаних честица не интерагују путем ексцитације и јонизације атома, већ су доминантни процеси апсорпције (захват неутрона и фисије) и еластичног и нееластичног расејања неутрона на језгрима. Интеракција неутрона са атомом се своди на интеракцију са атомским језгром, јер је интеракција неутрона са електронима занемарљива услед малог ефикасног пресека и велике разлике у масама неутрон-електрон [8].

С обзиром да је у овом раду анализирана временска крива брзих и спорих процеса детектованих нискофонским германијумским детектором у површинској лабораторији, са фокусом на процесе индуковане космичким мионима и неутронима,

даље је у овом поглављу дат преглед интеракција неутрона које су од важности у таквим експерименталним условима.

1.6.1 Неутронске реакције

Реакције индуковане неутронима се могу поделити у две велике групе— апсорпцију неутрона и расејања неутрона, при чему се апсорпција неутрона даље може поделити на захват неутрона и фисију, а расејања неутрона на еластична (обухватају потенцијална и резонантна расејања) и нееластична расејања [8].

Захват неутрона је процес у ком неутрон интерагује са језгром при чему бива апсорбован од стране језгра и остаје трајно везан у њему. Механизам којим се одвија захват неутрона се може објаснити као стварање сложеног језгра, углавном у побуђеном стању, што зависи од енергије коју је неутрон предао језгру. Енергија побуде је једнака збиру везивне енергије неутрона и његове кинетичке енергије, док у случају спорих неутрона (кинетичких енергија реда величине meV) је она практично једнака везивној енергији неутрона. Енергија ексцитације је у интервалу од 6 до 10 MeV за 80% стабилних језгара, а типично време распада сложеног језгра је 10^{-16} s [13]. У основно, или стање ниже енергије, сложено језгро може прећи емисијом гама зрачења, или емисијом честица као што су протони, неутрони или алфа честице. Процес захвата неутрона је битан у реакторској физици и приликом пројектовања заштите, где се бирају материјали који успоравају неутроне (као нпр. борон, кадмијум, гадолинијум) и потом их апсорбују. Такође, технике неутронске активационе анализе се заснивају на реакцијама захвата неутрона, а широко су коришћене у геолошким, археолошким анализама, затим анализама стакла, метала, керамике, али и за проучавање материјала, нуклеарне структуре, итд [13].

Нуклеарна фисија је процес распада тежег језгра на два главна фрагмента, уз емисију неколико неутрона. Фисија може бити спонтана, и теоријски је могућа за сва језгра чија је масени број већи од 100, али се практично одвија код језгара чија је маса језгра већа од 230 a.j.m.^6 [8]. Услов за одвијање спонтане фисије се математички може записати као:

$$\frac{Z^2}{A} \geq 45 - 50 \quad (1.30)$$

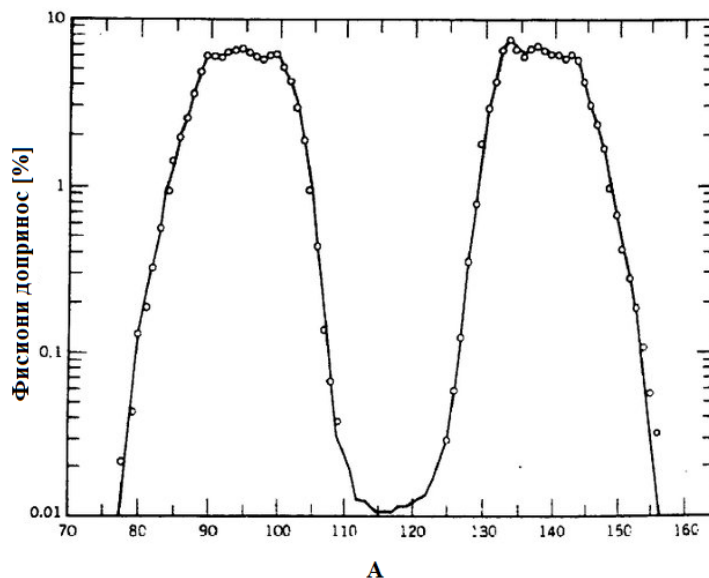
За већину тешких језгара, спонтана фисија је начин распада који је занемарљив у односу на остале начине распада.

Фисија може настати и као резултат интеракције неутрона са тешким језгрима, и тада говоримо о индукованој фисији. Индукована фисија се објашњава моделом распада сложеног језгра формираног након апсорпције неутрона. Експериментално је доказано да неутрони енергије 100 MeV могу да изазову индуковану фисију код свих језгара, па чак и код лакших.

Фисија је први пут примећена на уранијуму, и данас је уранијум најчешће гориво у нуклеарним електранама. Поред уранијума, као нуклеарно гориво се користи и плутонијум. За оба изотопа уранијума и плутонијума, карактеристична је фисија индукована захватом термалних неутрона. Приликом деобе језгра на два главна фрагмента, примећено је да се вероватноћа деобе може описати функцијом са два изражена максимума. Конкретно за језгро уранијума ^{235}U уочено је да се један

⁶ Атомска јединица масе: $1 \text{ a.j.m.} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

максимум појављује за масени број 95, а други за масени број 140, што значи да се са највећом вероватноћом оно дели на фрагменте неједнаких маса (Слика 1.11). Сем два главна фрагмента, приликом фисије се ослобађа и извесан број неутрона. Средњи број неутрона који се ослобађа приликом фисије ^{235}U износи 2,5. Спектар енергије емитованих неутрона је континуалан, а највећи број неутрона има енергије око 1 MeV.



Слика 1.11 Расподела маса продуката фисије добијених након захвата термалних неутрона на језгрима U^{235} [14].

Еластично расејање неутрона је процес интеракције неутрона са језгром атома, при чему се не мења структура језгра мете, већ долази до промене брзине и правца кретања неутрона, и део енергије неутрона се предаје језгру мете. Енергија коју неутрон преда језгру се манифестује у виду узмака језгра. Вероватноћа за еластично расејање неутрона је већа за лакша језгра.

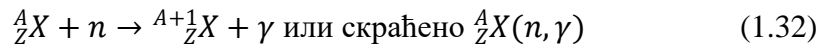
Нееластично расејање неутрона је процес интеракције неутрона са језгром атома, али након чега језгро мете бива побуђено. Из побуђеног стања језгро прелази у основно или стање ниже енергије емисијом гама зрачења. Кинетичка енергија упадног неутрона је једнака суми кинетичке енергије неутрона након нееластичног расејања, енергије узмака језгра и енергије побуђеног стања језгра. Процес нееластичног расејања има одређен праг, јер енергија упадног неутрона мора бити најмање једнака износу енергије првог побуђеног стања језгра. Минимална енергија коју мора поседовати неутрон да би дошло до нееластичног расејања се може изразити као [8]:

$$E_{min} = \frac{A+1}{A} Q \quad (1.31)$$

где је A атомски број језгра мете, а Q енергија првог побуђеног стања језгра мете.

1.6.2 Неутрони у нискофонским гама спектрометријским мерењима

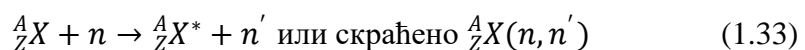
У спектрима нискофонских гама спектрометријских мерења карактеристична је појава гама линија везаних за процесе захвата неутрона и нееластичних расејања неутрона. На основу тога се обично прави подела на термалне неутроне—који доводе до процеса захвата неутрона, и брзе неутроне—који су одговорни за нееластична расејања. Захват неутрона на језгру атома је праћен деексцитацијом језгра, које се може одвијати емисијом гама зрачења или распадом формираног језгра. У случају деексцитације емисијом гама зрачења, општи облик реакције захвата неутрона је:



У спектру се разликују линије које настају деексцитацијом побуђеног језгра које су промптне и оне које настају распадом изомерних стања [8]. У Табели 1.1 приказане су енергије типичних линија насталих захватом термалних неутрона на неким од најчешће коришћених материјала у нискофонским лабораторијама, изотопи који настају у реакцији чије су деексцитације узрок појаве гама линија и одговарајуће реакције. С обзиром на распрострањеност германијумских детектора, највећи број линија датих у Табели 1 се управо односи на захвате термалних неутрона на изотопима германијума, али и на материјалима који се најчешће користе у конструкцији детекторског система (нпр. у заштити детектора—као што су бакар, кадмијум, индијум). Које линије ће се појавити у спектру зависи од изотопа који се налазе у саставу детекторског система, али и самог детектора. Интензитети регистрованих неутронских линија се разликују код различитих експерименталних детекторских система—у зависности од величине германијумског кристала, геометрије и материјала од којег је изграђена заштита, карактеристика покровног слоја, итд [15].

Када је реч о захвату термалних неутрона, најинтензивније линије у гама спектрима добијеним HPGe детекторима су линије настале захватом неутрона на изотопима германијума ${}^{75m}\text{Ge}$ и ${}^{71m}\text{Ge}$, а које одговарају енергијама од 139,7 keV и 198,3 keV [8, 15].

Процес нееластичног расејања неутрона на језгрима атома може се приказати као:

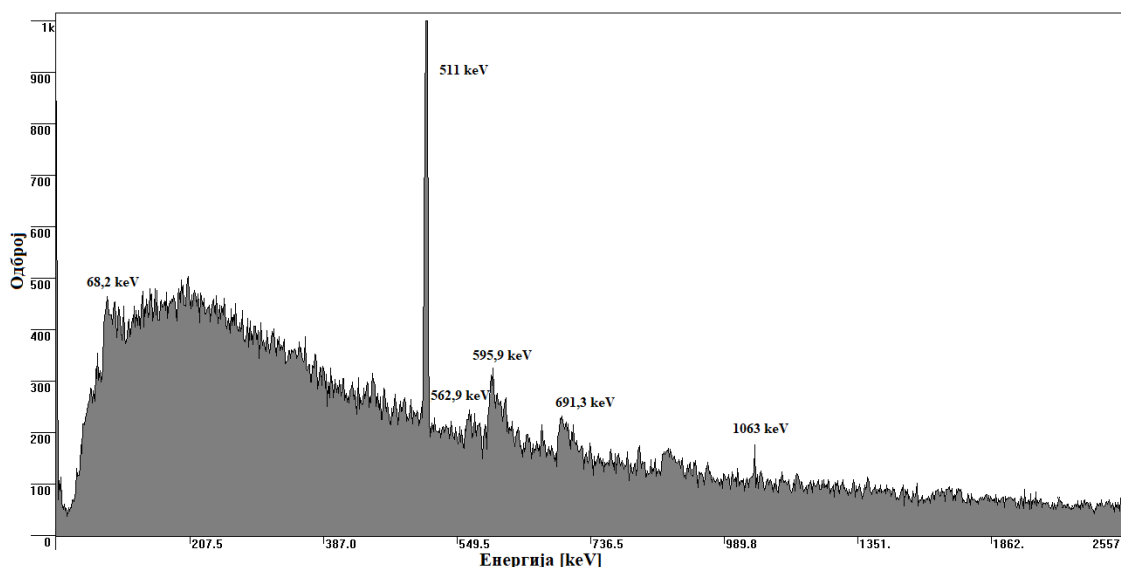


Нееластично расејање је праћено деексцитацијом побуђених језгара емисијом гама фотона или конверзионих електрона, као и узмаком језгра. Као и у случају захвата неутрона, линије које ће се појавити у спектру зависе од материјала у саставу самог детектора и детекторског система. За разлику од линија насталих као резултат захвата неутрона на језгрима, фонске линије узроковане нееластичним расејањем на језгрима германијума су проширене, тј. имају блажи нагиб на делу пика који одговара вишој енергији (Слика 1.12).

Проширење линије је последица сумирања енергије која одговара деексцитацији језгра и узмака језгра. Узмак језгра настаје услед нееластичног расејања неутрона, јер се део енергије неутрона предаје језгру. С обзиром да се и енергија узмака депонује у самом кристалу германијумског детектора пре него што наелектрисање настало као последица деексцитације бива прикупљено електричним пољем у кристалу, у спектру се јавља проширење ка вишој енергији за износ који одговара износу енергије узмака језгра. С друге стране, линије које настају нееластичним расејањима на изомерним стањима германијума нису проширене јер таква стања имају времена живота дужа од времена

прикупљања наелектрисања у детектору, тј. деексцитују се са довољно закашњења у односу на депоновање енергије узмака језгра. Такође, фонске линије које су резултат нееластичних расејања на материјалима у околини детекторског система нису проширене, јер се енергије узмака не депонују у самом германијумском кристалу. На Слици 1.12 може се видети пример спектра снимљеног у коинцидентном режиму HPGe детектора. Приказани спектар може послужити као илустрација проширених линија које су настале као резултат интеракције нееластичног расејања неутрона у самом кристалу германијума—то су линије на енергијама од 68,2, 562,9, 595,9 и 691,3 keV, где се јасно види проширење са десне стране пика, односно ка вишој енергији, што је резултат сумирања енергије која одговара деексцитацији језгра са енергијом узмака језгра. С друге стране, линија на 1063 keV није проширена, јер је она резултат нееластичног расејања неутрона на језгрима олова, стога се енергија узмака не региструје у самом детектору.

У Табели 1.2 приказане су најинтензивније фонске линије индуковане нееластичним расејањем брзих неутрона.



Слика 1.12 Приказ неутронских линија детектованих HPGe детектором у коинцидентном режиму рада. Спектар је снимљен у Лабораторији Департамента за физику у Новом Саду.

Поред доминантног доприноса захвата неутрона и нееластичног расејања неутрона, претежно на језгрима германијума, фону доприносе и еластична расејања неутрона. Приликом ових процеса, неутрон предаје своју енергију језгру у виду узмака језгра, те процеси еластичног расејања доприносе региону ниских енергија у укупном спектру HPGe детектора. Треба нагласити да процеси еластичног расејања на материјалима у околини детектора не доприносе фону из разлога што се енергија узмака ових језгара не детектује у самом HPGe детектору. У нискоенергијском региону, неутрони доприносе фону и кроз продукцију анихилационе линије и континуума [8].

Табела 1.1 Најинтензивније фонске линије настале као последица захвата термалних неутрона на изотопима најчешће коришћеним у нискофонским гама спектрометријским лабораторијама [8, 15].

Енергија [keV]	Изотоп	Реакција
10,37	$^{68,71}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma) ^{71}\text{Ge}$, $^{70}\text{Ge} (n,3n) ^{68}\text{Ge}$
13,3	^{73m}Ge	$^{72}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{74}\text{Ge} (n,2n)$
23,5	^{71m}Ge	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{72}\text{Ge} (n,2n)$
53,4	^{73m}Ge	$^{72}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{74}\text{Ge} (n,2n)$
66,7	^{73m}Ge	$^{72}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{74}\text{Ge} (n,2n)$
139,5	^{75m}Ge	$^{74}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{76}\text{Ge} (n,2n)$
159,5	^{77m}Ge	$^{76}\text{Ge} (n,\gamma)$
174,9	^{71m}Ge	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{72}\text{Ge} (n,2n)$
186,0	^{66}Cu	$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)$
198,3	^{71m}Ge	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma)$, $^{72}\text{Ge} (n,2n)$
278,3	$^{64*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$, $^{65}\text{Cu}(n,2n)$
368,0	$^{200*}\text{Hg}$	$^{199}\text{Hg}(n,\gamma)$
558,4	$^{114*}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
651,1	^{114}Cd	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
805,9	$^{114*}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
1097,3	^{116}In	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$
1293,5	^{116}In	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$
2223,0	$^{2*}\text{H}$	$^1\text{H}(n,\gamma)$

Табела 1.2 Најинтензивније фонске линије узроковане нееластичним расејањем брзих неутрона на изотопима најчешће коришћеним у нискофонским гама спектрометријским лабораторијама [8, 15].

Енергија [keV]	Изотоп	Реакција
68,7	^{73}Ge	$^{73}\text{Ge} (n,n')$
109,9	^{19}F	$^{19}\text{F} (n,n')$
562,9	^{76}Ge	$^{76}\text{Ge} (n,n')$
579,2	^{207}Pb	$^{207}\text{Pb} (n,n')$
595,9	^{74}Ge	$^{74}\text{Ge} (n,n')$
669,6	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
691,3	^{72}Ge	$^{72}\text{Ge} (n,n')$
803,3	^{206}Pb	$^{206}\text{Pb} (n,n')$
834,0	^{72}Ge	$^{72}\text{Ge} (n,n')$
846,8	^{56}Fe	$^{56}\text{Fe} (n,n')$
962,1	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
1 063,6	^{207}Pb	$^{207}\text{Pb} (n,n')$
1 115,5	^{65}Cu	$^{65}\text{Cu} (n,n')$
1 327,0	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
1 412,1	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
1 481,7	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
1 547,0	^{63}Cu	$^{63}\text{Cu} (n,n')$
2 624,6	^{208}Pb	$^{208}\text{Pb} (n,n')$

1.7 Временске варијације интензитета космичког зрачења

Примарно космичко зрачење, сачињено претежно од протона, алфа-честица и тежих језгара се на свом путу до Земље налази под утицајем галактичких, интерпланетарних, магнетосферних и геомагнетних поља. Интерпланетарна поља су реда величине 5 nT (50 μ G) у пољу Земљине орбите. Магнетосферна поља су сума тренутних поља у пољу космоса и подложна су значајним варијацијама, док су геомагнетна поља генерисана изворима унутар Земље и подлежу секуларним променама (дуге, непериодичне промене). У зависности од локације, комбинована поља на Земљи су обично у интервалу од 30 до 60 μ T (0,3–0,6 G). Временски зависне варијације су реда величине једног процента. Наелектрисане секундарне честице космичког зрачења произведене у атмосфери су такође подложне геомагнетним ефектима [16].

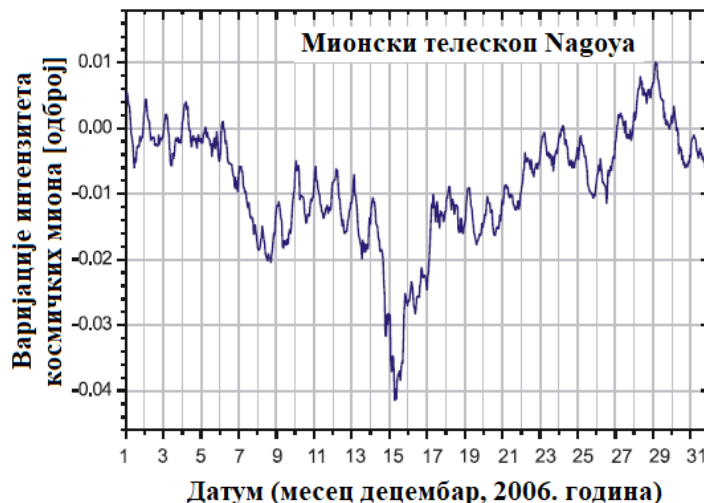
Поред утицаја магнетних поља, на флуks космичког зрачења утиче и соларна активност. Ови ефекти се манифестују појавама модулација флуksа космичког зрачења са циклусима од 11 година, а за неке ефекте и 22 године, као и другим соларним утицајима. Ефекти модулације слабе са повећањем енергије и постају занемарљиви за честице енергија већих од 10 GV [16].

Стохастичка и релативно изненадна промена, током којих интензитет космичког зрачења повремено опада за 15 до 30% у времену од десет минута до неколико сати, а након које настаје постепени раст до почетне вредности интензитета у току неколико сати или чак дана, назива се Форбуш ефекат (енг. *Forbush effect, Forbush decrease*) [16]. Откривен је 1937. године [17, 18] и као узрок ове појаве сматране су промене магнетних поља соларног порекла. Двадесет година касније прихваћено је да су узрок појаве Форбуш ефекта облаци плазме емитовани са Сунца. Пример детектованог Форбуш ефекта са падом интензитета од 4% дат је на Слици 1.13. Ефекат је детектован мионским телескопом, који ради на принципу водених Черенковљевих детектора, 14. децембра 2006. године на висини од 2 925 m изнад нивоа мора у Бугарској [19].

Сем Форбуш ефекта, познат је и ефекат *ground level enhancement (GLE)*, односно нагло повећања интензитета (од 10% до 100%) секундарног космичког зрачења узрокованог соларним олујама, избацивањем короналне масе (*coronal mass ejection—CME*) или соларним честицама високих енергија (*solar energetic particles—SEP*). Појаве GLE се детектују детекторима на површини Земље.

Поред утицаја соларних и геомагнетних активности, промене у метеоролошким и сезонским условима, као што су атмосферски притисак и температура, утичу на флуks космичког зрачења на површини Земље. На Слици 1.14 приказане су сезонске варијације интензитета космичких миона на нивоу мора. Корекције интензитета флуksа космичког зрачења на утицај спољашњих параметара су разматране у радовима [20, 21, 22].

Варијације у интензитету космичких зрачења имају утицај и на варијације секундарних честица које су резултат интеракције космичког зрачења са материјалима у саставу детекторског система. Детекција варијација интензитета ових секундарних честица је пре свега значајна у експериментима у којима одброј фона мора бити сведен на минимум. На пример, фотони ниских енергија индуковани у интеракцијама миона космичког порекла, могу да утичу на потрагу за предвиђеним честицама тамне материје (тзв. *WIMP*-ова) [23, 24, 25, 26, 27], или на истраживања потенцијалних периодичних флукуација константе радиоактивног распада [28, 29, 30], која у овом тренутку представљају модерна поља истраживања.



Слика 1.13 Форбуш ефекат детектован мионским телескопом Nagoya (2006. године) [19].

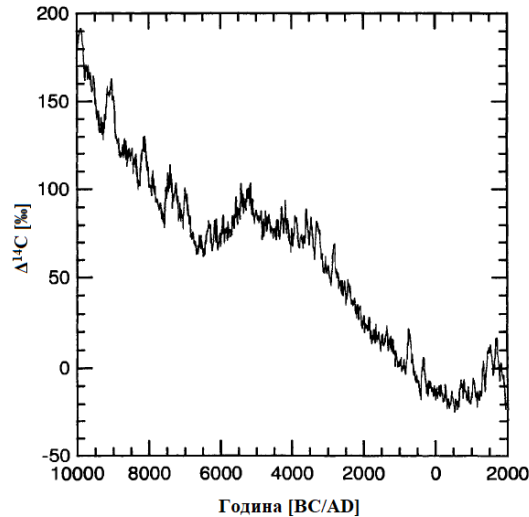
Постојећи системи за детекцију временских варијација космичког зрачења на површини Земље су махом засновани на директној детекцији космичких миона различитим детекторима (као нпр. сцинтилаторима) [31, 32, 33] или на детекцији неутрона пореклом из космичког зрачења [34]. Поред анализирања временских варијација интензитета космичког зрачења, могуће је детектовати периодична понашања, као рецимо она која су повезана са ротацијом Сунца [35], затим годишње модуларације космичког зрачења [36, 37], или појединачне догађаје (као што је Форбуш ефекат), а који су резултат активности Сунца [19, 38, 39].



Слика 1.14 Сезонске варијације релативне девијације интензитета космичких миона [16].

Занимљиво је истаћи да је доказ о постојању значајних варијација интензитета космичког зрачења у прошлости пронађен и анализом садржаја радиоизотопа ^{14}C у стаблима биљака, ^{36}Cl и ^{10}Be у корама поларног леда и других космогених радиоизотопа у узорцима земље. Ако се претпостави да је космичко зрачење било сталног интензитета, онда је и брзина стварања космогених радионуклида морала бити непромењена, те би стога, график зависности продукције од времена, на пример, ^{14}C , био права линија, која би указивала да нису постојале промене у интензитету

космичког зрачења. То би даље значило да је концентрација ^{14}C у садашњим узорцима била праћена експоненцијално-опадајућом кривом (и временом полураспада ^{14}C од 5 730 година). Међутим, стварна зависност (Слика 1.15) указује да је у прошлости однос $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ био већи него у данашње време, што указује да је у прошлости и интензитет космичког зрачења био већи [16].



Слика 1.15 Зависност промене концентрације ^{14}C (у промилима), тј. односа $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, од вредности забележене 1950. године, одређене мерењима у прстеновима дрвећа. Крива зависности показује да је овај однос био већи у прошлости, услед веће брзине продукције радиоизотопа ^{14}C , што указује и на већи интензитет космичког зрачења у прошлости [16].

II РАДИОАКТИВНИ РАСПАД И КОНСТАНТА РАСПАДА

Радиоактивност представља спонтану трансформацију језгра у којој долази до промене састава или енергијског стања језгра уз емисију радиоактивног зрачења [40]. Може се поделити у три велике групе, према честицама, односно зрачењу које се емитује приликом радиоактивног распада, на:

- **α -распад**—радиоактивни распад у ком се емитују огољена језгра хелијума— α -честице;
- **β -распад**—радиоактивни распад у ком се емитују електрони (β^- -честице), позитрони (β^+ -честице) или долази до захвата електрона од стране језгра;
- **γ -распад**—радиоактивни распад у ком не долази до промене састава језгра, већ оно само мења своје енергијско стање, при чему прелази из вишег енергијског стања у стање ниже енергије или основно стање и емитује γ -зрачење (таласних дужина 10^{-10} – 10^{-12} m). Гама зрачење се често емитује и након α - и β -распада, у случају када је језгро потомак настало у побуђеном стању.

С обзиром да је ред величине језгра 10^{-15} m, језгро је квантно-механички систем и као такав подлеже квантној статистици. За једно језгро се не може са сигурношћу тврдити када ће се она распасти, али ако се посматра скуп огромног броја језгара, њихов распад се може описати статистички. Број језгара који се распао у инфинитеземалном времену dt је сразмеран број језгара N и временском интервалу dt за који посматрамо распад [40, 41, 42]:

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.1)$$

Знак "-" у релацији (2.1) потиче од чињенице да се број радиоактивних језгара у току времена смањује, а коефицијент сразмерности λ се назива константа распада.

Интеграцијом једначине (2.1) и уврштавањем почетних услова (за тренутак $t=0$ почетни број језгара је $N=N_0$) добија се експоненцијални закон радиоактивног распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Релација (2.2) математички описује радиоактивни распад: број језгара радиоактивног изотопа се експоненцијално смањује у току времена.

Ако се релација (2.1) запише на другачији начин, тако да се изрази коефицијент λ , односно константа распада, добијамо израз:

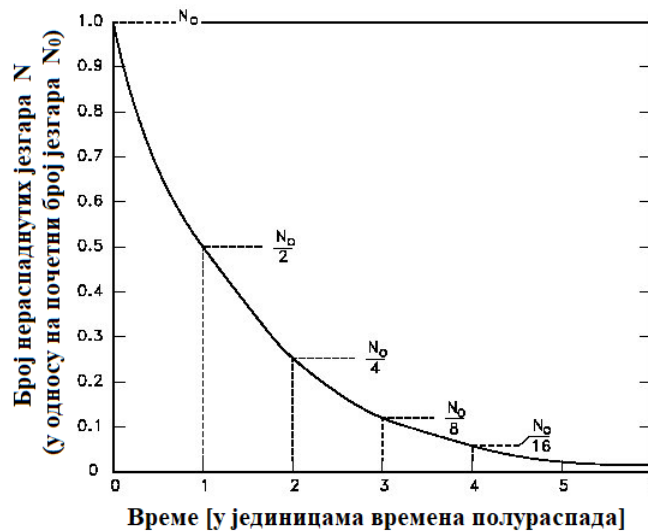
$$\lambda = -\frac{\frac{dN}{dt}}{N} \quad (2.3)$$

Бројилац у релацији (2.2) представља број распада у јединици времена, док је именилац укупан број распалнутих језгара, из чега је јасно да је константа распада вероватноћа којом се изражава да ће се једно језгро из ансамбла присутних језгара распасти у јединици времена. Константа распада изражава статистичку вероватноћу да ће се неко језгро распасти—нпр. ако је вредност константе распада $0,01 \text{ s}^{-1}$, онда се са 1% шансе језгро распаде у току једне секунде, док се са 99% оно неће распасти у току једне секунде. Дакле, што је већа вредност константе распада, језгро има већу вероватноћу да ће се распасти у јединици времена.

За описивање радиоактивног распада користи се и величина која представља време за које се распадне половина почетног броја језгара и назива се период полураспада $T_{1/2}$. Уврштавањем услова $t=T_{1/2}$ и $N=N_0/2$ у релацију (2.2), добија се веза између периода полураспада и константе распада:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.4)$$

Радиоактивни распад као функција од времена (израженог у јединицама времена полураспада) је приказан на Слици 2.1. Са слике се јасно може видети да је након времена које одговара једном времену полураспада, број нераспаднутих језгара $1/2$ (или 50%).



Слика 2.1 Приказ зависности броја нераспаднутих језгара у функцији од времена (израженог у јединицама времена полураспада).

Сем периода полураспада и константе распада, за описивање радиоактивног распада користи се и величина средњи живот τ . Ако се посматра почетни временски тренутак, број језгара је N_0 , док је након времена t , број језгара $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Током бесконачно малог временског интервала ($t, t+dt$) број распаднутих језгара је $-dN = \lambda N dt$. Свако језгро је живело током времена t пре него што се распало у временском интервалу dt , те је укупно време живота овог скупа језгара dN распаднутих током времена dt :

$$dNt = \lambda N dt \quad (2.5)$$

Када посматрамо читав ансамбл језгара, статистички ће постојати језгра која ће се распасти у почетном тренутку ($t=0$), али и језгра која ће се распасти када $t \rightarrow \infty$. Укупно време током ког су сва језгра живела је збир времена постојања сваког појединачног језгра у посматраном ансамблу, па се за велики број језгара сума може изразити интегралом:

$$\int_0^{\infty} \lambda N dt \quad (2.6)$$

Средњи живот се добија када се укупно време подели са укупним бројем почетних језгара:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} \lambda N dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1,44 T_{1/2} \quad (2.7)$$

Средње време живота је веће од периода полураспада 1,44 пута, а уједно представља и време за које се број почетних језгара смањи $e^{\frac{1}{2}}$ пута [40, 41].

Имајући у виду статистички карактер, број радиоактивних распада флукуише у току времена. Посматрајмо број распада који се одвијао у радиоактивном извору у времену Δt које је краће од времена полураспада датог извора. У том случају активност извора може бити сматрана константном. Ако се понавља мерење броја распада n у току времена Δt , флукуације у броју распада ће бити опажене у сваком од мерења. Показује се да је вероватноћа да се опази број распада n описана Поасоновом дистрибуцијом:

$$P(n, \Delta t) = \frac{m^n}{n!} e^{-m} \quad (2.8)$$

где је m просечан број распада у току времена Δt . Стандардна девијације ове дистрибуције је [42]:

$$\sigma = \sqrt{m} \quad (2.9)$$

За разлику од флукуација у броју распада које су последица статистичког карактера радиоактивног распада, потенцијално постојање флукуације константе распада, које представља још увек поље активних истраживања у области нуклеарне и астрофизике, је описано у Поглављу 2.3.

2.1 Радиоактивни распад са квантно-механичког становишта

За опис радиоактивног распада са квантно-механичког становишта, потребно је да уведемо таласну функцију која ће бити временски зависна [41]:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) e^{-\frac{iE_0 t}{\hbar}} \quad (2.11)$$

где је E_0 енергија стања које се посматра.

С обзиром да посматрамо нестабилно стање, неопходно је да узмемо у обзир временску зависност која следи из закона радиоактивног распада. Даље посматрамо вероватноћу налажења језгра у одређеном стању која је дата квадратом модула таласне функције и опада са временом сходно једначини (2.2):

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = |\Psi(\vec{r}, 0)|^2 e^{-\lambda t} \quad (2.12)$$

На основу израза (2.12), израз (2.11) модификујемо тако да добија облик:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) e^{-\frac{iE_0 t}{\hbar}} e^{-\frac{\lambda t}{2}} \quad (2.13)$$

Једначина (2.13) указује да временски зависно стање, односно стање које није стабилно, не може представити једном вредношћу енергије E_0 , већ се описује дистрибуцијом енергија $P(E)$ са средњом вредношћу E_0 . Трансформацијом временски зависне таласне функције применом Фуријеовог трансформира добија се дистрибуција енергија:

$$P(E) = \text{const} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{iE_0 t}{\hbar}} e^{-\frac{\lambda t}{2}} e^{\frac{iE t}{\hbar}} dt \quad (2.14)$$

Уколико распад почиње у тренутку $t=0$, доња границе интеграције у једначини (2.14) се може поставити да је нула и из интеграције добијамо:

⁷ Ојлеров број $e \approx 2,71828\dots$

$$P(E) = \frac{const}{i(E_0 - E) + \frac{\lambda \hbar}{2}} \quad (2.15)$$

Нормирањем добијамо:

$$P(E) = \left(\frac{i}{2\pi}\right) \frac{1}{(E - E_0) + \frac{i\hbar\lambda}{2}} \quad (2.16)$$

Квадрат модула дистрибуције $P(E)$ даје вероватноћу налажења језгра у стању са одређеном вредношћу енергије E :

$$P(E) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\hbar^2 \lambda^2}{4}} \quad (2.17)$$

Функција дистрибуције енергије се може фитовати Лоренцовом функцијом и доказује се да ова крива има ширину Γ на половини максимума која износи:

$$\Gamma = \hbar\lambda \quad (2.18)$$

Ако се искористи веза између константе распада и средњег времена живота добија се:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.19)$$

Релација (2.19) даје ширину енергијске дистрибуције нестабилног стања. Ако се узме да ова ширина одговара неодређености у енергији нестабилног стања (тј. да је $\Gamma = \Delta E$), као и да неодређеност у времену представља време живота нестабилног стања ($\tau = \Delta t$), добија се познати облик Хајзенбергових релација неодређености:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \quad (2.20)$$

За већину језгара, осим у случајевима краткоживећих резонанци, ширине енергијских дистрибуција нуклеарних стања су веома мале (за времена живота од 10^{-15} s ове ширине су мање од 10^{-6} MeV), стога се у већини случајева нуклеарни прелази сматрају моноенергијским [41].

2.2 Константа радиоактивног распада

Константа радиоактивног распада λ представља вероватноћу прелаза језгра из једног у друго стање у јединици времена, те се са квантно-механичког становишта може описати применом Фермијевог златног правила [43]:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \rho_f \quad (2.21)$$

где је H_{if} матрични елемент прелаза, а ρ_f представља густину финалних стања.

Релација (2.21) може бити записана и на другачији начин преко оператора као:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_f | \hat{V}_i | \Psi_i \rangle|^2 \rho_f \quad (2.22)$$

За егзактно одређивање константе распада неког радиоизотопа, потребно је познавати густину финалних стања, као и матрични елемент прелаза, односно потенцијал интеракције.

За сваки тип распада могуће је одредити густину финалних стања, као и матрични елемент прелаза, али ће у даљем тексту бити разматран случај бета-распада, с обзиром да експериментални део мерења обухвата позитронски емитер ^{22}Na .

Посматрајмо случај бета распада у ком се емитују електрон и антинеутрино:



Интеракција одговорна за бета распад и креацију електрона и антинеутрина је слаба интеракција.

Из принципа неодређености се може извести доказ да електрон не може да постоји у језгру, већ се слободни електрони формирају приликом бета-распада. Према Фермијевој теорији, бета-распад је последица интеракције нуклеона и лептонског поља. Прелаз протона у неутрон и лептонски пар (електрон и антинеутрино), Ферми је описао аналогно процесу емисије светлости. Као што су електрони у атому извори електромагнетног поља и у интеракцији са њим креирају фотоне, што доводи до прелаз атома из почетног у крајње стање, тако и нуклеони у интеракцији са лептонским пољем формирају лептонски пар и врши се прелаз језгра из почетног у крајње стање [42].

У једначини (2.21) члан H_{if} представља матрични елемент прелаз а, који се може изразити интегралом:

$$H_{if} = G \int \Psi_f^* \hat{H} \Psi_i d^3\vec{r} \quad (2.24)$$

где Ψ_f^* представља комплексно-коњуговану таласну функцију финалног (крајњег стања), Ψ_i таласну функцију иницијалног (почетног стања), H оператор потенцијала интеракције, а G константу која репрезентује јачину интеракције.

У разматрању нуклеарног распада, иницијално стање је заправо нуклеарно стање претка, док је финално стање нуклеарно стање потомка и честица које су резултат распада. У случају β^- -распада, као резултат распада настају три честице-језгро потомак, електрон и електронски антинеутрино, стога оператор интеракције у случају β^- -распада има облик:

$$H_{if} = G \int \Psi_{\text{потомак}}^* \Psi_e^* \Psi_{\bar{\nu}_e}^* \hat{H} \Psi_{\text{предак}} d^3\vec{r} \quad (2.25)$$

Сличан матрични елемент се може записати и у случају β^+ -распада.

Даље се уводи претпоставка да електрон и антинеутрино слабо интерагују са језгром и да се Кулонова интеракција електрона са језгром занемарује, што значи да се електрон и антинеутрино могу описивати функцијама које су равни таласи:

$$\psi_e(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar}} \quad (2.26)$$

$$\psi_{\bar{\nu}_e}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar}} \quad (2.27)$$

где је V нуклеарна запремина, а \vec{p} и \vec{q} су импулси електрона и антинеутрина, респективно.

Развојем у ред експоненцијалног члана, добија се:

$$e^{\frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar}} = 1 + \frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots \quad (2.28)$$

$$e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar}} = 1 + \frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots \quad (2.29)$$

С обзиром да су типичне вредности импулса електрона емитованих у β^- -распаду око 1 MeV c^{-1} и уколико се узме за вредност r да је вредност која одговара реду величине нуклеарног радијуса, добија се да је $\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar} \cong 0,03$, стога се можемо задржати на првом члану у развоју, тј. узети да је:

$$e^{\frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar}} \cong 1 \quad (2.30)$$

$$e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar}} \cong 1 \quad (2.31)$$

Узевши у обзир ову тзв. дуготаласну апроксимацију, таласне функције за електрон и антинеутрино постају:

$$\psi_e(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (2.32)$$

$$\psi_{\tilde{\nu}_e}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (2.33)$$

те ако се уврсте у релацију (2.25), добија се израз за матрични елемент интеракције:

$$H_{if} = \frac{G}{V} M_{if} \quad (2.34)$$

при чему је дефинисан нови оператор интеракције:

$$M_{if} = \int \Psi_{\text{потомак}}^* \hat{H} \Psi_{\text{предак}} d^3\vec{r} \quad (2.35)$$

Густину финалног стања ћемо разматрати на основу једноставног случаја у ком су електрон и антинеутрино унутар тродимензионе бесконачне потенцијалне јаме ширине L , те у Декартовим координатама решења Шредингерове једначине су стања импулса која су квантована на следећи начин (индекс i означава x, y, z координату):

$$p_i = \frac{n_i \pi \hbar}{L} \quad (2.36)$$

Из једначине (2.36) се види да је густина стања дуж сваке Декартове осе $\frac{L}{\pi \hbar}$, па је густина стања у три димензије (добијена као производ густина стања дуж сваке осе) $\left(\frac{L}{\pi \hbar}\right)^3$.

Укупан број дозвољених стања електрона чији је импулс мањи од вредности $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ се изражава као производ густине електронских стања и запремине сфере у импулсном простору:

$$n_e = \left(\frac{1}{8}\right) \left(\frac{4}{3} \pi p^3\right) \left(\frac{L}{\pi \hbar}\right)^3 \quad (2.37)$$

Диференцирањем израза (2.37), добија се израз за густину стања електрона:

$$\frac{dn_e}{dp} = \frac{4\pi V p^2}{(2\pi \hbar)^3} \quad (2.38)$$

где је $V=L^3$.

Аналогно густини стања електрона, густина стања антинеутрина је:

$$\frac{dn_{\tilde{\nu}_e}}{dq} = \frac{4\pi V q^2}{(2\pi \hbar)^3} \quad (2.39)$$

За одређивање константе распада, потребно је да знамо густину финалних стања која укључује познавање и густине стања електрона и антинеутрина. С обзиром да су ова два стања међусобно зависна, јер су им енергије (импулси) везане на основу енергије која се ослободи у реакцији, густина стања антинеутрина која одговара одређеном финалном стању енергије може да се означи као $\frac{dn_{\tilde{\nu}_e}}{dE_f}$. Тада израз за константу распада постаје:

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \frac{dn_{\bar{\nu}_e}}{dE_f} dn_e \quad (2.40)$$

Заменом нађених израза (2.34), (2.38), и (2.39) у израз (2.40), добија се:

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{G^2 |M_{if}|^2}{V^2} \frac{4\pi V q^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{dq}{dE_f} \frac{4\pi V p^2}{(2\pi\hbar)^3} dp \quad (2.41)$$

$$d\lambda = \frac{32\pi^3 G^2 |M_{if}|^2}{64\hbar\pi^6 \hbar^6} q^2 p^2 \frac{dq}{dE_f} dp \quad (2.42)$$

$$d\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{if}|^2 p^2 q^2 \frac{dq}{dE_f} dp \quad (2.43)$$

Импулс антинеутрина q и члан $\frac{dq}{dE_f}$ могу да се изразе преко енергије електрона знајући да се укупна енергија финалног стања E_f може написати као збир енергије ослобођене у β^- -распаду Q и енергије мировања електрона (маса мировања антинеутрина се занемарује):

$$E_f = Q + m_e c^2 \quad (2.44)$$

Енергија распада Q је једнака збиру кинетичке енергије електрона и енергије антинеутрина:

$$Q = E_{K_e} + qc \quad (2.45)$$

Имајући у виду релацију (2.44), укупна енергија финалног стања је:

$$E_f = E_{K_e} + qc + m_e c^2 \quad (2.46)$$

Одакле се импулс антинеутрина може изразити као:

$$q = \frac{1}{c} (E_f - E_{K_e} - m_e c^2) \quad (2.47)$$

Диференцирањем израза уз претпоставку да је E_{K_e} константно, добија се:

$$\frac{dq}{dE_f} = \frac{1}{c} \quad (2.48)$$

док за импулс антинеутрина из релације (2.47) добијамо:

$$q = \frac{Q - E_{K_e}}{c} \quad (2.49)$$

Заменом добијених израза у (2.43), добија се диференцијални израз за константу распада, односно брзину прелаза:

$$d\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_{if}|^2 p^2 (Q - E_{K_e})^2 dp \quad (2.50)$$

2.2.1 Мерење константе распада

Експериментална мерења константе распада, односно средњих времена живота, обухватају велики број техника с обзиром да је интервал у ком се налазе времена живота радиоизотопа веома широк (креће се од 10^{-22} секунди до 10^{21} година). Основне технике које се користе за мерење могу бити разврстане према домену у који спада време живота радиоизотопа:

1) $\tau > 10^8$ година (углавном везано за α -распаде и двоструке β -распаде). С обзиром да су ови радиоизотопи још увек присутни на Земљи, могу се хемијски и изотопски изоловати, те се њихова активност A може мерити. Знајући број језгара N присутних у узорку, и користећи везу (2.26), могуће је одредити вредности константе распада, односно времена живота датог радионуклида.

$$A = \lambda N = \frac{1}{\tau} N \quad (2.26)$$

2) $10 \text{ min} < \tau < 10^8$ година (карактеристично за α -распаде и β -распаде). Ови радиоизотопи нису присутни у значајним количинама и стога се производе путем нуклеарних реакција–вештачки, или природно (нпр. у реакцијама космичког зрачења са атмосфером). Времена живота су још увек довољно дуга да се радиоизотопи могу хемијски и изотопски издвојити, па се коришћењем једначине (2.26) такође може одредити вредност константе распада.

3) $10^{-10} \text{ s} < \tau < 10^3 \text{ s}$ (β -, γ - и α -распади). С обзиром на кратка времена живота, хемијска и изотопска изолација није могућа, па се језгра производе у нуклеарним реакцијама и заустављају се на танким материјалима. Затим се број распаднутих језгара може пребројати и коришћењем релације (2.2), могуће је одредити константу распада.

4) $10^{-15} \text{ s} < \tau < 10^{-10} \text{ s}$ (углавном γ -распади). У овом случају се не могу користити стандардне технике, претходно набројане, јер је време између продукције и распада радиоизотопа сувише кратко, али је развијен велики број нових техника које могу бити коришћене и обухватају већину нуклеарних распада у којима се емитује гама зрачење. Једна техника користи чињеницу да се позиција материјала подеси тако да се нека језгра распадају у лету ("*in flight*" метод), те су енергије честица добијених у распаду Доплеровски померене и могу се разликовати од оних распада који су настали из стања мировања. Мерења односа ова два распада и времена заустављања доводе коначно до израчунавања константе распада.

5) $\tau < 10^{-12} \text{ s}$ (карактеристично за γ -распаде). У случају радиоизотопа са изузетно кратким временима живота, мери се ширина стања Γ и уз везу (2.18), односно (2.19), могуће је одредити константу распада. Ширина енергијских стања се мери посебним техникама, као на пример путем Месбауеровог ефекта, или познавајући зависност ефикасног пресека од енергије [44].

2.3 Флукуације константе распада-преглед литературе

Као што је речено у Поглављу 2.1, радиоактивни распад је спонтани процес дезинтеграције језгра који се одвија по експоненцијалном закону. Према квантној теорији, процес радиоактивног распада се може описати као стохастички процес на нивоу једног атома [45]. Брзина радиоактивног распада зависи од величине која се назива константа распада [46]. Теоријски су могућа одступања од експоненцијалног закона радиоактивног распада за екстремно кратка (ако је $\lambda t \ll 1$) или екстремно дуга времена (ако је $\lambda t \gg 1$) [45, 47]. Већ од самог почетка открића радиоактивности, уложени су напори да се испитају могући утицаји спољашњих параметара [48], на пример,

температуре, атмосферског притиска, хемијског састава и магнетног поља, на вредности константе распада [49, 50, 51]. Међутим, бројним експериментима је утврђено да константа распада не подлеже утицају спољашњих услова у којима се налази испитивани радионуклид. Примера ради, промене температуре у интервалу од 4 К до 1 500 К, притиска од 0 до $2,03 \cdot 10^8$ Па, магнетног поља од 0 до 8,3 Т, нису утицале приметно на варијације вредности константе распада. Мале варијације вредности константе распада детектоване су у распадима у којима учествују електрони из атомског омотача. Примећено је да када се радиоизотоп ${}^7\text{Be}$, који се распада путем електронског захвата, угради у металну решетку, његова константа распада се повећа за 0,13% у односу на вредност константе распада када је он унутар хемијских једињења. Такође, када се притисак повећа на 270 kbar, запремина једињења ${}^7\text{BeO}$ се смањи за 10%, а константа распада се повећа за 0,6%. Ипак, овако мале промене немају значаја у случају електронског захвата, нити код интерне конверзије [41]. Посматрајући потпуно другачије окружење у унутрашњости звезда, материја је потпуно јонизована, те на високим температурама које владају, атоми су потпуно јонизовани (језгра су огољена), па се радиоизотопи могу распадати путем захвата слободних електрона из плазме. С друге стране, у високоенергијској компоненти космичког зрачења, веома је мали број слободних електрона које могу захватити језгра која се распадају путем електронског захвата. Из овога следи да се изражен пораст у периодима полураспада, односно смањење константе распада, језгара који подлежу електронском захвату, може јавити у космичком окружењу. На пример, период полураспада поменутог радиоизотопа ${}^7\text{Be}$ је ≈ 70 дана када се он налази на Сунцу, а ≈ 53 дана када се налази на Земљи, а период полураспада ${}^{54}\text{Mn}$ је процењен на $(1-2) \cdot 10^6$ година у космичким зрацима, а 312 дана на Земљи [41].

Потпуно разумевање радиоактивног распада је потребно услед широке употребе радиоизотопа, а чија се примена заснива на експоненцијалном закону [46]. Ако би се доказало да постоје флукуације константе распада, чак и на нивоу од неколико процената, то би имало утицаја на разумевање фундаменталних процеса у области честичне физике, као и на прецизност са којом су одређена времена полураспада, и на крају крајева, на тачност SI јединице за активност–Бекерела [52].

У претходној деценији, мноштво аутора је истраживало потенцијалне промене константе распада различитих радиоизотопа. Резултати који су укључивали откриће неких "неуобичајених" појава су да константа распада не прати експоненцијални закон, затим периодично понашање константе распада, корелација између флукуације константе распада [53] и промена у флуксу неутрина, итд. Многи научници су спроводили детаљне студије, укључујући и теоријски приступ у анализама експерименталних резултата, како би испитали да ли се брзине нуклеарних распада мењају под утицајем неких још непознатих механизма или чак и нових интеракција космолошког порекла [48]. Са астрочестичног становишта, најчешћа објашњења за уочене флукуације константе радиоактивног распада су повезана са интеракцијама радиоактивних језгара и неутрина: соларних неутрина [54, 55] и реликтних и нискоенергијских неутрина [56]. Ове интеракције се нарочито очекују за радиоизотопе који подлежу β -распаду, те је и у оквиру студије представљене у Поглављу VI извођен експеримент са позитронским емитером.

Прегледом литературе доступне у виду радова, може се пронаћи мноштво студија у којима су детектоване флукуације константе распада, и исто тако разматрана потенцијална објашњења за уочене ефекте. С друге стране, објављен је и велики број радова који оспоравају постојање флукуација константе распада и одступање од стандардног експоненцијалног закона. Практично прва студија у којој је објављен доказ

о постојању годишњих варијација нуклеарних константи распада је рад *J. J. Jenkins* [55]. Аутори су извршили поновну анализу података прикупљених од стране BNL-a (*Brookhaven National Laboratory*) и PTB-a (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*) и открили цикличне варијације активности радиоизотопа ^{32}Si и ^{226}Ra са периодима од једне године и амплитудама реда величине 10^{-3} од укупне активности [57]. Објашњење ефекта је приписано променама у флуксу соларних неутрина услед варијација у растојањима Земља-Сунце, а детаљно је описано у радовима [48, 55, 58]. Поред тога, неки аутори су истраживали могућност периодичног понашања константе распада са другим фреквенцијама. На пример, у раду [59] спроведене су временске анализе серија распада ^{222}Rn и нађено је више периода, укључујући два која одговарају фреквенцијама $11,2 \text{ година}^{-1}$ и $12,5 \text{ година}^{-1}$, водећи ка закључку да оне могу бити последица утицаја процеса који се одвијају дубоко у унутрашњости Сунца. *Moshinally et al.* [60] су пронашли корелације између флукуација константе распада ^{54}Mn и соларних олуја, развојем серија алгоритама детекције сигнала, како би идентификовали регион у ком се јављају статистички значајне девијације у измереним брзинама распада од теоријских брзина предвиђених експоненцијалним законом.

Насупрот покушајима откривања модулација константе распада, велики број радова је дискутовао доказе против оваквог феномена [50, 52, 61, 62, 64, 65, 66]. *Pomme et al.* (2016) [52] су извршили серије мерења великог броја радиоизотопа, укључујући α -емитере (^{209}Po , ^{226}Ra , ^{228}Th , ^{230}U , ^{241}Am), β^- -емитере (^3H , ^{14}C , ^{60}Co , ^{85}Kr , ^{90}Sr , ^{124}Sb , ^{134}Cs , ^{137}Cs), радиоизотопе који подлежу електронском захвату (^{54}Mn , ^{55}Fe , ^{57}Co , $^{82,85}\text{Cr}$, ^{109}Cd , ^{133}Ba), као и радиоизотопе са одређеном вероватноћом распада путем електронског захвата и β^- -распада (^{22}Na , ^{65}Zn , ^{207}Bi) и путем електронског распада и β^-/β^+ -распада (^{152}Eu). Серије мерења су извршене у трајању од 200 дана до четири деценије, при чему су праћени резидуали у односу на стандардни експоненцијални закон. Нађено је да се узрок систематских девијација од експоненцијалног закона радиоактивног распада може приписати инструменталним нестабилностима, као и другим условима мерења.

Утицај соларних неутрина на константу распада је највише очекиван за процесе β^- -распада (4). Из тог разлога је велики број управо β^- -емитера истраживан:

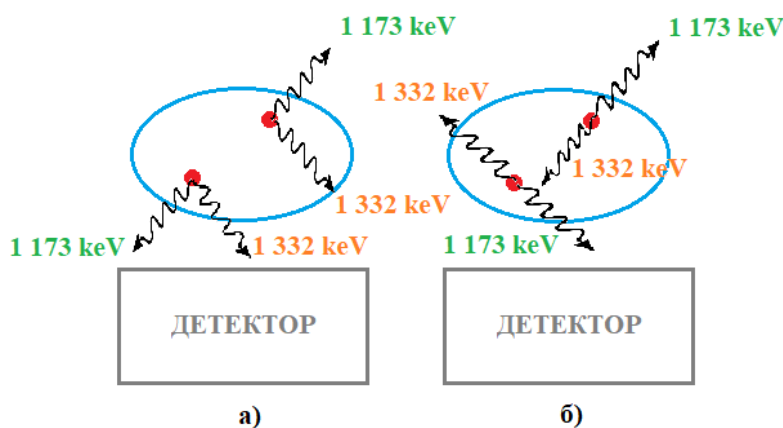
- β^- -распад [50, 52, 61, 63, 65, 67, 68];
- β^+ -распад [52, 65, 69, 70];
- електронски захват [48, 50, 52, 53, 60, 62, 63, 67].

Поред тога, велики број експеримената је извођен са намером да искључи потенцијалне утицаје флукса соларних неутрина на радиоактивни распад [66, 67, 68]. На пример, *Barnes et al.* (2019) [65] су извели експеримент у близини реактора високог флукса (*Oak Ridge National Laboratory*), како би утврдили да ли флукс електронских антинеутрина може утицати на брзине распада радиоизотопа ^{54}Mn , ^{22}Na и ^{60}Co . Коначан резултат експеримента, уз мале статистичке грешке, укључујући систематске несигурности, даје нулти резултат, односно сагласност са стандардним експоненцијалним законом.

III КОИНЦИДЕНТНЕ ТЕХНИКЕ

3.1 Појам правих и случајних коинциденција у гама спектрометрији

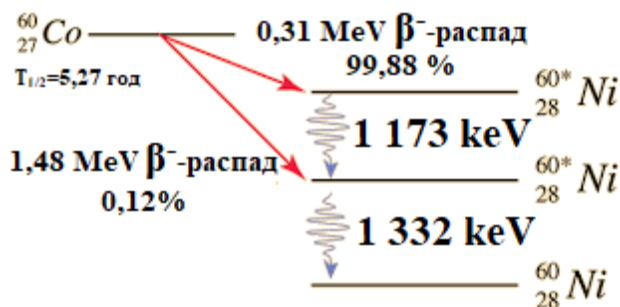
У гама спектрометријским мерењима, појава два догађаја, односно два гама зрака емитована из једног извора, а која су детектована унутар интервала дефинисаног временском резолуцијом детектора, називају се правим коинциденцијама. Праве коинциденције су честа појава у распадима у којима језгра потомци настају у побуђеним стањима, након чега се емисијом гама или X-зрачења деекситују до основног стања. С друге стране, случајне коинциденције су догађаји који потичу од два различита извора, али су регистровани као један сигнал унутар детектора. Шематски приказ правих и случајних коинциденција је приказан на Слици 3.1, на примеру распада радиоизотопа ^{60}Co (шема распада је приказана на Слици 3.2). Слика 3.1а) приказује случај правих коинциденција у ком је догађај емисије два гама зрака енергија 1 173 keV и 1 332 keV регистрован у детектору као један сигнал, док Слика 3.1б) приказује случај у ком су два гама зрака ових истих енергија емитована из два различита извора, али су детектована као један сигнал у детектору. Према томе, догађај са Сликe 3.1а) припада правим коинциденцијама, док је догађај на Слици 3.1б) случајна коинциденција.



Слика 3.1 Шематски приказ правих (а) и случајних (б) коинциденција.

У гама спектрометријским мерењима која имају за циљ одређивање активности неког радиоизотопа, нарочито за оне код којих се појављује каскадна емисија зрачења, и праве и случајне коинциденције утичу на тачност одређивања, с обзиром да ефекат коинциденција може довести до појаве вишка или мањка одброја испод фотопика. Услед тога, бројне корекције се уводе на ефекат коинцидентног сумирања [70].

С друге стране, коинцидентни догађаји у гама спектрометријским мерењима могу бити коришћени да се селектују само они догађаји који потичу од истог извора, а самим тим да се смањи допринос нежељених фонских догађаја. Из тог угла, коинцидентна мерења постају моћан алат која имају многобројне предности у односу на стандардна мерења једним детектором.

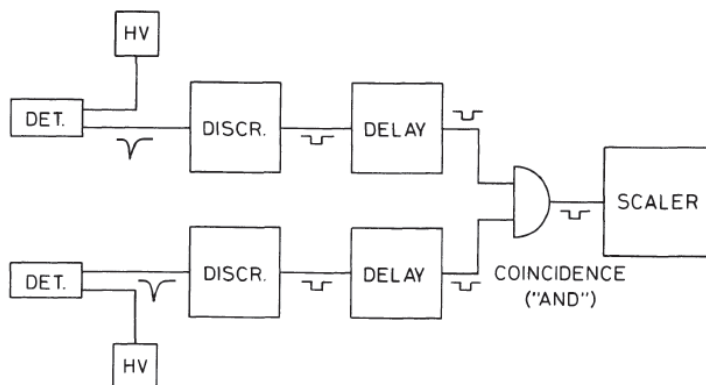


Слика 3.2 Шема распада радиоизотопа ^{60}Co .

3.2 Основне коинцидентне технике

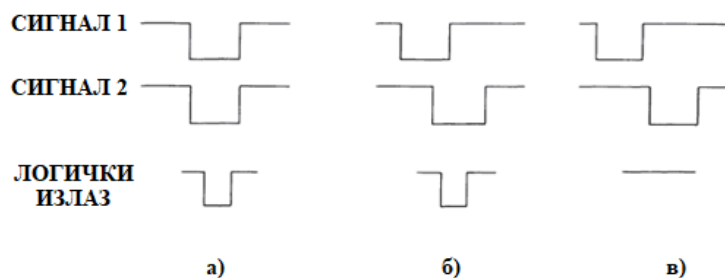
Као што је речено, битна техника у нуклеарној физици и физици елементарних честица је електронско одређивања коинциденција. Као и у случају селекције висине сигнала, коинциденције у времену међу два или више догађаја служе као моћан критеријум за разликовање реакција.

На Слици 3.3 је илустровано једноставно коло за мерење коинциденција. Основа технике је конвертовање аналогних сигнала из детектора у логичке сигнале и потом слање сигнала у модул за коинциденције. Ако су два сигнала коинцидентна, онда се производи логички сигнал на излазу. Приметимо да је за реализацију коинцидентног кола неопходно коришћење логичког кола I (означено на Слици 3.3 као COINCIDENCE "AND"). О логичким колима ће бити више речи у Поглављу 3.3



Слика 3.3 Шематски приказ система за коинциденције. На шематским су коришћене уобичајене скраћенице: HV (High Voltage)–извор високог напона, DET. (Detector)–детектор, DISCR. (Discriminator)–дискриминатор, DELAY–кашњење, SCALER–бројач [71].

Значење речи коинциденција у овом контексту захтева објашњење. Сигнал на излазу се добија уколико се било који део од два сигнала преклапа (ово је у идеалном случају). У стварности, увек постоји неко минимално преклапање потребно да сигнали буду препознати као коинцидентни. Према томе, сви сигнали који стижу у оквиру времена једнаком времену сума њихових ширина се региструју као коинцидентни. Слика 3.4 приказује неке примере сигнала који су коинцидентни и оних који нису. Сигнали који стижу из две гране приказани на Слици 3.4а) и б) ће бити регистровани као коинцидентни, јер постоји преклапање сигнала у оквиру временског коинцидентног интервала, док сигнали на Слици 3.4в) неће дати логички сигнал на излазу с обзиром да се не преклапају у задатом временском интервалу [71].



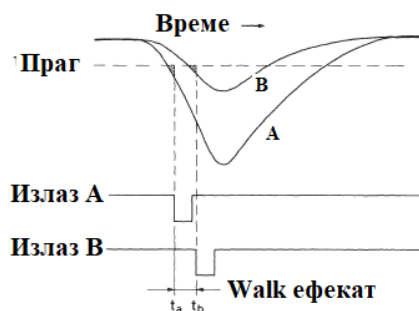
Слика 3.4. Приказ сигнала који ће бити регистровани као коинцидентни (а) и (б), и оних који неће бити виђени као коинцидентни (в) [71].

У циљу обезбеђивања рада оваквог система, неопходно је да електрична дужина пута сваке гране која води до коинцидентног модула буде једнака. Ово се може постићи додавањем одговарајућих „кашњења“ (енг. *delay*) за сваку грану, као што је приказано на Слици 3.3. У принципу, кашњење је потребно само у бржој грани [71]. Више о подешавању кашњења биће речи у Поглављу 3.2.3.

3.2.1 Технике окидања у коинцидентним системима

Да би дошло до регистравања догађаја у коинцидентним системима, неопходно је користити тзв. окидаче (енг. *triggers*), који ће да "обавесте" систем да треба да региструје догађај који следи. Најчешће коришћене технике за окидаче су:

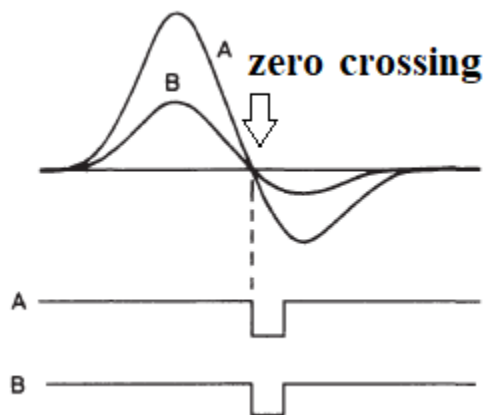
1) **Leading edge (LE) окидање**, приказано на Слици 3.5. Ово је најједноставнија техника за одређивање временског логичког сигнала јер се логички сигнал генерише у моменту када аналогни сигнал пређе праг (енг. *threshold*). У једноканалним анализаторима овај сигнал генерално касни јер се прво тестира максимум сигнала. Метод LE окидања је суочен са проблемом *walk* ефекта, али може дати добре резултате уколико су амплитуде ограничене на мале домене. *Walk* ефекат се појављује услед разлике у амплитуди или времену раста два долазећа сигнала (Слика 3.5); иако су два сигнала коинцидентна, због ове разлике они не окидају дискриминатор у истом временском тренутку. *Walk* ефекат може да се минимизира и коришћењем ниских прагова (колико је то могуће с обзиром на електронски шум).



Слика 3.5 LE техника окидања. Излазни сигнал се генерише у моменту када аналогни сигнал пређе дефинисани праг. Приказан је и *walk* ефекат, који настаје услед разлике у амплитудама два долазећа сигнала [71].

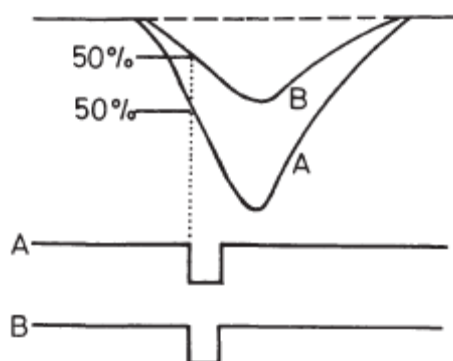
2) **Fast Zero-Crossing окидање** је техника која је развијена пре свега како би се избегли проблеми узроковани појавом *walk* ефекта приликом коришћења LE технике. У овом случају се сигнал трансформише у биполарни сигнал и окидање се дешава у тачки која

се назива *zero crossing* (Слика 3.6). Као што је приказано на Слици 3.6, две тачке су прецизно временски повезане и независне од амплитуда ових сигнала. Међутим, ова техника захтева да су сигнали константног облика и времена раста, према томе није погодна за коришћење у случају полупроводничких детектора великих запремина или великих сцинтилатора у којима се варијације у облику и времену раста сигнала могу појавити.



Слика 3.6 Fast Zero-Crossing техника окидања. Тачка у којој се пресецају долазећи сигнали се назива *zero crossing* [71].

3) *Constant Fraction Triggering (CFT)* техника је најефикаснија и најприлагодљивија техника. У овом случају, логички сигнал се генерише када висина сигнала достигне одговарајућу фракцију. На овај начин се обезбеђује сигнал без додатних *walk* ефеката. Идеја за ову технику је резултат бројних емпиријских тестова који су показали да постоји оптимални ниво за окидање у сврху добијања што боље временске резолуције. У зависности од типа сигнала, овај ниво може бити на различитим висинама сигнала, независно од амплитуде. На Слици 3.7 приказан је пример CFT технике у случају када се окидање врши на константној фракцији од 50%.

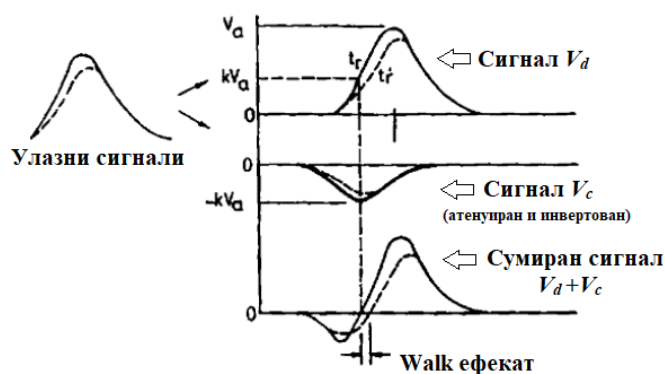


Слика 3.7 CFT техника окидања. Приказан је пример када се окидања врши на фракцији сигнала од 50%. Ова фракција је константна, односно иста у случају оба сигнала, и независна од амплитуде [71].

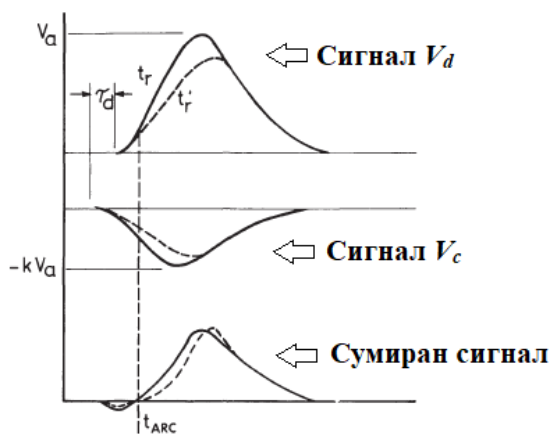
Процес окидања CFT техником је илустрован на Слици 3.8. Најпре се долазећи сигнал V_d дели на два сигнала, од којих један део сигнала V_d касни за време t_d једнако времену потребном да сигнал порасте од висине дефинисане константном фракцијом

до самог пика. Други део сигнала се инвертује и атенуира за фактор k , те је једнак $V_c = -kV_a$. Након тога се сигнали V_a и V_c сабирају тако да производе биполарни сигнал V_{out} . Тачка у којој се сигнали међусобно поништавају, односно *zero crossing* тачка, се налази на константној фракцији k оригиналне висине сигнала.

За разлику од претходне технике, ова техника не захтева биполарне сигнале на улазу, међутим, неопходно је да постоји константно време раста сигнала. У случају када сигнали немају исто време пораста, користи се напреднија верзија ове технике познатија као *amplitude and risetime compensation* (ARC) окидање. Разлика између ове две технике је у трајању времена кашњења сигнала. Наиме, у стандардном CFT окидању, то време је довољно дугачко да обезбеђује да сигнал који није временски одложен достигне свој максимум. ARC окидање има време кашњења које је краће од времена пораста сигнала и тиме се обезбеђује да сумирани сигнал прође пре него што се достигне максимум сигнала V_c (Слика 3.9). Овај тип окидања је најпрецизнији и најкориснији у случају када се користе полупроводнички детектори великих запремина, у којима облици и амплитуде сигнала варирају [71].



Слика 3.8 Поступци CFT технике окидања. Да би техника правилно функционисала, неопходно је да сигнали имају исто времена пораста. Испрекиданом линијом приказан је случај када сигнали немају исто времена пораста, и као што се може видети, у том случају долази до појаве нежељеног walk ефекта [71].

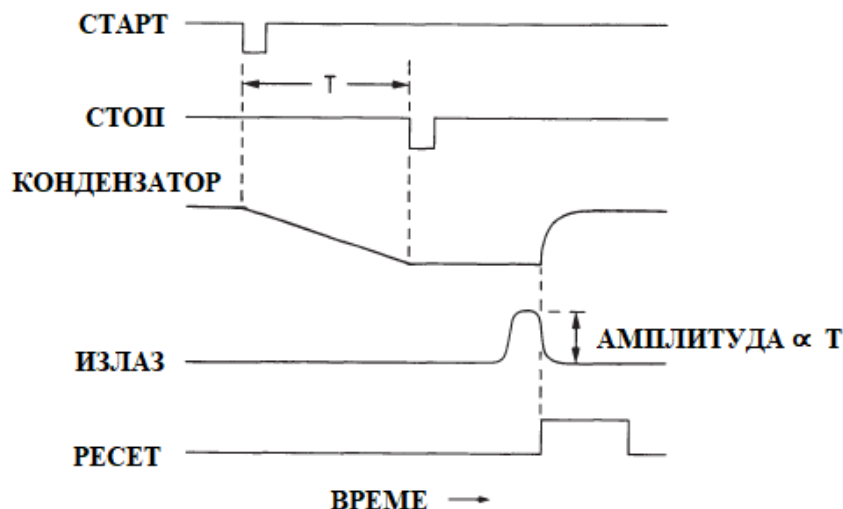


Слика 3.9 ARC техника окидања. Zero-Crossing се постиже преко него што сигнал V_c достигне максимум, чиме се избегава појава walk ефекта [71].

3.2.2 ТАС модули

За прецизно одређивање временских интервала између два догађаја регистрована у детектору, неопходно је да коинцидентни систем садржи и јединицу која се назива ТАС (*Time to Amplitude Converter*). ТАС је уређај који претвара временски период између два логичка сигнала у излазни сигнал чија је висина једнака трајању тог временског периода. Сигнал се може анализирати вишеканалним анализатором да би се добио спектар који је функција тог временског периода.

ТАС се активира пристизањем START сигнала, док се прекида пристизањем STOP сигнала. Једноставан метод који се може користити је да се стицањем START сигнала започне константно пражњење кондензатора које се прекида када стигне STOP сигнал. Количина наелектрисања која је прикупљена за то време је пропорционална трајању временског интервала између START и STOP сигнала. Принцип претварања временског интервала између START и STOP сигнала у сигнал чија је амплитуда пропорционална том временском интервалу је приказан на Слици 3.10. Након тога кондензатор се поново пуни и чека се на нови догађај који ће бити START сигнал. Међутим, ако STOP сигнал не стигне, излазни сигнал достиже максималну амплитуду и такви догађаји узрокују велика мртва времена система. Како би се ово избегло, неки ТАС модули који користе ову технику START-STOP сигнала имају додатна логичка кола која тестирају да ли постоји STOP сигнал унутар дозвољеног временског прозора пре него што се започне пражњење кондензатора. Оваква техника се назива START-READY-STOP [71].

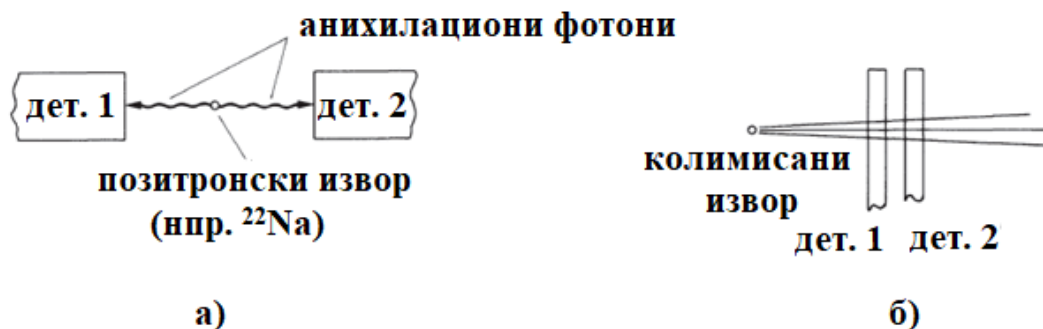


Слика 3.10 Приказ конвертовања временског интервала између START и STOP сигнала у сигнал чија је амплитуда пропорционална том времену, методом пражњења кондензатора [71].

3.2.3 Прилагођавање кашњења. Коинцидентна крива.

Да би се прилагодило кашњење, потребан је извор правих коинцидентних догађаја. За гама детекторе често коришћен извор зрачења је позитронска анихилација (Слика 3.11а), при чему се два фотона једнаких енергија емитују у супротним смеровима. Уколико се детектори поставе тако да су са обе стране извора, тј. да су окренути према извору и да је извор постављен између њих, онда се ови догађаји могу искористити да се одреди кашњење.

Уколико су детектори неефикасни за гама зрачење, али су на пример, танки пластични сцинтилатори, коинциденције се могу добити постављањем детектора близу један другом и пуштањем наелектрисаних честица (нпр. из бета извора) кроз оба детектора (Слика 3.11б). При том, треба имати на уму да честице морају имати довољну енергију да прођу кроз детекторе. Ове две поставке су приказане на Сlici 3.11. У већини случајева може се применити једна од ове две поставке.

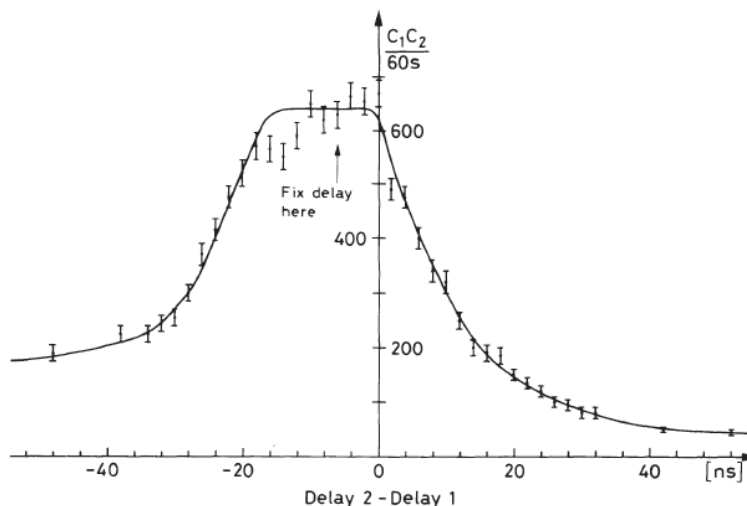


Слика 3.11. Поставке за прилагођавање коинциденција између два детектора [71].

За гама детекторе, два фотона која потичу из позитронске анихилације обезбеђују користан извор коинцидентних догађаја. За детекторе наелектрисаних честица снап електрона или неких других честица се може користити, уколико су енергије честица довољно високе да могу проћи најмање кроз први детектор.

Коришћењем коинцидентних догађаја, релативне вредности кашњења се могу наћи мерењем броја коинциденција као функције подешеног кашњења. Уношењем резултата графички добија се коинцидентна крива, приказана на Сlici 3.12. На примеру су унесене вредност кашњења из гране 1 на позитиван део x -осе, а кашњења из гране 2 на негативан део x -осе. Треба нагласити да чак и када се кашњење подеси на нулу, одређено кашњење (реда величине ns) је присутно услед проласка кроз детектор. У овој поставци са детекторима за кашњење са обе стране, оно је изједначено. Међутим, ако се користи детектор само у једној грани, онда нулта тачка није иста на обе гране. У случају када се користе обе гране јасно је да је коректно подешавање кашњења оно на средини. Идеално би било да је коинцидентна крива савршено правоугаона у облику који одговара региону у ком се преклапају два правоугаона сигнала. Варијације у времену које потичу од детектора и електронике узрокују треперење у временској релацији два сигнала што доводи до размазивања ивица криве. Уколико је ширина сигнала мања од ових флукуација, праве коинциденције ће, у ствари, бити изгубљене. Због тога мерења коинцидентне криве флукуирају дајући криви неправилан облик. У том случају, ширина треба да буде повећана укључујући временско треперење. Ови ефекти су ограничавајући у коинцидентном струјном колу.

Пуна ширина криве на половини максималне висине се обично узима као мртво време (*resolving time*) система. Оно треба да је блиско суми ширина два сигнала. Очигледно је да што је ужа крива већа је способност струјног кола за разликовање малих временских интервала и мања је могућност за случајне коинциденције. Да би се повећала резолуција, рекло би се да би требало смањити ширину сигнала на минимум [74]. Међутим, ово је ограничено флукуацијама у времену које су поменуте.

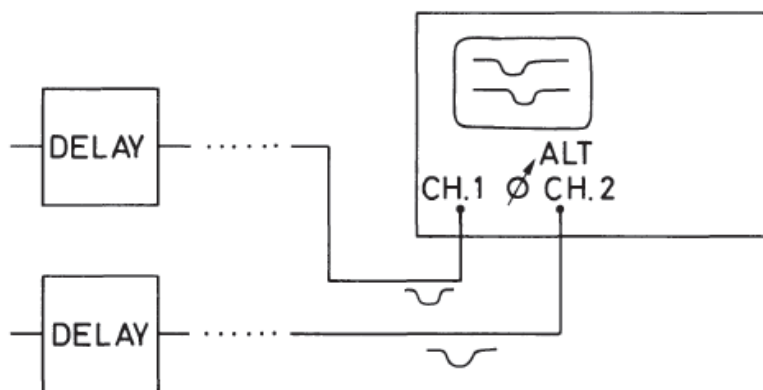


Слика 3.12 Измерена коинцидентна крива приказана у [71].

3.2.4 Подешавање кашњења осцилоскопом

Мерење коинцидентне криве је релативно прецизан метод за подешавање кашњења, али се може користити и брз метод, који захтева посматрање два сигнала на дуплој траци осцилоскопа. Окидањем једног сигнала, временска релација са другим се може видети и одговарајуће кашњење се може додати или одузети да би се сигнали преклопили. Да би се ово остварило треба обезбедити да су каблови једнаких дужина. Слика 3.13 приказује ову технику.

Иако је овај метод прилично користан, захтева релативно интензиван извор коинциденција (поготово ако је у питању неефикасан детектор), да би и други сигнал био довољно интензиван да се може јасно видети на осцилоскопу. У случају слабих сигнала, мора се приступити мерењу коинцидентне криве [71].



Слика 3.13 Шема струјног кола са осцилоскопом [71].

3.2.5 Случајне коинциденције

При мерењу коинциденција, треба имати на уму да је могуће да се у струјном колу појаве и случајне коинциденције (*accidental coincidences*). Оне могу бити последица фонских догађаја у детектору које се дешавају у оквиру мртвог времена детектора или насумичних догађаја које активирају дискриминатор, итд. У сваком мерењу број таквих догађаја је потребно свести на минимум.

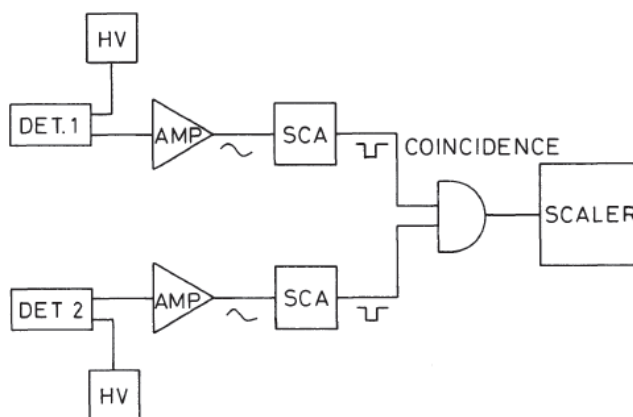
Брзина случајних коинциденција у свакој поставци се може проценити на основу појединачних брзина у свакој грани кола и временске резолуције система. Претпоставимо да су N_1 и N_2 појединачне брзине одброја у гранама 1 и 2, респективно, а σ је временска резолуција. С обзиром да свако преклапање сигнала производи коинциденцију, значи да сигнали треба да буду унутар периода σ . Претпостављајући да је брзина сигнала константна, онда за сваки сигнал који стиже из гране 1, постојаће σN_2 сигнала из гране 2 које одговарају том периоду. Укупан број случајних коинциденција у јединици времена је:

$$\text{Случајне коинциденције} = \sigma N_1 N_2 \quad (3.1)$$

Случајне коинциденције у јединици времена се такође могу мерити, и заправо, мерење одговара основама мерења коинцидентне криве (Слика 3.7). Мерење случајних симултаних догађаја са правим коинциденцијама се спроводи формирањем другог коинцидентног кола са кашњењем подешеним тако да је ван коинцидентне криве. Са исправно одабраним NIM модулом који садржи вишеструке излазе и вишеструка коинцидентна кола унутар једног физичког модула таква мерења су знатно олакшана [71].

3.2.6 Комбиновање селекције висине сигнала и одређивање коинциденција. Брзо-спора кола.

Систем за селекцију висине сигнала и коло за одређивање коинциденција се могу комбиновати и један могућ начин поставке је приказан на Слици 3.14.



Слика 3.14 Шема поставке система за селекцију висине сигнала и спорим коинцидентним колом. На шеми су коришћене уобичајене скраћенице: HV (High Voltage)–извор високог напона, DET (Detector)–детектор, AMP (Amplifier)–појачавач, SCA (Single Channel Analyzer)–једноканални анализатор, SCALER–бројач [71].

Сигнали са детектора се појачавају и обликују, а потом се шаљу на једноканални анализатор на тестирање висине сигнала. Логички сигнали из овог модула су исправни за *walk* ефекте и могу се тестирати на коинциденције. Овакав систем генерално даје добру временску резолуцију и адекватан је за многе сврхе.

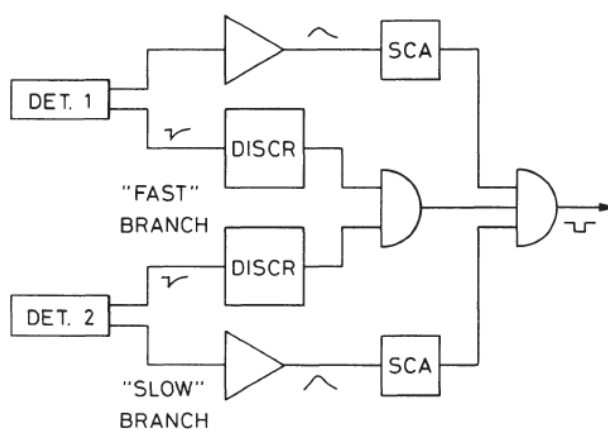
Ипак, јасно је да у таквом систему обликовање сигнала доводи до губитака времена раста сигнала и не приказује идеалну ситуацију за временске догађаје са *walk* ефектом. Заиста, уколико је жељен максимум времена и резолуција висине сигнала, може се користити тзв. *fast-slow* (брзо-спори) систем. Брзо-спори систем дели сигнал у

две гране, брзу и спору, третира их као одвојене и потом комбинује резултате. Шематски приказ система је дат на Слици 3.15.

Сигнали са споре гране се шаљу на појачавач и тестирају се на висину сигнала на уобичајен начин. Са брзе гране сигнали се шаљу директно (или кроз брз појачавач) на брзе конциденције. Ови сигнали се потом смештају у трострукој коинциденцији са спором граном.

У случају сцинтилационих детектора, понекад се користи метод у ком се узима спори сигнал са последње РМ диноде и брз сигнал са нормалне аноде. Сигнал са диноде је линеарнији од анодног сигнала.

За брзе сцинтилационе сигнале, развијени су брзи једноканални анализатори који омогућавају и брзе временске сигнале и добре висине сигнала необликованих сигнала. Са таквим модулом може се користити једноставна поставка са Сlike 3.14.



Слика 3.15 Шематски приказ поставке брзо-спорог коинцидентног кола. На шемати су коришћене уобичајене скраћенице: DET. (Detector)–детектор, DISCR (Discriminator)–дискриминатор, SCA (Single Channel Analyzer)–једноканални анализатор, SCALER–бројач, FAST BRANCH–брза грана, SLOW BRANCH–спора грана [71].

3.3 Електронска логичка кола

У претходном поглављу је представљено више начина на који се третирају аналогни сигнали који се добијају на излазу детектора. Ови сигнали се, у неком моменту, конвертују у дигиталне сигнале. У неким системима прихватају се само системи који задовољавају одређено стање. На пример, у коинцидентним колима, селекција је могућа коришћењем I (AND) кола, што представља Булову логичку операцију између два сигнала детектора. У зависности од резултата, догађај се прихвата или одбија. Ово је једноставан пример електронског логичког кола. Коришћењем комбинација логичких кола, нпр. I (AND), II (OR), могу се спровести компликованије логичке операције и строжије селекције. У данашње време у нуклеарним експериментима и експериментима физике високих енергија, електронска логичка кола могу бити изузетно компликована у складу са великим бројем детектора и реакцијама које се одвијају [71].







Нажалост, не постоји једноставан „рецепт“ за конструкцију електронских логичких кола и генерално постоји увек више од једног начина да се она изведу. У одређеном случају, конфигурација система зависи од електронских модула који се користе, од цене, итд. У наредном тексту ће бити приказано неколико једноставних примера за извођење електронских логичких кола.

3.3.1 Основна логичка кола

Улога логичких кола је да електронски изврше операцију Булове алгебре између улазних сигнала. Одговор на улазне сигнале је дефинисан истинитосним таблицама. Слика 3.16 приказује истинитосне таблице за уобичајена кола НЕ, И, ИЛИ и њихових негација заједно са електронским симболима. Због једноставности разматрана су два улазна сигнала, А и В, и излазни сигнал логичког кола С. Могућа су и кола са више улазних сигнала, али је лако проширити таблицу знајући основну таблицу.

НЕ логичко коло је најједноставнија операција која једноставно претвара стање сигнала из 1 у 0 и обрнуто. Математички се негација обележава цртицом изнад сигнала, нпр. „НЕ А“ се пише као \bar{A} . НЕ логичко коло се може комбиновати са било којим бројем других кола у циљу формирања новог логичког кола. Често се користе NOT AND и NOT OR кола који су такође приказани на Слици 3.16.

И логичко коло за два сигнала А В математички врши операцију $A \cdot B$. Слично томе, ИЛИ логичко коло врши операцију $A + B$. Могуће је извести ИЛИ коло, које ће дати излазни сигнал, ако постоји сигнал А, сигнал В или оба (*inclusive*) или да даје излазни сигнал само ако постоји сигнал А или сигнал В, али не и оба (*exclusive*). Симболи ових кола су такође приказани на Слици 3.11. Уобичајено ИЛИ коло је први случај (*inclusive*).

Операција	Симбол	Истинитосна таблица	Математички исказ															
НЕ		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td></tr> </table>	A	C	1	0	0	1	\bar{A}									
A	C																	
1	0																	
0	1																	
И		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>B</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr> </table>	A	B	C	1	1	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	$C = AB$
A	B	C																
1	1	1																
1	0	0																
0	1	0																
0	0	0																
ИЛИ (inclusive)		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>B</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr> </table>	A	B	C	1	1	1	1	0	1	0	1	1	0	0	0	$C = A + B$
A	B	C																
1	1	1																
1	0	1																
0	1	1																
0	0	0																
ИЛИ (exclusive)		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>B</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr> </table>	A	B	C	1	1	0	1	0	1	0	1	1	0	0	0	$C = A \oplus B$
A	B	C																
1	1	0																
1	0	1																
0	1	1																
0	0	0																
НЕ И		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>B</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>1</td></tr> </table>	A	B	C	1	1	0	1	0	1	0	1	1	0	0	1	$C = \overline{AB}$
A	B	C																
1	1	0																
1	0	1																
0	1	1																
0	0	1																
НЕ ИЛИ		<table border="1"> <tr><td>A</td><td>B</td><td>C</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>1</td></tr> </table>	A	B	C	1	1	0	1	0	0	0	1	0	0	0	1	$C = \overline{A + B}$
A	B	C																
1	1	0																
1	0	0																
0	1	0																
0	0	1																

Слика 3.16 Истинитосне таблице и симболи уобичајених логичких кола [71].

3.3.2 Булова алгебра и идентитети

Закони Булове алгебре су приказани на Слици 3.17 за три основне операције: I, ИЛИ и НЕ: Као што ћемо видети, оне су довољне, али нису и неопходне, да би се изградиле друге логичке операције. Заправо, само НЕ и једна од ИЛИ и I су неопходни.

На пример, ако желимо да конструишемо ИЛИ коло од НЕ и I кола (Слика 3.18.а), пођимо од ДеМоргановог закона:

$$\overline{A \cdot B} = \bar{A} + \bar{B} \tag{3.2}$$

Ако применимо ово на НЕ–А и НЕ–В, добијамо:

$$\overline{\bar{A} \cdot \bar{B}} = A + B \tag{3.3}$$

ОПЕРАЦИЈА			
ИЛИ	И	НЕ	ИЛИ (exclusive)
$A + 0 = A$	$A0 = 0$	$A + \bar{A} = 1$	$A \oplus 0 = A$
$A + 1 = 1$	$A1 = A$	$A\bar{A} = 0$	$A \oplus 1 = \bar{A}$
$A + A = A$	$AA = A$	$\bar{A} = A$	$A \oplus A = 0$
$A + \bar{A} = 1$	$A\bar{A} = 0$		$A \oplus \bar{A} = 1$

Асоцијативни закон
 $(A + B) + C = A + (B + C)$
 $(AB)C = A(BC)$

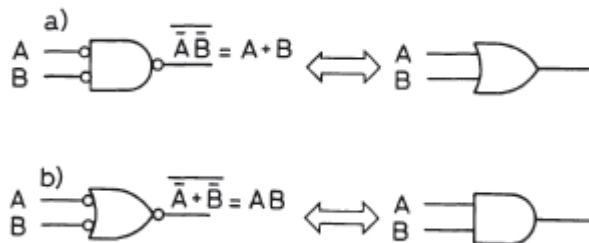
Комутативни закон
 $A + B = B + A$
 $AB = BA$

Дистрибутивни закон
 $A(B + C) = AB + AC$

ДеМорганов закон
 $\overline{ABC\dots} = \bar{A} + \bar{B} + \bar{C} + \dots$
 $\overline{A + B + C\dots} = \bar{A}\bar{B}\bar{C}\dots$

Други идентитети
 $A + AB = A$
 $A + \bar{A}B = A + B$
 $(A + B)(A + C) = A + BC$

Слика 3.17 Булови закони и идентитети [71].



Слика 3.18 конструисање ИЛИ кола од НЕ и I кола (а) и конструисање I кола од НЕ и ИЛИ кола (б) [71].

Размотримо како бисмо конструисали *exclusive* ИЛИ кола од основних кола. Алгебарски, *exclusive* ИЛИ коло се може записати као:

$$C = (A + B)(\bar{A}\bar{B}) \tag{3.4}$$

Ове две операције можемо објединити коришћењем два I кола и једног III кола, као што је приказано на Слици 3.19а).

Коришћењем ДеМоргановог закона, можемо написати:

$$C = (A + B)(\bar{A} + \bar{B}) \quad (3.5)$$

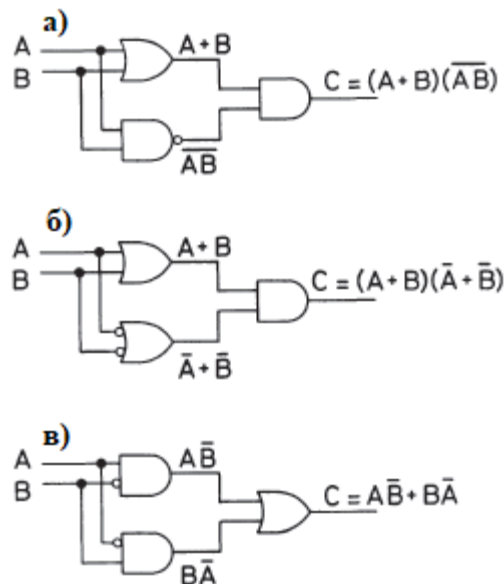
и тиме смо дефинисали коло на Слици 3.19б).

Трећи начин би био:

$$C = A\bar{B} + B\bar{A} \quad (3.6)$$

што одговара колу на Слици 3.19в).

Дакле, увек постоји више од једног начина да се изврши нека логичка операција. С обзиром да у логичком смислу не постоји разлике, избор кола које ће се користити зависи од практичне употребе.



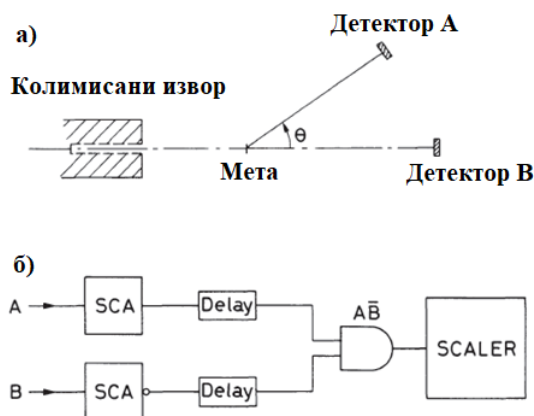
Слика 3.19 Могући начини конструисања exclusive или кола [71].

3.4.Окидачи

У практично свим експериментима потребно је одабрати појединачну реакцију из обиља других реакција и/или друге догађаје који се појављују истовремено. Да би се то остварило, потребно је поставити одређене критеријуме на основу којих ће бити могуће идентификовати жељени догађај, нпр. коинциденција између два детектора, број излазних честица, итд. Критеријум зависи од експерименталне поставке детектора. Догађаји који задовоље постављене критеријуме активирају друге операције (нпр. уређаје за снимање) у систему. Електронски логички уређаји који врше селекцију се називају окидачи (енг. *triggers*) [71]. У многим експериментима високих енергија користи се неколико различитих окидача на тај начин омогућавајући да се снима више од једне реакције у исто време. У наставку ће бити представљено неколико једноставних окидача за једноставне поставке експеримената, ради илустрације генералног концепта.

3.4.1 Једночестично расејање

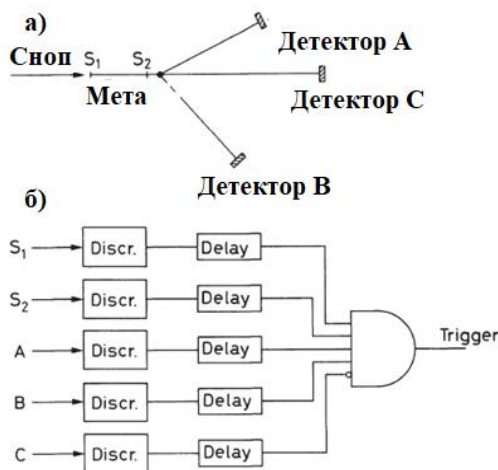
Посматрајмо проблем расејања једне честице (*One Body Scattering*), односно реакцију у којој постоји само једна честица након расејања. Једноставан пример је еластично расејање алфа честица на атомима злата, класичан Радерфордов експеримент. Поставка за такав експеримент је приказана на Слици 3.20а). Сноп алфа честица се усмерава на фолију злата и расејане честице се детектују детектором који се налази иза фолије. С обзиром да атоми злата имају много веће масе него алфа честице, енергија расејаних алфа честица се не разликује много од енергије алфа честица из упадног снопа. Ово је један критеријум за еластично расејање. Коришћењем једноканалног анализатора могу се подесити горњи и доњи праг да би се одабрао енергијски опсег који елиминише све остале догађаје. Ово обезбеђује да се не узимају у обзир фонски догађаји, али ипак их све не елиминише. Честице које се расејавају на другим деловима апаратуре ће такође имати енергије блиске одабраном енергијском опсегу и могу бити узете у обзир. Строжија селекција се може извршити коришћењем још једног детектора лоцираног иза мете у правцу упадног снопа. Расејане честице стварају сигнал у првом детектору, али не и у другом. Логичко коло овакве поставке би било $A\bar{B}$, тј. антикоинцидентно (Слика 3.20б) [71].



Слика 3.20 Поставка Радерфордовога експеримента (а) и логичко коло овакве експерименталне поставке (б) [71].

3.4.2 Двочестично расејање

Посматрајмо сада ситуацију када након расејања постоје две честице које напуштају мету (*Two Body Scattering*). Неки од примера за такву реакцију су еластично расејање електрона, еластично протон-протон расејање, и сл. Детекција таквог догађаја одмах указује да су потребна најмање два детектора постављена под одговарајућим угловима у односу на правац упадних честица. С обзиром да је потребно детектовати честице настале у истом догађају, детектори се постављају у коинцидентни режим. Логика таквог режима је AB . Слика 3.21а) илуструје сноп упадних честица и поставку детектора. Строжа селекција се може извршити уколико се дода трећи детектор, као у случају Радерфордовога расејања. Окидач би онда био $A\bar{B}\bar{C}$. Најчешће се трећи детектор поставља у правцу упадног снопа честица. Могуће је поставити и два танка детектора мале површине у сноп упадних честица, који су коинцидентни, те на тај начин можемо одредити путању честице. Уколико су ови детектори S_1 и S_2 , окидач се може дефинисати као $S_1S_2A\bar{B}\bar{C}$. Одговарајуће коло је приказано на Слици 3.21б) [71].



Слика 3.21 Експериментална поставка за расејање два тела (а) и логичко коло овакве експерименталне поставке (б) [71].

3.4.3 Мерење живота миона

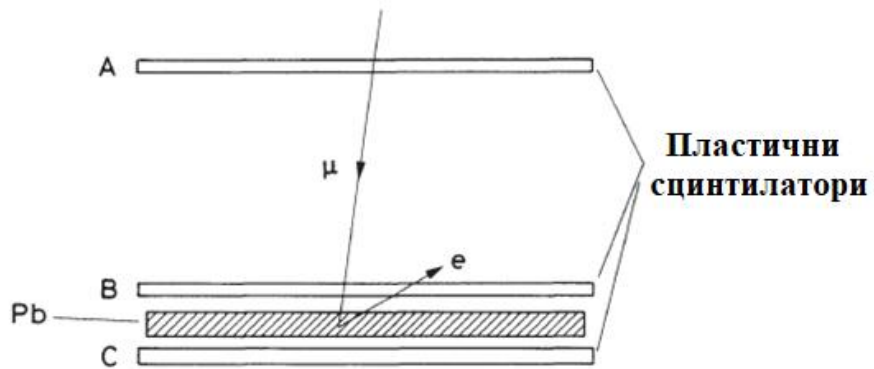
Посматрајмо мало сложенију ситуација: мерење живота миона. Један једноставан и доступан извор миона јесу космички зраци. Миони настају распадом пиона који се производе у горњим деловима атмосфере. Миони пролазе кроз атмосферу и успевају да стигну до површине Земље. Временом се заустављају и распадају путем реакције



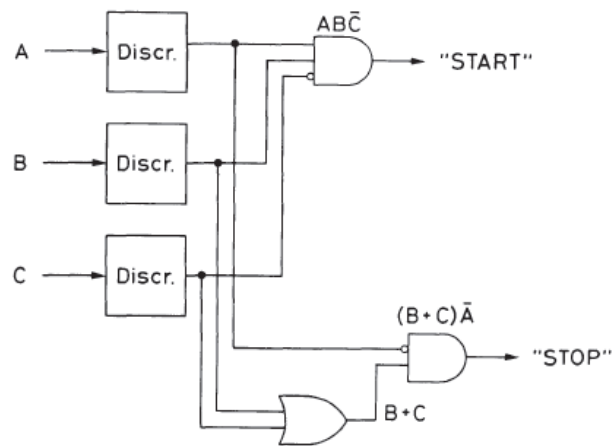
са временом живота од око 2 μ s.

Поставка за експеримент је приказана на Слици 3.22. Долазећи миони се детектују детекторима А и В који су довољно танки да миони могу да прођу кроз њих. Након проласка кроз детектора В, миони наилазе на слој олова у којем се заустављају и распадају. Емитовани електрон се детектује детекторима В или С. Оно што желимо да меримо је временски интервал који протекне између сигнала који указује на заустављање миона и сигнала који указује на детекцију емитованог електрона.

Који је критеријум за идентификовање заустављеног миона? Долазак миона (или било које друге наелектрисане честице) се региструје коинцидентним колом АВ, али нам он не говори о томе да ли је миона заустављен. Да бисмо то знали, потребно је да не постоји сигнал са детектора С. Дакле, окидач је $AB\bar{C}$ који даје знак за почетак временског модула као што је ТАС. За одређивање STOP сигнала, потребно је одредити критеријум за емитовани електрон. Ако је електрон емитован у смеру упадне честице то можемо тумачити као $C\bar{A}$. Ако је електрон емитован у супротном смеру, добија се $\bar{V}A$ или VA , тј. $\bar{V}A + VA = V$. Према томе STOP сигнал је $C\bar{A}$ или V . Ако је присутно само V , то доводи до окидања STOP сигнала и неким другим догађајима, као што су фонски догађаји, шумови у В детектору, итд. За прецизнију селекцију, може се изабрати STOP сигнал да буде V или C , али не A , односно $(V+C)\bar{A}$. Овим се ограничава угао детекције за електроне, али се снижава ефикасност, међутим, добија се бољи однос сигнала и шума. Слика 3.23 показује логику овакве поставке [71]. Иако нису приказани на слици, кашњења су неопходна да би се подесиле коинциденције.



Слика 3.22 Експериментална поставка детектора за експериментално мерење живота миона [71].



Слика 3.23 Електронско логичко коло за реализацију експерименталног мерења живота миона [71].

IV МОНТЕ КАРЛО СИМУЛАЦИЈЕ

Монте Карло (*Monte Carlo*) методи су широка класа алгоритама који користе случајно биране (насумичне) догађаје са крајњим циљем добијања нумеричког решења непознатих параметара. Овај метод омогућава моделовање комплексних ситуација, када је много варијабли укључено, стога се широко користи за решавање сложених проблема у физици, математици, статистици и другим областима. Концепт Монте Карло симулација је поставио математичар Станислав Улам (*Stanislaw Ulam, 1909–1984*) током рада на пројекту Менхент. У сарадњи са Фон Нојманом (*John von Neumann, 1903–1953*) и користећи развијене компјутерске технологије, искористио је симулације како би боље разумео ризик повезан са нуклеарним пројектом. Метод је добио назив Монте Карло по аналогји са престоницом државе Монако, познатој по казинима и играма на рулету [72].

Монте Карло метод се базира на директној симулацији проблема или на конструисању стохастичког модела којим се репрезентује испитивани проблем. С обзиром да је могуће анализирати проблеме који укључују велики број променљивих, метод је погодан за анализу система са великим бројем степени слободе, стога се за процесе у нуклеарној физици и физици високих енергија овај метод широко користи [73].

За описивање сложених геометрија, као што су геометрије модерних детекторских система у физици високих енергија (нпр. *ATLAS, CMS*) и због високе цене извођења експеримената, Монте Карло симулације имају значајну улогу као ефективна замена за експериментална постројења.

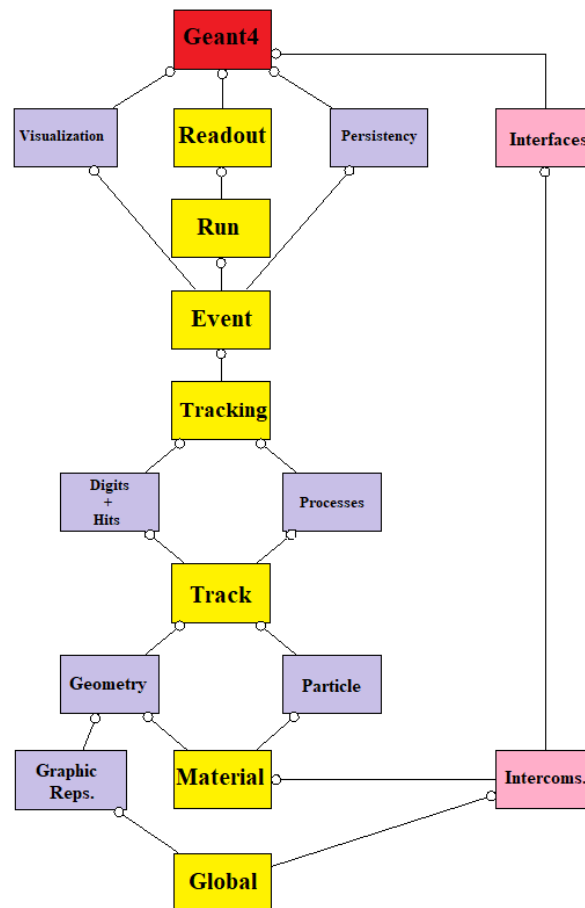
До данас је развијено мноштво различитих кодова базираних на Монте Карло симулацијама, као што су *MCNPX, Geant, Fluka, Mars, Phits*. У овој дисертацији је коришћен софтверски пакет *Geant4*, те ће у наставку бити дат кратак опис овог пакета. Детаљан опис се може пронаћи у радовима [74–77].

Geant4 софтвер је програмски пакет базиран на Монте Карло методу, првобитно описан у две независне студије у *CERN*-у и *KEK*-у 1993. године. Овај софтверски пакет омогућава бројне примене у симулацијама различитих физичких појава, почев од основних феномена и геометрија, па све до симулација детектора у експериментима попут *LHC-a (Large Hadron Collider)*.

Geant4 је модерни програмски пакет имплементиран у *C++* програму. Користи напредне софтверско-инжењерске технике и објектно-оријентисану технологију. Приликом дефинисања и примене компоненти софтвера, све компоненте софтвера су укључене: геометрија система, материјали, елементарне честице, праћење проласка честица кроз материју и електромагнетна поља, физички процеси који се јављају у интеракцијама, одговор детектора, генерисање података о догађајима, складиштење догађаја и путања, визуализација детектора и путања честица и затим анализа добијених симулационих података [75]. Према томе, *Geant4* софтверски програмски пакет се састоји од алата који се могу користити за прецизне симулације проласка честице кроз материју (име *Geant* је акроним за *Geometry And Tracking*). Мноштво физичких процеса који су обезбеђени у оквиру пакета доприноси прилагодљивости *Geant4* за примену у многим различитим експерименталним доменима—у нуклеарној физици, физици елементарних честица, хадронској терапији, медицинској томографији, астрофизици и другим.

4.1 Структура Geant4 програмског пакета

Geant4 је састављен од компоненти које корисник може да употреби да изгради симулацију. Свака основна компонента *Geant4* програмског пакета је C++ класа која често позива објекте који су формирану у другим класама програмског пакета. Слика 4.1 приказује хијерархијску структуру категорија класа у *Geant4* и њихову међусобну повезаност. Категорије на дну дијаграма обезбеђују основу програмског пакета и њих користе практично све више категорије [78].



Слика 4.1: Хијерархијска структура *Geant4* програмског пакета [75].

Општа категорија (*Global*) покрива систем јединица, константе, бројеве и руковање случајним бројевима. Категорије Материјали и Честице (*Materials, Particles*) користе неопходна оруђа за описивање физичких особина честица и материјала за симулацију интеракција честица-материја. Категорија Геометрија (*Geometry*) омогућава описивање геометријске структуре и ефикасно пролажење честица кроз њу. Изнад ових категорија су категорије за праћење честица и описивање физичких процеса којима оне подлежу. Категорија Путања (*Track*) садржи класе за трагове и кораке које користи категорија Процеси (*Processes*), која садржи извршења модела физичких интеракција: електромагнетне интеракције лептона, хадрона, фотона, јона, хадронске интеракције. Све процесе позива категорија за Праћење (*Tracking*), која управља њиховим доприносом у еволуцији стања трага и даје информацију у осетљивим запреминама за поготке (*Hits*) и дигитализацију (*Digitization*). Изнад ових, категорија Догађај (*Event*) управља догађајима у смислу њихових путања. Категорија Покретање (*Run*) сакупља догађаје који имају сличан сноп и имплементацију детектора. Категорија Ишчитавање

(*Readout*) омогућава руковање нагомилавањем (*Pile-up*). Постоји могућност коришћења свих ових категорија са постројењима изван програмског пакета преко апстрактних интерфејсова, путем категорија Визуализација (*Visualization*), Истрајност (*Persistency*) и кориснички Интерфејс (*Interface*).

Категорија Честице (*Particles*) и Материјали (*Materials*) садржи класе неопходне за описивање физичких особина честица и материјала које су потребне да би се описала интеракција честице и материјала. Честице се бирају у класи *G4ParticleDefinition*, у оквиру које су описане основне особине честице–маса, наелектрисања, итд. и омогућава одабир процеса у којима ће честица да учествује. У категорији Материјали, могуће је одабрати материјале које постоје у природи, било да су они изграђени од једног или више елемената, док се елементи састоје од једног или више изотопа. Поред тога, могуће је задати густину материјала или елементалну композицију. Изотопски састав или елементи одређују карактеристике попут радијационе и интеракционе дужине, губитак енергије услед ексцитације, коефицијенте у Бете-Блоховој формули и корекционе факторе у *shell*-моделу [75].

4.2 Geant4 физички модели и процеси

У оквиру описаног софтвера, треба направити разлику између процеса, који има дефинисано почетно и крајње стање, па према томе и добро дефинисане ефикасне пресеке и средњи живот, и модела, који укључују производњу секундарних честица. *Geant4* садржи велики број комплементарних и алтернативних физичких модела, покривајући физику фотона, електрона, миона, хадрона и јона, у широком енергијском опсегу од 250 eV до неколико PeV [75]. Корисницима се пружа могућност да креирају велики број геометријских модела са великим бројем могућих елемената различитог облика и материјала, као и да дефинише “осетљиве” елементе које бележе информације неопходне за симулацију одговора детектора. Велики број сетова физичких процеса омогућава кориснику да моделује понашање честице. У току изградње симулације, кориснику се пружа могућност да визуализује геометрију и путање великим бројем графичких система (нпр. *Visual Studio*) кроз добро дефинисан интерфејс. Кориснику се оставља могућност да изабере између различитих модела, али и да модификује постојеће или додаје моделе.

Физичким моделима је описана физика фотона, електрона, хадрона, миона и јона. Хијерархијска структура *Geant4* категорије за процесе подељена је у следећих седам поткатегорија:

- Електромагнетне интеракције
- Хадронске интеракције
- Транспорт честица
- Распад честица
- Оптичке интеракције
- Фотолептон-хадрон интеракције
- Параметризација.

Физика електромагнетних процеса у *Geant4* покрива електромагнетне интеракције лептона, фотона, хадрона и јона. Пакет електромагнетних интеракција садржи следеће категорије: стандардна, обухвата електромагнетне процесе везане за

електроне, позитроне, фотоне и хадроне; ниских енергија; миона, обухвата електромагнетне процесе миона; X-зрачења; оптичка: обухвата процесе везане за оптичке фотоне. У оквиру електромагнетних процеса укључени су процеси јонизације, заочног зрачења, вишеструког расејања, Комптоновог и Рејлијевог расејања, фотоелектричног ефекта, стварање парова, анихилација, синхротонско зрачење, сцинтилације, рефракције, рефлексије, апсорпције и Черенковљево зрачење. Свака категорија садржи део који израчунава губитак енергије честице и даје допринос коначном спектру. На пример, класа *G4eIonisation* израчунава губитке енергије електрона и позитрона услед процеса јонизације и симулира дискретни део јонизације, првенствено услед *Moller* и *Bhabha* расејања и продукције делта зрачења. Хадронски процеси обухватају језгро-језгро реакције, лептон-хадрон интеракције, еластично расејање, интеракције зауставних честица, нуклеарне каскаде, фисија, евапорације, моделе распада, нискоенергијске неутронске интеракције, радиоактивне распада, фотонуклеарне и електронуклеарне реакције. Оптичке интеракције укључују процесе као што су Черенковљево зрачење, сцинтилација, померање таласних дужина и апсорпцију [76].

Физичким процесима се описује како честица интерагује са материјом. Физички процес се, према квантној теорији, микроскопски описује интеракцијом честице са другом честицом материјала или спољашњег поља. Вероватноћа за интеракцију на путу дужине L за настајање физичког процеса i је [78]:

$$p_i(L) = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda_i}} \quad (4.1)$$

где је λ_i средњи слободни пут.

Монте Карло алгоритам функционише према следећим корацима:

1. дефинише особине упадне честице (као што је импулс честице)
2. узима вредности λ_i за све релевантне процесе;
3. узима дужину слободне путање L из расподеле свих учествујућих процеса;
4. бира најмању дужину путање;
5. помера честицу за овај корак;
6. симулира интеракцију;
7. ако честица још постоји, враћа се на први корак.

За дату симулацију, одређен број физичких процеса је приписан сваком типу честице. Сваком од ових процеса приписује се неколико модела и података о ефикасним пресецима, односно вероватноћама интеракције. Сви процеси пролазе кроз две фазе:

- рачунање тоталног пресека и његова примена,
- генерисање крајњег стања.

Укупни ефикасни пресек на датој енергији E се за сваки процес добија интерполацијом доступних података, према једначини [78]:

$$\log(\sigma(E)) = \log(\sigma_1) \frac{\log\left(\frac{E_2}{E}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} + \log(\sigma_2) \frac{\log\left(\frac{E}{E_1}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} \quad (4.2)$$

где су E_1 и E_2 најближа доња и горња енергија за коју су попречни пресеци σ_1 и σ_2 доступни у библиотекама података.

Генерисање крајњег стања учесника одређеног процеса се врши тако што се из дистрибуција изведених из теоријских модела рачунају релевантне физичке величине, нпр. енергије продуката, угаона дистрибуција депоноване енергије. При томе се атом материјала на ком се врши интеракција бира насумично, а симулира се његова деексцитација.

Geant4 омогућава и пропагацију различитих електромагнетних поља. Могу се специјализирати магнетна поља, електрична поља и електромагнетна поља, како униформна, тако и неуниформна. У циљу пропагације трага унутар поља, једначина кретања честица у пољу је укључена у *Geant4* пакет.

4.3 Изградња симулација

У складу са потребама саме симулације, *Geant4* пакет нуди могућност да корисник сам напише програм који ће бити прилагођен потребама симулације.

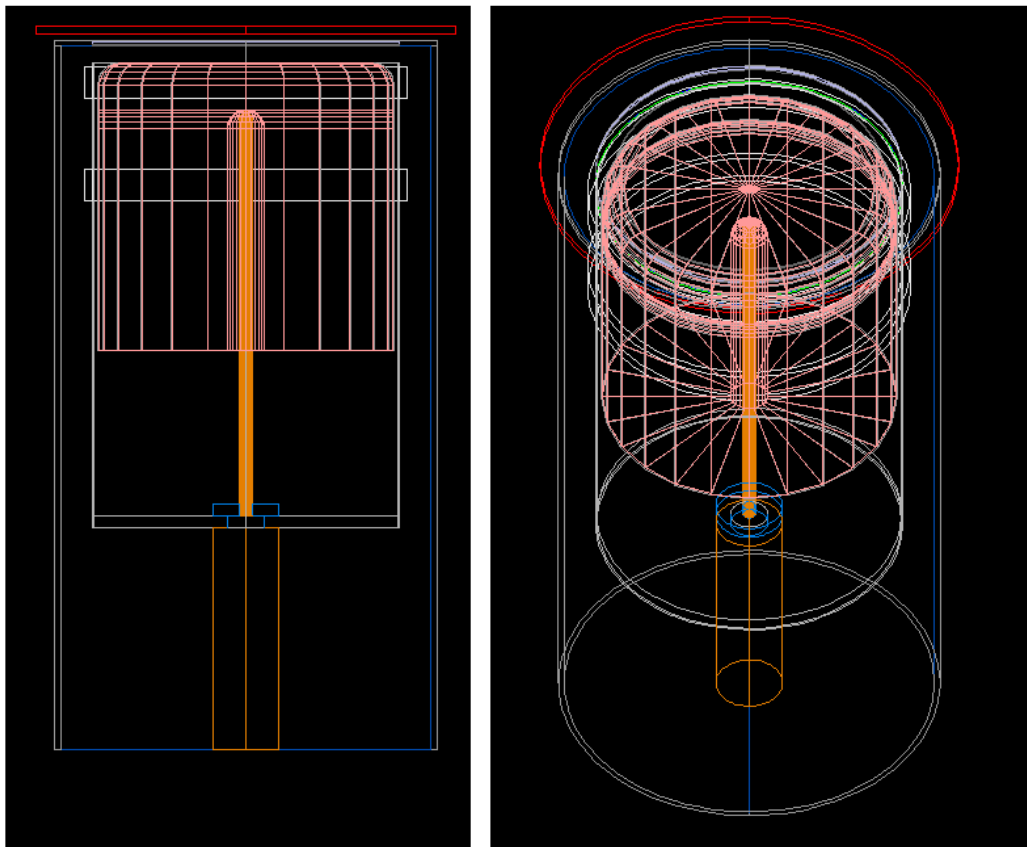
На почетку, корисник мора да изгради пример *G4RunManager* класе. Ова класа је одговорна за почетне процедуре, стога мора бити снабдевена свим информацијама неопходним за изградњу о покретању симулације. У ове информације спадају: конструкција детектора, листа физичких процеса, генерисање примарних честица. Ове три основне класе које корисник мора да дефинише су дате наредбама *G4VUserDetectorConstruction*, *G4VUserPhysicsList* и *G4VUserPrimaryGeneratorAction*.

4.3.1 Конструкција детектора

Конструкција детектора подразумева дефинисање геометрије елемената (облик, величина, положај), коришћене материјале, осетљиве области и особине електронике.

Геометрија омогућава да се опише геометријска структура детектора и омогући ефикасни пролазак честица кроз њу. За разлику од претходних верзија овог софтверског пакета (*Geant3*), детектор у *Geant4* програмском пакету има логичку и физичку запремину. Логичка запремина (*G4LogicalVolume*) управља информацијама повезаним са детекторским елементом одређеног облика (који је представљен датим *Solid* и *Material*), независно од његовог физичког положаја у детектору. Физичка запремина (*G4PhysicalVolume*) представља просторно позиционирање дате логичке запремине у односу на главну логичку запремину. Тако се добија хијерархијска структура логичке запремине у којој се свака запремина састоји од мањих запремина. Геометријска репрезентација елемената детектора се заснива на дефиницији модела *Solid* и њихових положаја у простору [76].

Примери кода којим се задаје конструисање различитих HPGe детектора у симулацијама коришћеним у овој дисертацији дати су у Прилозима, док је пример изгледа једног конструисаног HPGe детектора дат на Слици 4.2. У циљу што реалистичнијег описа експерименталне поставке, око детектора је могуће конструисати пасивну заштиту. На Слици 4.2 приказана је пасивна заштита једног од HPGe детектора коришћеног у симулацијама.

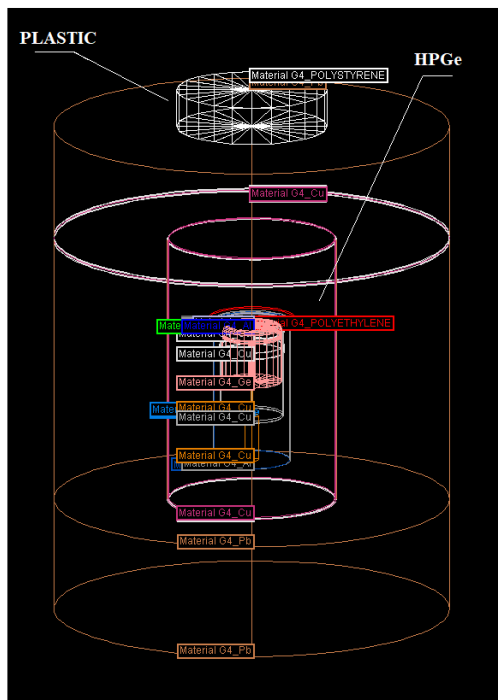


Слика 4.2 Пример изгледа HPGe детектора конструисаног у симулацијама из две перспективе.

За потребе симулација, корисник може да дефинише и *Target*, под класом *Sensitive Detector*, који заједно са другим детектором може да репрезентује коинцидентни систем. У поставкама коришћеним у овој дисертацији HPGe детектор је био дефинисан као детектор, док је пластични сцинтилациони детектор био дефинисан као *Target*, чиме је био описан коинцидентни експериментални систем. Пример кода којим је задат *Target* у извршеним симулацијама дат је у Прилозима 3 и 4, док је изглед HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора дат на Слици 4.3.

4.3.2 Дефинисање осетљивих области детектора

Свака логичка запремина може постати осетљив детектор који је објекат из класе *G4SensitiveDetector*. Осетљив детектор представља део детектора који ће извршити стварно мерење, односно детекцију сигнала. Основни задатак осетљивог детектора је конструкција објеката Погодак (*Hit*) помоћу информација из корака дуж трага честица [76]. Погоци представљају акумулиране физичке интеракције трагова у осетљивој области детектора. Ови објекти симулирају физички сигнал у елементу детектора произведен у интеракцији честица-материја.



Слика 4.3 Конструкција система HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора и пасивне заштите око HPGe детектора.

4.3.3 Избор физичких процеса

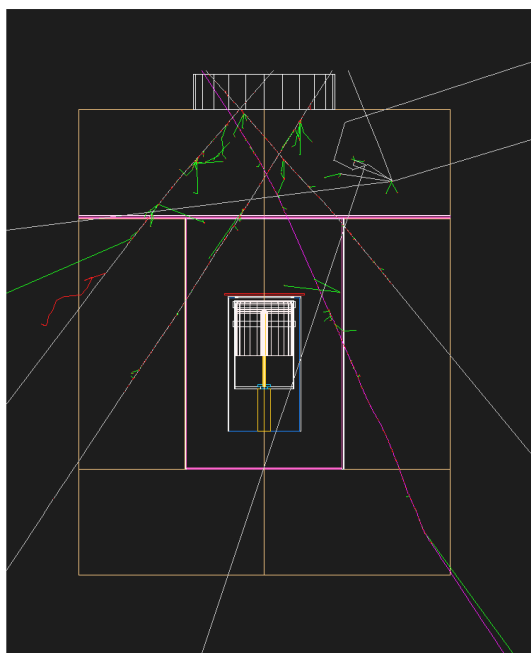
У основне информације неопходне за покретање симулације спада и избор честица, дефинисаних у класи *G4ParticleDefinition*, за које се очекује да ће учествовати у интеракцијама. Међу физичким процесима који су задати у *Geant4* програмском пакету, потребно је изабрати оне које су релевантни за конкретан експеримент, односно оне за које се очекује да ће се десити под датим условима. Сваки од ових процеса је одређен релацијама у *Geant4*, а преглед ових релација се може видети у референци [74]. Примарне честице и вертекси су класе које корисник мора сам да изгради, а које су независне од других класа, и неопходне пре покретања симулације. Неопходно је дефинисати једначине на основу којих ће програм униформно генерисати честице унутар запремине извора. Примери одабира физичких процеса који ће бити коришћени у симулацији је дат у Прилозима 1–4.

Додатно се могу одабрати параметри који ће да дефинишу праћење честице и догађаја, тако што корисник дефинише величине *range cut* и *energy cut*. *Range cut* је вредност која дефинише растојање које секундарна честица пређе између две интеракције, а које ће бити регистровано у симулацијама, док *energy cut* представља вредност прага којим се дефинише најмања енергија креиране секундарне честице која ће бити регистрована у детектору у симулацијама. Ово отвара могућност кориснику да се ограничи на мањи или већи број догађаја који ће бити детектовани у осетљивој запремини детектора. Вредности ових параметара зависе од конкретног испитиваног проблема. Одабиром све нижих вредности за *range/energy cut* значајно се продужава време трајања симулације.

Могуће је подесити вредности енергијских прагова, одређујући на тај начин минималну вредност енергије која ће бити регистрована у детектору или у *Targetu*. Поред тога, може се задати и време интеграције, које одговара времену унутар кога се

интеграле сви процеси унутар једног догађаја. Када је реч о коинцидентном систему, ово време управо одговара коинцидентном интервалу унутар ког се бележе догађаји. Пример задавања ових параметара у конкретним симулацијама коришћеним у овом раду дат је у Прилогу 1.

Путање честица могуће је визуализовати. На Слици 4.4 приказан је пример визуализације интеракције миона и неутрона са коинцидентним системом пластичног сцинтилационог детектора и HPGe детектора. Примарне генерисане честице у овом примеру су били миони и неутрони (љубичасте и сиве линије, респективно) које су емитоване из квадратне површине постављене тик уз пластични сцинтилациони детектор. На слици се могу видети путање и секундарних честица–фотона (зелене линије) и електрона (црвене путање), индукованих мионима и неутронима у околини детекторског система.



Слика 4.4 Пример визуализације догађаја симулираних *Geant4* софтверским пакетом.

4.3.4 Генерисање честица космичког зрачења

У оквиру симулационог пакета *Geant4*, развијени су Монте Карло модели којима је могуће симулирати различите врсте честица. Конкретно у овом раду, у симулацијама су коришћене честице космичког зрачења (миони и неутрони), стога ће у наставку бити дат детаљнији опис генерисања честица космичког зрачења.

За генерисање честица космичког зрачења користи се *Cosmic-ray Shower Library (CRY)* [79]. База података *CRY* генерише дистрибуције пљускова честица космичког зрачења на три нивоа (ниво мора, на висини од 2 100 m, и на висини од 11 300 m), које се даље користе као улазни подаци унутар симулација. Честице које улазе у састав пљускова космичког зрачења у оквиру широког региона енергија (примарне честице су у региону 1 GeV–100 TeV, а секундарне 1 MeV–100 TeV) се генеришу из база података, добијеним симулацијама (кодом *MCNPX 2.5.0*) за мионе, неутроне, протоне, електроне, фотоне и пионе на различитим висинама.

Ова база се заснива на симулацијама изведеним са три различита кода (*Geant4*, *MCNPX*, *FLUKA*), при чему су резултати упоређени са експерименталним подацима,

показујући добро слагање. Флукс примарног космичког зрачења је изабран да се састоји од галактичких протона (допринос алфа честица и тежих језгара је занемарен). За флукс галактичких протона коришћена је параметризација (4.1), са параметрима датим у Табели 4.1:

$$J(E) = A(E + B)^\alpha E^\beta \text{ протона } \text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1} \quad (4.1)$$

где је E кинетичка енергија по нуклеону [80].

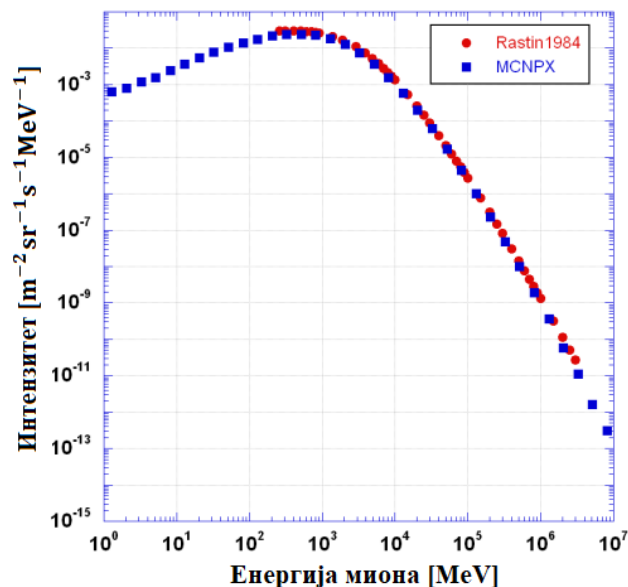
Параметри у Табели 4.1 су добијени из фитованих података из експерименталних мерења извршених пуштањима балона у атмосферу.

Примарни протони су у симулацијама пуштени кроз слој атмосфере, која се састојала од 42 слоја константне густине, при чему се сваки слој састојао од 78% азота, 21% кисеоника и 1% аргона. Горњи слој атмосфере је био постављен на висину од 31 km [80].

Флуксеви миона, протона, пиона и неутрона добијени у симулацијама на различитим енергијама су упоређени са експерименталним подацима. Пример енергијске дистрибуције миона на нивоу мора добијен у симулацијама и објављен у раду [79] је дат на Слици 4.5.

Табела 4.1 Параметри коришћени за флукс примарних космичких протона у релацији (4.1) [80].

	A	B [GeV]	α	β
Соларни минимум	18 000	0,92	-4,00	1,25
Соларни максимум	18 000	1,61	-3,83	1,08



Слика 4.5 Енергијска дистрибуција миона добијена у симулацијама (плави квадратићи) и добијена експерименталним мерењима (црвени кружићи) [80], која је део CRY база софтверског пакета Geant4.

Приликом коришћења ове базе, корисник може да унесе одређене измене, па тако може да одабере:

- које ће честице бити генерисане. На пример, позив генерисања миона се врши преко опције */CRY/input returnMuons 1*, при чему ако се не жели генерисање миона уписује се 0 уместо 1;
- на којој висини се генеришу честице. На пример, ако се генеришу честице на нивоу мора, пише се наредба */CRY/input altitude 0*. Поред ове висине, могуће је још одабрати и висине на 2 100 m и 11 300 m;
- географску ширину места генерисања, помоћу наредбе */CRY/input latitude*, те се за географску ширину од 45° пише наредба */CRY/input latitude 45.0*. Дозвољени интервал углова у овој наредби је (-90°, 90°);
- датум, како би се урачунале модулације интензитета са променом Сунчевих циклуса од 11 година. То се постиже наредбом, нпр. */CRY/input date 7-1-2012*;
- димензије *subbox*-а, којима је дефинисан простор (који је заправо равна квадратна површина) унутар ког се генеришу честице, чије су димензије $n \times n$ m. Пример задавања емисионе површине димензије 25 cm је преко наредбе */CRY/input subboxLength 0.25*.

V KOINCIDENTNA METODA ZA ANALIZU INTENZITETA KOSMIČKOG ZRAČEŃA POSREDSTVOM NISKOENERGIJSKIH FOTONA

Тренутни системи за анализу варијација интензитета космичког зрачења [38] на површини Земље су углавном засновани на директној детекцији космичких миона различитим детекторима (као што су сцинтилатори) [31, 32, 33], или на детекцији неутрона космичког порекла [34]. У раду је описана метода детекције нискоенергијских фотона космичког порекла (тј. оних који су индуковани космичким зрачењем) као "алат" за анализу временских варијација интензитета космичког зрачења, укључујући и анализе могућих периодичних понашања, као нпр. оних повезаних са Сунчевом ротацијом [35], годишњим модулацијама космичког зрачења [36, 37], као и регистровање појединачних догађаја (нпр. Форбуш ефекта) који су резултат Сунчеве активности [19, 38, 39]. Ови нискоенергијски фотони, индуковани у интеракцијама космичког зрачења (и то претежно мионима и меке компоненте космичког зрачења) са материјалима у околини детектора, могу имати континуалну или дискретну енергијску дистрибуцију [81]. Доприноси различитих компоненти космичког зрачења депонованој енергији унутар активне запремине детектора могу бити анализирани Монте Карло симулацијама [82, 83, 84]. Карактеристично X-зрачење индуковано космичким зрачењем и анихилационим фотонима [85] се одликује дискретним енергијским спектром, док се заочно зрачење одликује континуалним емисионим спектром [86]. Иако неки фотони могу бити резултат интеракције других компоненти космичког зрачења, осим космичких миона, већина фотона индукована у окружењу детекторског система и детектована коинцидентном експерименталном поставком [87] је резултат интеракције космичких миона. Упркос чињеници да је брзина продукције фотона индукованих космичким зрачењем у овој експерименталној поставци знатно мања од интензитета иницијалних космичких миона који може бити мерен у мионским станицама (и то посебно оних који су намењени искључиво за мерење флукса миона) [88, 89, 90, 91, 92], постоји могућност опажања флукуација у интензитету космичког зрачења. Додатно, предност представљеног приступа је да пружа информацију о утицају миона, кроз комплексне каскадне продукције секундарних честица, на специфичне спектралне регионе, нарочито важне при детекцији ретких догађаја, насупрот подацима који се добијају из мионских станица (такви подаци имају чисто "бројачки" карактер, тј. као информацију дају само мионски флукс). Приликом истраживања потенцијалних варијација константе распада која се заснивају на процени интензитета одређене гама линије у спектру, фонски утицај нискоенергијских фотона мора бити познат.

Варијације у интензитету нискоенергијских фотона индукованих космичким мионима могу значајно утицати на потрагу за хипотетичким честицама тамне материје (*WIMPS*) [23, 24, 25, 26, 27], или на истраживања потенцијалних периодичних флукуација радиоактивне константе распада [28, 29, 30], која и даље важе као модерна поља истраживања. Као илустрацију улоге миона у објашњењу експерименталних података, термални неутрони индуковани мионима у заштити детектора и околним стенама су предложени као решење наводних детектованих годишњих модулација [93]. Знајући да су модулације флукса миона (у корелацији са атмосферском температуром)

добро познате [37], предложено је да су миони делимично одговорни за DAMA/LIBRA⁸ сигнал [94]. Међутим, миони као одговорни чиниоци резултата DAMA/LIBRA експеримента су искључени [95], јер се фаза *Borexino*⁹ мионског сигнала није поклапала са DAMA/LIBRA сигналом.

Временске варијације нискоенергијских фотона космичког порекла омогућавају бољи увид у понашање фонског одброја регистрованог унутар специфичног региона спектра, него што се може закључити заснивајући се само на директној детекцији чисте мионске компоненте космичког зрачења. Производња фотона космичким мионима у неком специфичном материјалу је последица релативно компликованих електромагнетних процеса, а као резултат настају закочно зрачење, анихилациони фотони или X-флуоресцентно зрачење, стога варијације у интензитету космичких миона за последицу имају и варијације интензитета регистрованих фотона. Такође, важи и обрнуто: фотони индуковани космичким мионима могу рефлектовати варијације интензитета космичких миона. Међутим, треба имати у виду да шаблон варијација интензитета фотона повезан са специфичним регионом енергијског спектра не мора нужно да буде идентичан са шаблоном варијација интензитета космичких миона, јер произведени фотони могу бити регистровани било где унутар енергијског региона снимљеног коинцидентног спектра. Из тог разлога, разлике ће постојати у шаблонима варијације интензитета добијених анализом региона који одговарају X-зрачењу, анихилационој линији или континуалном региону коинцидентног спектра, иако варијације интензитета ових фотона у укупном енергијском региону прате промене интензитета космичких миона. Према томе, потрага за ретким догађајима захтева пажљиву анализу варијације интензитета фонских догађаја (фотона) унутар специфичног енергијског региона од интереса, а за коју се може применити метода представљена у овом раду.

Поред нискоенергијских фотона индукованих космичким мионима и меке компоненте космичког зрачења у различитим материјалима који се налазе у близини HPGe детектора, релативно висок флукс ($\sim 3000 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) фотона пореклом из космичког зрачења стиже до површине Земље са максимумом емисионог спектра на $\sim 90 \text{ keV}$ [96]. Разликовање нискоенергијских фотона као компоненте космичког зрачења од околног гама зрачења расејаног у ваздуху [97], а које даје допринос истом енергијском региону, није једноставан задатак уколико би се варијације интензитета нискоенергијских фотона пратиле директним мерењима (тј. једним детектором) [96]. У циљу исправне селекције (детекције) нискоенергијских фотона космичког порекла, мерење мора бити извођено коришћењем коинцидентног система, као што је систем од HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора [98].

У претходној деценији, детекција космичких миона је пружила доказе о апериодичним догађајима, као што је Форбуш ефекат [19, 20, 21]. С обзиром да је Форбуш ефекат брза промена интензитета космичког зрачења са амплитудама од неколико процената до 20%, па чак и више, претпостављено је да ће детекција оваквих догађаја бити могућа и са представљеним системом, кроз детекције нискоенергијских фотона индукованих космичким мионима у околини детекторског система. Генерално

⁸ DAMA/LIBRA је експеримент смештен у Гран Сасо лабораторији, чији је циљ детекција тамне материје.

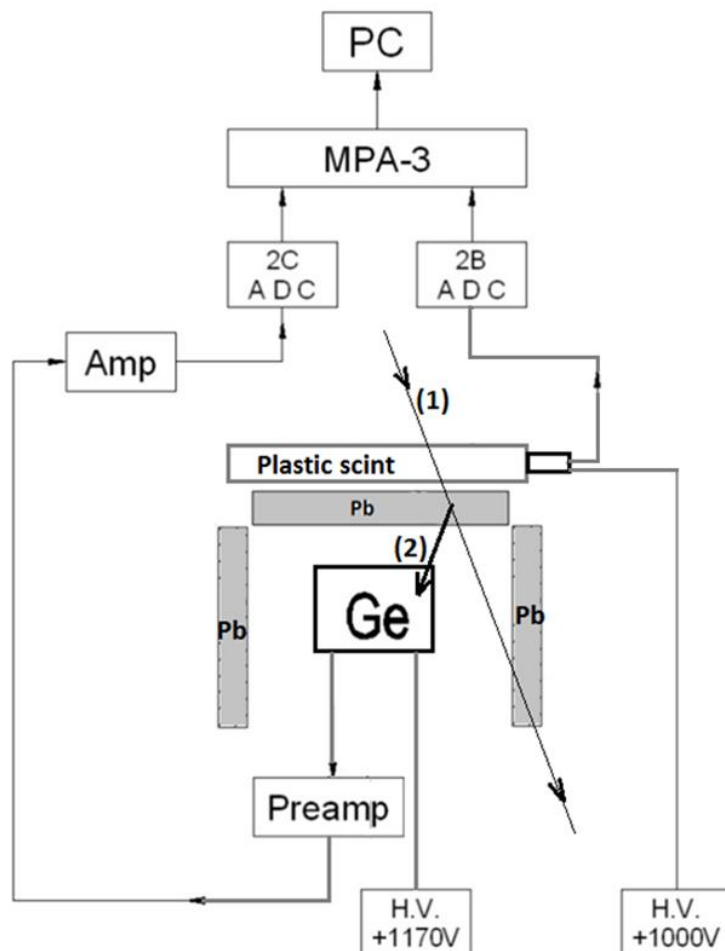
⁹ *Borexino*, деминутив акронима **BOR**on solar neutrino **E**xperiment, је експеримент који је почео са радом 2007. године, смештен у Гран Сасо лабораторији, чији је примарни циљ био мерење флукса Сунчевих неутрина и упоређивање са предвиђањима Стандардног модела.

се очекује да апериодични догађаји који су резултат активности Сунца, као што су јаке геомагнетне олује [88, 90] индуковане *СМЕ*-ом (избацивањем короналне масе) могу бити детектовани представљеним коинцидентним системом. Очекује се да сви ови догађаји остављају много јаче "отиске" у лабораторијама на површини земље (као што је лабораторија у којој се налазио представљени детекторски систем), него у подземним лабораторијама.

5.1 Експериментална поставка

Детекторски систем коришћен у експерименту је био постављен у лабораторији Департмана за физику у Новом Саду (географске координате $45,245161^{\circ}$ N, $19,851909^{\circ}$ E) на 80 метара надморске висине. Експериментална поставка се налазила испод 5 спратова чији су зидови направљени од бетона дебљине 15 cm. Да би се проучавала продукција нискоенергијских фотона индукованих детекторским системом, као и њихове варијације интензитета, развијен је коинцидентни систем који се састојао од HPGe детектора (са интерном ознаком "B" детектор) и пластичног сцинтилационог детектора [99]. Излази сигнала добијених у ова два детектора су слати на улаз мултипараметарског система МРА-3, о ком ће више бити речи касније. Око HPGe детектора је постављена оловна заштита дебљине 5 cm, како би се минимизирао утицај околног гама зрачења. Шематски приказ експерименталне поставке дат је на Слици 5.1, док је на Слици 5.2 приказана експериментална поставка у лабораторији Департмана за физику. Експеримент се одвијао у контролисаним условима—праћена је температура ($22,9(1)^{\circ}\text{C}$, усредњена вредност током трајања експеримента) и релативна влажност (активни одвлаживач је држао релативну влажност испод 35%), а коришћен је и високо стабилизован извор напона, како би се утицај ових потенцијалних извора систематске грешке [100] на стабилност мерног система у што већој мери смањио.

На Слици 5.1 и 5.3 догађаји означени бројевима (1) и (2) приказују путање честица које практично ограничавају просторни угао у оквиру ког ће упадне честице бити детектоване. Коинцидентни догађаји који одговарају честицама (мионима) са путањама као што су (1) или (2) доприносе високоенергијском делу коинцидентног спектра HPGe детектора, који се у овом експерименту не детектује. На Слици 5.3 је шематски приказан коинцидентни догађај, у ком честица (3) интерагује са пластичним сцинтилационим детектором, затим са оловном заштитом, након чега настаје секундарна честица (4) која се потом региструје HPGe детектором. У овом случају космички мион (3) након проласка кроз пластични сцинтилациони детектор доводи до производње фотона закочног зрачења у оловној заштити, који затим доводи до емисије карактеристичног X-зрачења. Према томе, овакав догађај ће допринети пику карактеристичног зрачења у коинцидентном спектру HPGe детектора.



Слика 5.1 Шематски приказ коинцидентног детекторског система. Скраћенице: H.V.–Високотензијски извор, Preamp.–Претпојачавач, Ge–Германијумски детектор, Pb–Оловна заштита, Plastic scint.–Пластични сцинтилациони детектор, Amp.–Појачавач, ADC–Аналого-дигитални конвертер, MPA-3–Мултипараметарски систем, PC–Рачунар, (1)–Упадна честица, (2)–Произведена секундарна честица.

HPGe детектор коришћен за мерење је специјално дизајниран за детекцију нискоенергијских фотона (у опсегу енергија 5 keV–1 MeV) с обзиром да је облик германијумског кристала планаран (дебљине 35 mm, пречника 80 mm, осетљиве детекторске површине 5 000 mm²) и да поседује прозор изграђен од карбонских влакана. Овај прозор који се налази на детекторској капи је дебљине свега 0,6 mm и сачињен је од карбонских влакана, омогућавајући трансимисију од 85% за фотоне енергије изнад 15 keV и готово 100% за фотоне енергије изнад 20 keV. Пластични сцинтилациони детектор је имао кружни облик пречника 20 cm и дебљину од 5 cm (Слика 5.3). Пластични сцинтилациони детектор, изграђен од материјала на бази полистирена (мономер хемијске формуле C₆H₅CH=CH₂ и густине 1 032 kg m⁻³), обложен је рефлексионим слојем преко ког се налази непрозирни слој црне винил-фолије. Укупна маса овог детектора износи 1,62 kg. Оловна заштита дебљине 5 cm је постављена око и изнад HPGe детектора, а пластични сцинтилатор је постављен на удаљености од 15 cm изнад детекторске капе HPGe детектора, изван оловне заштите (Слика 5.3). Оваквом поставком је формиран просторни угао од $\approx \frac{1}{11}$ (4π sr) (Слика 5.4). Према томе, догађаји који одговарају путањама упадних миона који стижу под углом

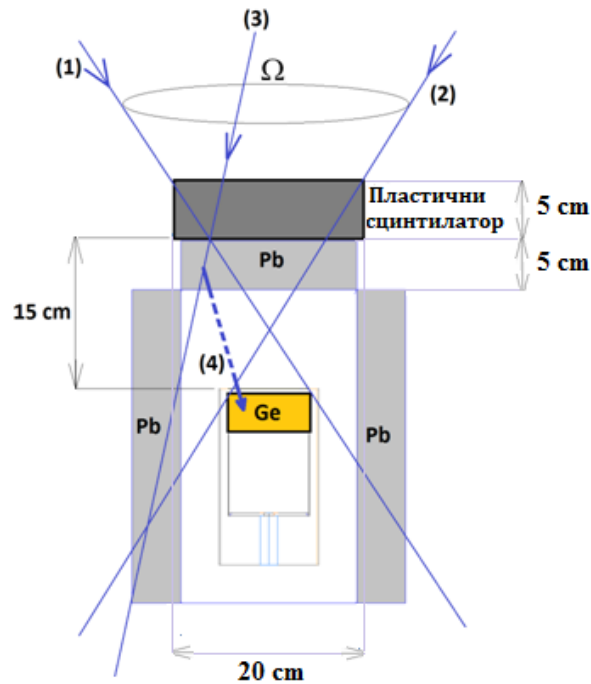
већим од 45° , у односу на вертикалну осу, су практично искључени из коинцидентног спектра, услед величине пластичног сцинтилатора (који у том случају не би био погођен упадним мионом). Дакле, величина и позиција пластичног сцинтилатора ефективно ограничавају просторни угао у оквиру ког ће упадни миони произвести сигнал који ће бити регистрован детекторским системом.

Коинцидентни временски интервал између детектора је био подешен на 20 μs . Подаци су прикупљани од 27. априла до 08. јуна 2018. године. Укупно време аквизиције коинцидентних спектра је било 42 дана (3 628,8 ks).

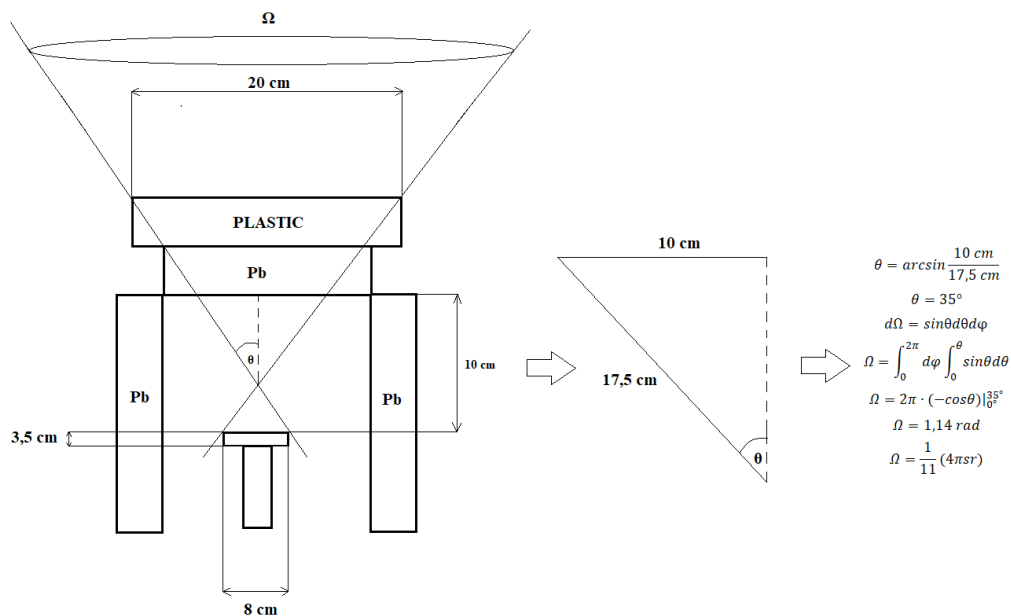


Слика 5.2 Коинцидентни детекторски систем постављен у лабораторији Департмана за физику у Новом Саду. Приказана је оловна заштита око HPGe детектора (а), оловна заштита око и изнад HPGe детектора (б), коинцидентни систем HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора (в).

Како би се избегла велика брзина бројања пластичног сцинтилационог детектора, праг на пластичном сцинтилационом детектору је постављен на ~ 4 MeV (Слика 5.5б)) подешавањем одговарајућег LLD-а (*low-level discriminator*) на аналогно-дигиталном конвертеру, чиме је подешено да се не региструје околно гама зрачење (претежно из радиоактивних ланаца ^{238}U и ^{232}Th , и примордијалног радиоизотопа ^{40}K) и смањи потенцијални допринос случајних коинциденција. С друге стране, LLD на HPGe детекторској грани је подешен на нулу, практично омогућавајући детекцију фотона енергије изнад 5 keV (једино ограничење је трансмисија фотона кроз карбонски прозор HPGe детектора). Горњи енергијски праг за прикупљање података на HPGe детектору је био ~ 4.5 MeV. Према овим подешавањима, детекторски систем, који је радио у коинцидентном режиму, је могао да региструје фотоне космичког порекла у интервалу енергија 5 keV–4.5 MeV, произведене упадним честицама космичког порекла које су депоновале енергију у пластичном сцинтилационом детектору изнад ~ 4 MeV. Имајући у виду поставку на Слици 5.3, детектоване секундарне честице су произведене доминантно упадним честицама са вертикалним путањама. У прилог овој чињеници иде и релативно уска дистрибуција пика депоноване енергије миона у пластичном детектору (Слика 5.5б)).



Слика 5.3 Експериментална поставка пластичног сцинтилатора, HPGe детектора и оловне заштите. Путање упадних честица (1) и (2) формирају просторни угао Ω у ком се коинцидентни догађаји између два детектора могу појавити, а који доприносе високоенергијском недетектованом делу HPGe спектра. Упадна честица (3) која интерагује са пластичним детектором и секундарно произведена честица (4) детектоване HPGe детектором представљају пример коинцидентног догађаја који доприноси нискоенергијском делу гама спектра HPGe детектора (у региону 10 keV–1 MeV).

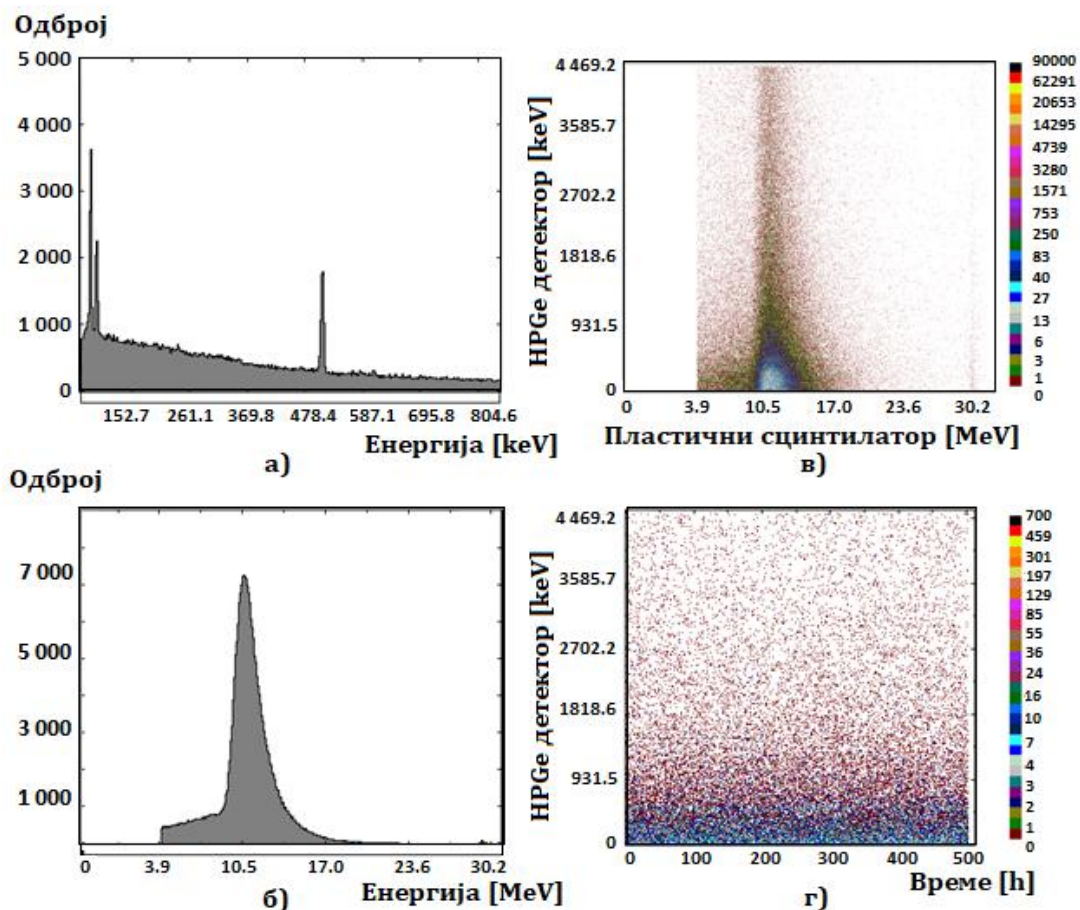


Слика 5.4 Одређивање просторног угла унутар ког ће упадни космички миони довести до окидања коинцидентног система HPGe детектор-пластични сцинтилациони детектор.

За прикупљање коинцидентних спектра коришћен је мултипараметарски систем МРА-3 [101], који омогућава истовремено снимање више различитих спектра:

- 1) Коинцидентни спектар HPGe детектора (Слика 5.5а));
- 2) Коинцидентни спектар пластичног сцинтилационог детектора (Слика 5.5б));
- 3) Дводимензионални коинцидентни (2D) спектар пластичног сцинтилационог детектора и HPGe детектора–коинцидентни догађаји сваког канала пластичног сцинтилатора на x -оси и коинцидентни догађаји сваког канала HPGe детектора на y -оси (Слика 5.5в));
- 4) Дводимензионални спектар коинцидентних догађаја регистрованих HPGe детектором у зависности од времена–коинцидентни догађаји сваког канала HPGe детектора на y -оси као функција времена, презентованог на x -оси (подељеног у бинове ширине 0,5 h) (Слика 5.5г)).

На Слици 5.5 приказан је изглед горе наведених спектра. Тачкама различитих боја у 2D спектрима приказан је број коинцидентних догађаја регистрованих у једном каналу.



Слика 5.5 Коинцидентни спектри прикупљени мултипараметарским системом МРА-3: коинцидентни спектар HPGe детектора (а), коинцидентни спектар пластичног сцинтилационог детектора (б), дводимензионални коинцидентни (2D) спектар пластичног сцинтилационог детектора и HPGe детектора (в), дводимензионални спектар коинцидентних догађаја регистрованих HPGe детектором у зависности од времена.

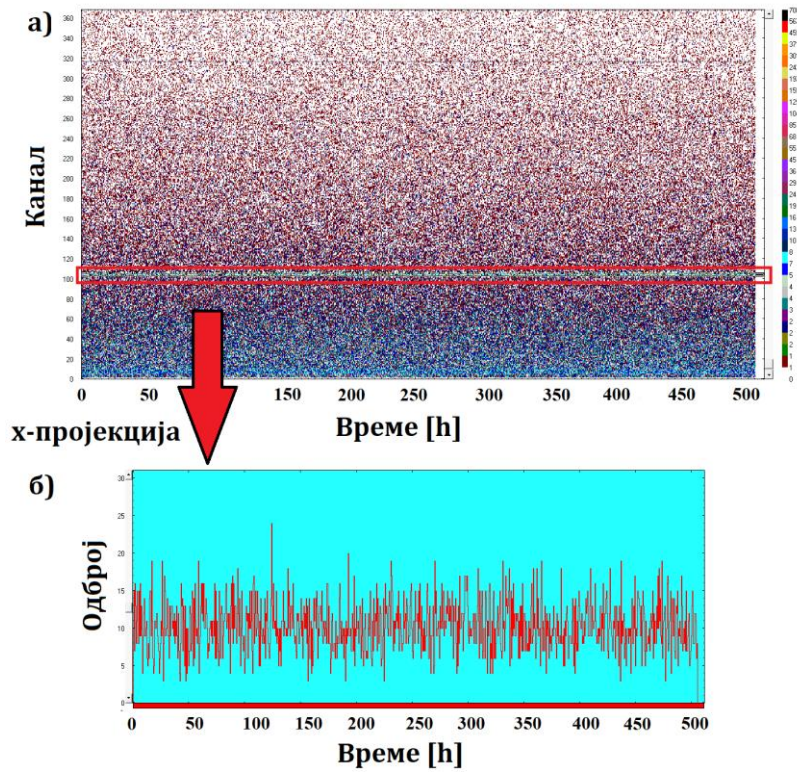
Прикупљање свих наведених спектра мултипараметарским системом и *offline* анализа прикупљених спектра омогућава селекцију одређених енергијских региона

(нпр. региона X-зрачења индукованог космичким зрачењем, анихилационе линије, или укупног региона до 1,2 MeV) у спектру HPGe детектора и праћење њихових интензитета током релативно дугог периода времена. Пример селекције региона који одговара анихилационој линији у 2D коинцидентном спектру HPGe детектор-време (спектар на Слици 5.5г)) и потом пројекција на x -осу, која за резултат даје зависност одброја анихилационе линије од времена, је приказана на Слици 5.6.

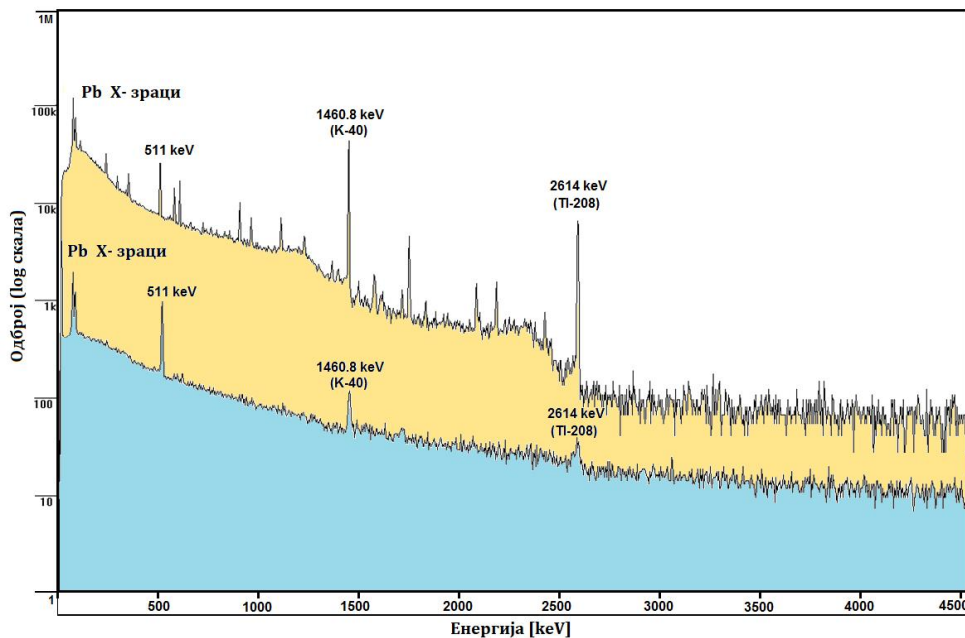
Ефикасност развијеног коинцидентног система се може утврдити поређењем брзине одброја детектора (нпр. пластичног сцинтилационог детектора) у коинцидентном и директном (*single*) режиму. У случају коинцидентног режима рада, брзина одброја (одброј у јединици времена) је била $\approx 0,4$ cps, док је у директном режиму ова брзина 10 пута већа ($\approx 5,7$ cps). Брзина одброја коинцидентног спектра пластичног сцинтилатора одређује просечан број упадних честица у јединици времена које могу да произведу секундарне честице регистроване HPGe детектором.

Како би квалитет развијеног система, као и допринос случајних коинциденција, додатно квантитативно били анализирани, упоређени су спектри HPGe детектора прикупљених у директном и коинцидентном режиму (Слика 5.7). Као што се може видети, интензитет спектра прикупљеног у директном режиму је знатно већи него интензитет коинцидентног спектра. Однос интензитета за интервал енергија 50 keV–4 500 keV је $\frac{I_{single}}{I_{coinc}} \approx 45$.

На Слици 5.7 су обележене најизраженије линије–Pb X-зрачење на енергијама од 75 keV и 84 keV, анихилациона линија на енергији од 511 keV, гама линија ^{40}K на 1 460,8 keV и гама линија ^{208}Tl на енергији од 2 614 keV. Присуство последње две линије указује на нежељене случајне коинциденције. Иако је праг на пластичном сцинтилационом детектору био подешен на 4 MeV, један део околног гама зрачења се очигледно појавио у грани пластичног сцинтилационог детектора. Међутим, ако се селекује регион у 2D спектру који одговара енергијском региону пластичног сцинтилационог детектора изнад 4 MeV, добија се коинцидентни спектар HPGe детектора без икаквог доприноса околног гама зрачења (као што се може видети на Слици 5.11) доказујући да су ови догађаји случајне коинциденције прикупљене у грани пластичног сцинтилатора у коинцидентном режиму. Да би се удео случајних коинциденција квантитативно проценио, пронађен је однос интензитета гама линије на 1 460,8 keV према фону у коинцидентном спектру ($\approx 2,2$) и у директном спектру ($\approx 42,5$). Из односа $2,2/42,5$ добија се да је удео случајних коинциденција у коинцидентном спектру HPGe детектора $\approx 5\%$. Исти број се добија и анализом линије на 2 614 keV. На основу ове анализе, може се закључити да је допринос случајних коинциденција укупном коинцидентном спектру релативно мали.



Слика 5.6 Пример селекције региона анихилационе линије у дводимензионалном спектару коинцидентних догађаја регистрованих HPGe детектором у зависности од времена (а) и спектар зависности одброја анихилационе линије од времена добијен након x-пројекције (б).



Слика 5.7 Поређење спектра HPGe детектора снимљеног у коинцидентном режиму (доњи спектар) и у директном режиму (горњи спектар). Најуочљиве линије у спектру су обележене.

5.2 Монте Карло симулације мерног система

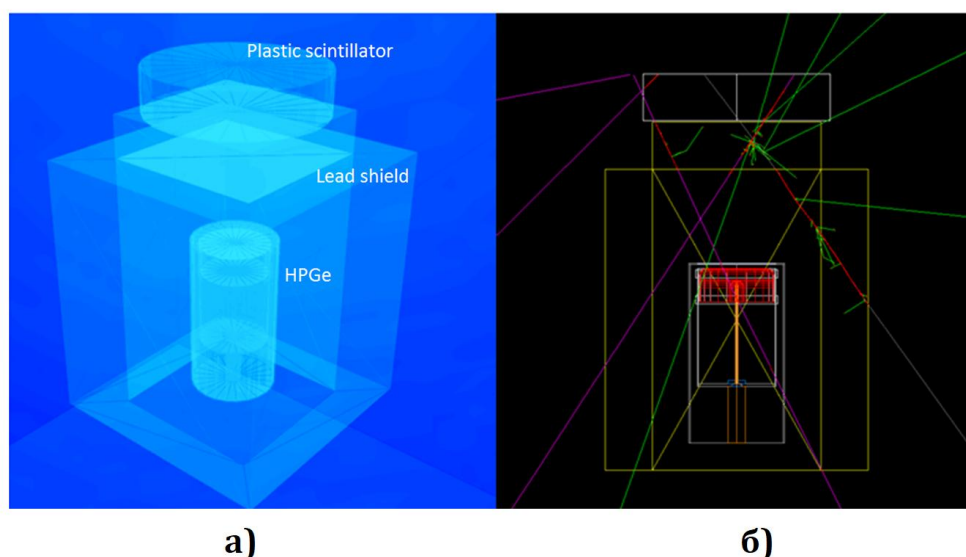
Симулације коинцидентног детекторског система и процеса интеракције космичког зрачења са истим спроведене су симулационим пакетом *Geant4* (верзија 10.2) [102]. Делови кода коришћеног у симулацијама су дати у Прилогу 1. Геометрија HPGe детектора заједно са 5 cm оловне заштите задата у симулацијама је дата на Слици 5.8а), док је пример интеракције пар упадних честица космичког порекла и произведених секундарних честица у детекторској заштити дат на Слици 5.8б).

Укупан број миона генерисаних у симулацији је био $5 \cdot 10^6$, док је енергијска и угаона дистрибуција (Слика 5.9) одговарала реалистичној дистрибуцији космичких миона, која одговара експерименталним дистрибуцијама представљеним у радовима [16] (у Табели 3.18), [11] и [103] (на Слици 1). Одабир одговарајућих реалистичних енергијских и угаоних дистрибуција је постигнут коришћењем пакета *Cosmic-ray Shower Library* (CRY) [79] инкорпорираног у оквиру симулационог софтвера *Geant4*.

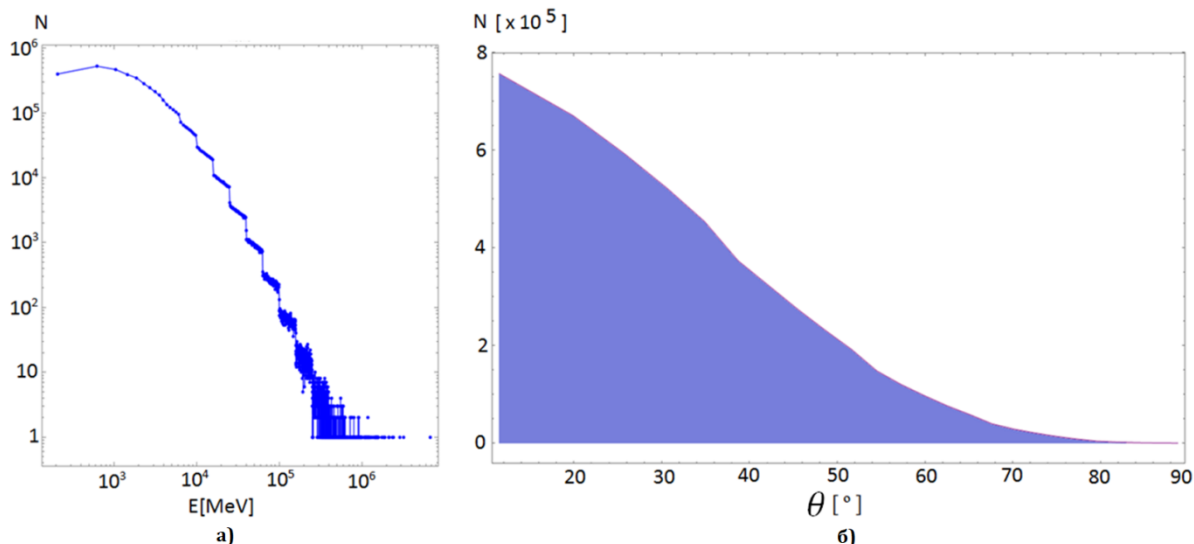
Космички миони су емитовани из квадратне површине странице 25 cm (површине $0,0625 \text{ m}^2$) смештене директно изнад горње површине пластичног сцинтилационог детектора.

Из симулације је било могуће добити директни и коинцидентни спектар депоноване енергије миона унутар пластичног сцинтилационог детектора (Слика 5.10). Као и у случају експерименталних спектра, добијена је значајно ужа дистрибуција коинцидентног спектра пластичног сцинтилационог детектора (FWHM пика депоноване енергије миона је 2,3 MeV у коинцидентном спектру, а 4 MeV у директном спектру), као последица геометрије пластични сцинтилациони детектор-HPGe детектор (Слика 5.8б)), која је дефинисала релативно мали просторни угао око вертикалне осе.

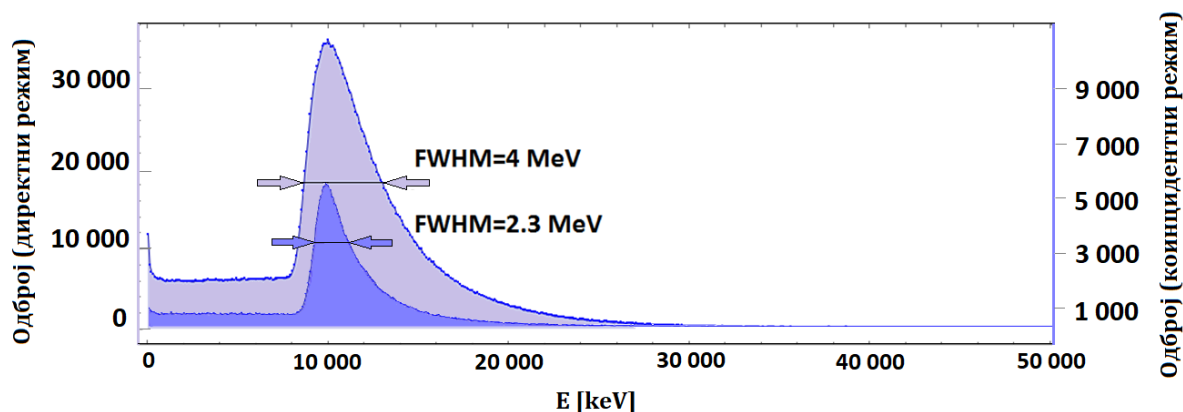
Квантитативно поређење интензитета коинцидентног и директног симулационог спектра пластичног сцинтилационог детектора је показало да је интензитет симулационог коинцидентног спектра свега 10% директног симулационог спектра пластичног сцинтилационог детектора.



Слика 5.8 Поставка детекторског система задата у симулацијама (а) и пример интеракције пар упадних космичких честица и произведених секундарних честица у детекторској заштити (б). Љубичастом су означене путање миона, зеленом су означене путање електрона, црвеном путање фотона, а белом путање антинеутрина.



Слика 5.9 Енергијска дистрибуција космичких миона (а) и угаона дистрибуција космичких миона (б) изабрана у симулацијама коришћењем пакета CRY инкорпорираног у оквиру симулационог софтвера Geant4.



Слика 5.10 Поређење директног и коинцидентног спектра пластичног сцинтилационог детектора добијеног у симулацијама. Скала са леве стране представља одброј директног спектра, а са десне стране одброј коинцидентног спектра. С обзиром на мали просторни угао у односу на вертикалну осу који је одређен геометријом пластични сцинтилациони детектор-HPGe детектор, у коинцидентном спектру је FWHM вредност пика депоноване енергије миона око 40% мања у односу на исти пик у директном спектру.

Како би се могли поредити спектри добијени из симулација и експериментални спектри, потребно је извршити нормирање спектра на исто време. Знајући да је флукс миона дат релацијом (5.1) и да интегрални флукс миона на површини земље на нивоу мора износи $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ($\approx 167 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) [5], еквивалентно време за емисију изабраног броја космичких миона у симулацијама (10^6 миона) је нађено на следећи начин:

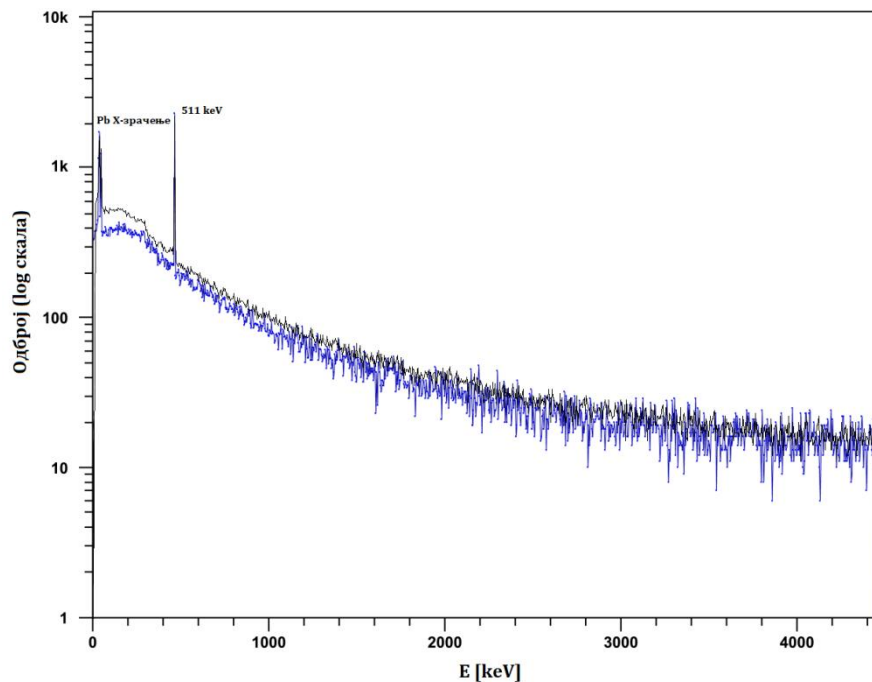
$$\phi = \frac{N}{S \cdot t_{eq}} \tag{5.1}$$

где је N број емитованих миона у симулацијама (10^6), S је површина са које се вршила емисија миона у симулацијама ($0,0625 \text{ m}^2$), а t_{eq} је еквивалентно време. Уврштавањем бројних вредности, добија се:

$$t_{eq} = 479\,042\text{ s} = 5,5\text{ дана} \quad (5.2)$$

Еквивалентно време (релација 5.2) је у ствари оно време које одговара реалном времену (времену у стварности) које би било потребно за емисију броја миона емитованих у симулацијама. Даље се ово време дели са експерименталним временом ($479\,042\text{ s}/1\,818\,685\text{ s} = 0,263$) и тим односом се нормира експериментални спектар на исто време.

Надаље је направљено поређење симулираног и експерименталног коинцидентног спектра HPGe детектора, претходно нормираних на исто време (Слика 5.11). Експериментални спектар је добијен селекцијом региона изнад 4 MeV у спектру на Слици 5.5в) (обухватајући мионски пик) и пројекцијом на осу HPGe детектора (на у-осу). На овај начин је изабрана чисто мионска компонента спектра, без доприноса околног гама зрачења (без случајних коинциденција). Главна видљива обележја спектра на Слици 5.11 су X-зрачење олова, анихилациона линија и нискоенергијски континуум (испод 500 keV). Квантитативно поређење симулираног и експерименталног коинцидентног спектра у региону 10 keV–1 MeV је показало разлику од само 13%, са релативном статистичком несигурношћу од 0,1 %.



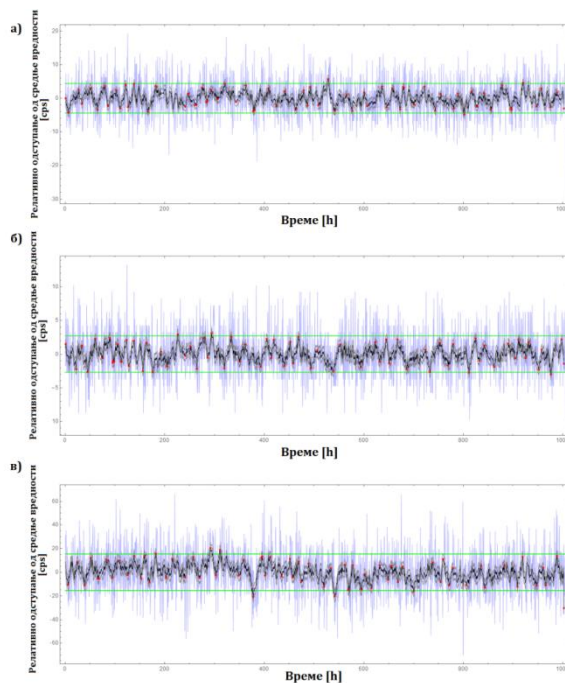
Слика 5.11 Поређење експерименталног (црни) и симулираног (плави) коинцидентног спектра HPGe детектора. Спектри су нормирани на исто време.

5.3 Варијације интензитета нискоенергијских фотона

Да би се проучавале варијације интензитета нискоенергијских фотона, одговарајући региони 2D спектра (Слика 5.5r)), који одговарају коинцидентним догађајима регистрованим у HPGe детектору (y -оса) у зависности од времена, су селектовани и пројектовани на временску осу (x -оса) (као што је приказано на Сlici 5.6). На овај начин, варијације интензитета одређених енергијских региона коинцидентног спектра HPGe детектора могу бити праћене током времена. За анализу су одабрана три енергијска региона:

- 70–90 keV, који одговара Pb X-зрачењу;
- 511 keV, што одговара региону анихилационе линије;
- 10–1220 keV, који одговара региону нискоенергијских фотона.

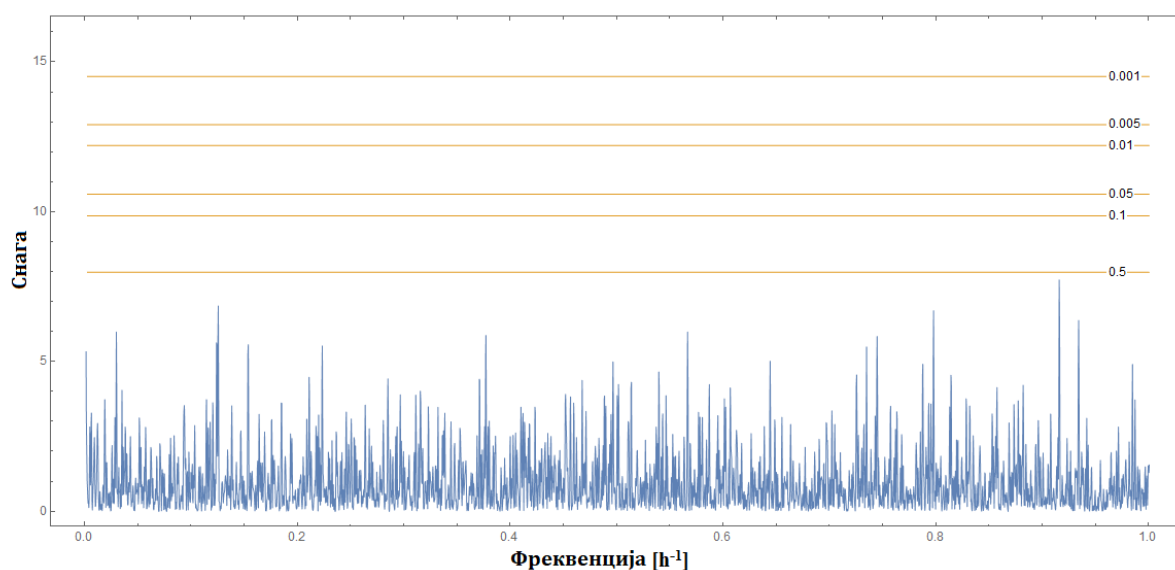
Након пројекције ових региона и добијања одговарајућих временских зависности интензитета за изабрана три региона, нађен је средњи одброј у јединици времена са стандардном девијацијом за укупно време аквизиције за сва три региона. Затим су сирови експериментални подаци (подељени у бинове ширине 0,5 h) усредњени у временским интервалима од 6 h, како би се анализило постоје ли апериодични догађаји са значајним девијацијама, релативно поредећи у односу на средњи одброј у јединици времена (Слика 5.12). На Сlici 5.12 коришћени симболи и линије имају следеће значење: вертикалне плаве линије—сирови подаци прикупљени са резолуцијом од 0,5 h; црна линија—сирови подаци усредњени на интервалима од 6 h; црвене тачке—максимуми и минимуми на интервалима од 6 h; сива линија—коридор несигурности усредњених података на нивоу поверења од 68%; зелена линија—стандардна девијација средње вредности сирових података добијена за укупно време аквизиције података.



Слика 5.12 Варијације интензитета нискоенергијских фотона (усредњене на интервале од 6 h) у зависности од времена за селектоване регионе: 70–90 keV (регион који одговара карактеристичном X-зрачењу олова) (a), 511 keV (регион који одговара анихилационој линији) (б), 10–1220 keV (регион који одговара нискоенергијским фотонима) (в). На y -осама су приказана релативна одступања од средње вредности (усредњене за укупно време мерења) дата у одбројима у јединици времена (cps).

Као што се може видети са Сликe 5.12a), за селектована три региона не уочавају се значајне апериодичне девијације интензитета. Једини догађај који би могао да указује на апериодични Форбуш ефекат (пад интензитета на Слици 5.12в)), са трајањем од око 30 сати, је регистрован на 380.-ом сату аквизиције података (одговара датуму 13. мај 2018. године у 12 h по светском времену).

Анализа периодичности интензитета нискоенергијских фотона је спроведена примењујући Фурије и Ломб-Скаргл анализе [104, 105] на претходно приказане експерименталне сирове податке (прикупљене у биновима од по 0,5 h). Међутим, Ломб-Скаргл периодограми, погодни за откривање сетова значајних фреквенција, нису показали било какву периодичност у интензитету нискоенергијских фотона, на нивоу значајности од $\alpha=0,05$ током 42 дана колико је трајало експериментално прикупљање података (Слика 5.13). Исто неприсуство периодичности је нађено и за регионе карактеристичног X-зрачења олова и анихилационе линије.



Слика 5.13 Ломб-Скаргл периодограм региона нискоенергијских фотона (10 keV–1 220 keV). Ниједна нађена фреквенција није значајна на нивоу значајности $\alpha=0,05$.

5.4 Закључак

Поред устаљених техника за истраживање интензитета космичког зрачења на нивоу површине земље базираних на директној детекцији космичких миона, као и неутрона космичког порекла, представљена је и успешно тестирана нова метода која укључује регистровање нискоенергијских фотона индукованих космичким зрачењем у околини детекторског система HPGe детектора у коинцидентном режиму рада. Коинцидентни систем, који се састојао од HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора, је показао потребну стабилност неопходну за праћење варијација интензитета нискоенергијских фотона. Експериментална поставка и добијени спектрални интензитети су додатно потврђени извршеним Монте Карло симулацијама, показујући добро слагање између стварних експерименталних и симулираних коинцидентних спектра. Три енергијска региона коинцидентног спектра HPGe детектора, који одговарају нискоенергијским фотонима индукованих космичким зрачењем (X-зрачење олова, анихилациона линија, регион нискоенергијских фотона), су анализирана с циљем утврђивања постоје ли апериодични догађаји, као и потенцијално периодично понашање интензитета фотона. Међутим, у оквиру времена

од 42 дана, колико је трајала аквизиција података, нису нађени статистички значајни апериодични догађаји (сем једног догађаја који наликује Форбуш ефекту), нити значајна периодичност анализираних података. Такође је доказано да варијације интензитета нискоенергијских фотона показују различите шаблоне у зависности од изабраног енергијског региона (Слика 5.12). Приликом извођења експеримената чији је циљ детекција ретких догађаја, значајно је спровести анализу варијација интензитета нискоенергијских фотона унутар региона у ком се очекује сигнал, како би се онемогућила неадекватна тумачења добијених резултата.

За детекцију слабих годишњих модулација космичког зрачења које је виђено у Борексино колаборацији (*Borexino collaboration*) на нивоу процента [36, 37], потребна су знатно дужа времена аквизиције. Да би се уочиле годишње модулације космичког зрачења у интензитету фотона индукованих космичким зрачењем са представљеном експерименталном поставком базираном на коинцидентном детектовању догађаја, процењено је да би, за време аквизиције од 2 године, експеримент достигао осетљивост од ~2% варијација података усредњених на 24 h у случају анализе региона нискоенергијских фотона (10 keV–1 220 keV).

У експерименту нису тражене корелације између варијација интензитета коинцидентних спектра и атмосферске температуре, а која може да утиче на флукс космичких миона [106, 107].

Као што је већ истакнуто, експерименти мионских станица, посвећених искључиво мерењу флукса миона, имају знатно бољу статистику него што је случај када се користи представљена метода, али пратећи приступ представљен у овом раду, могуће је, заједно са анализом варијација интензитета фотона унутар жељених спектралних региона (а која је важна у потрази за ретким догађајима), симултано пратити варијације интензитета космичког зрачења. Према томе, представљена метода може бити коришћена за детекцију потенцијалног периодичног понашања као оног који је повезан са ротацијом Сунца и годишњих модулација космичког зрачења, као и регистравања појединачних догађаја (нпр. Форбуш ефекта) који су такође резултат Сунчеве активности.

VI КОИНЦИДЕНТНА МЕТОДА ЗА ИСТРАЖИВАЊЕ ВАРИЈАЦИЈА КОНСТАНТЕ РАСПАДА РАДИОИЗОТОПА ^{22}Na

У Поглављу 2.3 дат је кратак преглед доступних научних радова везаних за постојање феномена потенцијалних флукуација константе распада. Увидом у литературу, може се издвојити значајан број експеримената који укључују различите експерименталне поставке и испитиване радиоизотопе, међутим, мали је број експеримената који су првобитно дизајнирани и намењени праћењу временских флукуација константе распада. У научној заједници и даље не постоји концензус о томе да ли флукуације константе распада постоје или не, с обзиром да је велики број радова изнео доказе и пратећа објашњења постојања флукуација константе радиоактивног распада, док, с друге стране, велики број експеримената оповргава ове резултате. Имајући у виду да би флукуације константе радиоактивног распада имале утицаја на фундаментална сазнања утемељена у основе нуклеарне физике, испитивања потенцијалних флукуација константе распада су и даље актуелна научна тема.

Експериментални део ове студије обухвата мерење константе распада позитронског бета-емитера, радиоизотопа ^{22}Na . Време полураспада ^{22}Na је 2,6027(10) година [108], док се распада путем емисије позитрона у прво побуђено стање ^{22}Ne са вероватноћом од 90,30(9)%, или електронским захватом са значајно мањом вероватноћом од 9,64(9)%. У случају позитронског распада, прелаз ^{22}Ne из првог побуђеног стања у основно стање је праћено емисијом гама-фотона енергије 1 274 keV [109]. Позитрони емитовани из извора ^{22}Na се даље анихилирају са електронима у материјалима присутним у околини детекторског система, као и самог детектора, те као резултат настају два гама-фотона енергије од по 511 keV. Емитовани фотони омогућавају коинцидентна мерења (у комбинацији 511 keV–511 keV, 511 keV–1 274 keV), те се на тај начин може смањити допринос фонских догађаја у спектру.

У раду аутора *Silverman* и *Strange* [69] за мерење је коришћен извор ^{22}Na и два NaI(Tl) сцинтилациона детектора који су радили у коинцидентном режиму. Аутори су извели сетове статистичких тестова на временским серијама анихилационих линија у току времена од 167 h. Није пронађен доказ за корелације или временске обрасце изван статистичких ефеката за период мањи од 35 дана [68]. Други аутори су мерили различите радиоизотопе, укључујући и радиоизотоп ^{22}Na [45, 50, 52, 67, 110]. У овим експериментима нису уочене флукуације константе распада ^{22}Na , као ни других испитиваних радиоизотопа. И поред свих претходно извршених мерења, јавља се недостатак експерименталних поставки специјално дизајнираних и посвећених истраживањима потенцијалних флукуација константе распада ^{22}Na , које се заснивају на коинцидентним мерењима уз употребу HPGe детектора високе резолуције.

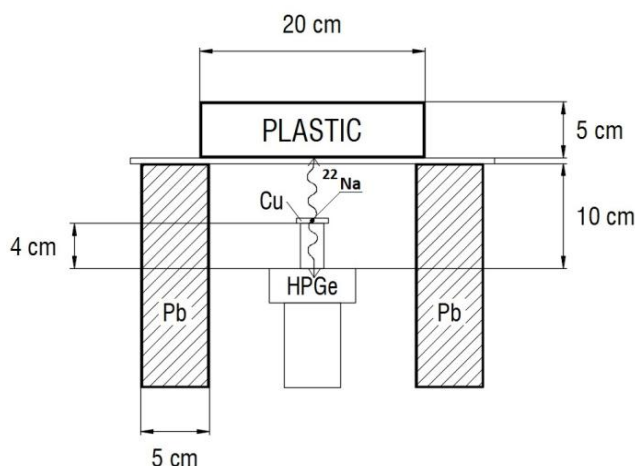
У овој студији, дизајнирана је коинцидентна поставка базирана на HPGe детектору и пластичном сцинтилационом детектору са специјалном наменом праћења брзине распада радиоизотопа ^{22}Na током времена [111]. Приступ који је представљен се разликује од претходно спроведених студија, с обзиром да коинцидентни систем који је развијен има циљ да значајно смањи утицај потенцијалних случајних коинциденција, махом потичући од околног гама зрачења. Додатно је спроведена и детаљна анализа фона у енергијском региону анихилационе линије [99] да би се искључио утицај временских варијација космичког зрачења и осигурало да, уколико би потенцијалне варијације константе радиоактивног распада заиста биле уочене, оне потичу искључиво

од радиоактивног извора ^{22}Na . Поред тога, дневно је праћена и контролисана атмосферска температура, притисак и релативна влажност, како би се утицај и ових параметара на детекциони систем минимизирао. Такође су спроведене Монте Карло симулације експерименталне поставке, с циљем да се поређењем симулационих и експерименталних података верификују резултати добијени у овој студији.

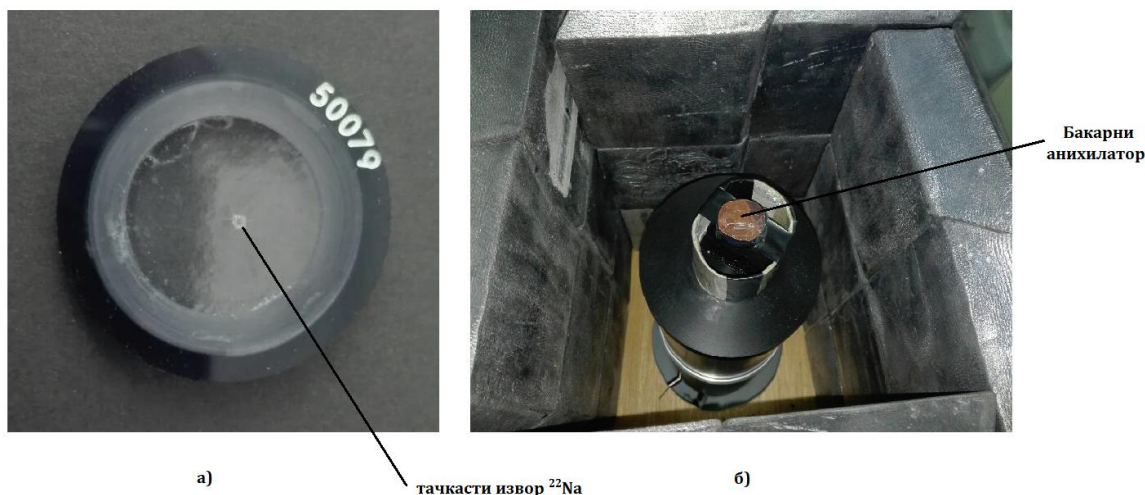
6.1 Експериментална поставка

Експеримент је био постављен у Лабораторији Департмана за физику, Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду. Детекторски систем се састојао од HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора [111], као што је шематски приказано на Слици 6.1.

HPGe детектор (са интерном ознаком "P" детектор) се састојао од германијумског кристала планарног облика, дебљине 35 mm и пречника 80 mm, са осетљивом површином од 5 000 mm² (искључујући из активне запремине детектора површину мртвог слоја чија је дебљина свега неколико μm). Капа HPGe детектора је изграђена од карбонских влакана, омогућавајући трансмисију од скоро 100% за фотоне енергије 20 keV. Пластични сцинтилациони детектор, базиран на полистирену, је имао кружни облик пречника 20 cm и дебљине 5 cm (Слика 6.1). Оловна заштита је постављена око HPGe детектора, док се изнад њега није налазила оловна заштита како би се омогућила детекција анихилационих фотона енергије 511 keV у пластичном сцинтилационом детектору (омогућавајући на тај начин да се оствари коинцидентно мерење). Радиоактивни извор ^{22}Na је био постављен на растојању 4 cm од капе HPGe детектора (Слика 6.1 и 6.2б)). Коришћени извор ^{22}Na (калибрациони сертификат N° СТ/040885/05/0186, произвођача FRAMATOME ANP L.E.A. CERCA, Француска) је тачкасти извор (Слика 6.2а)) активности 14 kBq (на дан 05.07.2018. године). Око извора су била постављена два диска од бакра дебљине 0,2 mm (Слика 6.2б)), који су имали улогу анихилатора, омогућавајући да позитрони емитовани из извора ^{22}Na анихилирају са електронима бакра и на тај начин повећавајући број анихилационих фотона. Пластични сцинтилациони детектор је био постављен на растојање од 10 cm од капе HPGe детектора. Изглед експерименталне поставке детекционог система је дат на Слици 6.3.

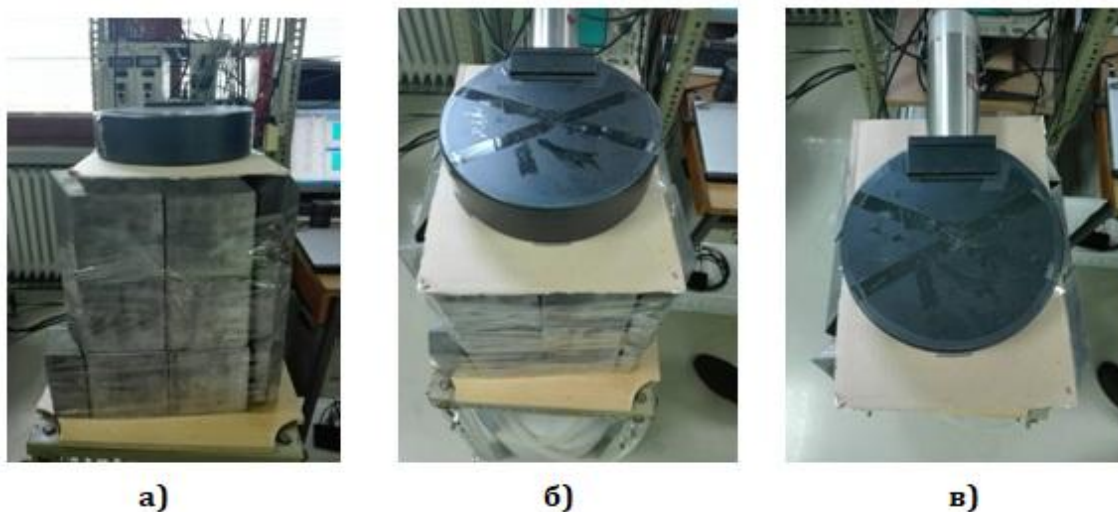


Слика 6.1 Шематски приказ експерименталне поставке коинцидентног система HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора. На слици је шематски приказан распад ^{22}Na који је резултовао анихилацијом фотона у бакру и емисијом два анихилациона фотона (енергије 511 keV).



Слика 6.2 Тачкасти извор ^{22}Na (а), бакарни анихилатор постављен на извор ^{22}Na у експерименталној поставци изнад капе HPGe детектора (б).

Детектори су радили у коинцидентном режиму са коинцидентним интервалом од 5 μs . Праг на HPGe детектору је био постављен на ≈ 235 keV, а на пластичном сцинтилационом детектору на $\approx 0,5$ MeV. На овај начин је избегнута висока брзина бројања у нискоенергијском региону, минимизирајући на тај начин мртво време система. Подаци су прикупљани у биновима ширине 0,5 h коришћењем мулти-параметарског система МРА-3 [101] у укупном времену аквизиције од 33 дана (од 05. јула до 08. августа 2018. године).

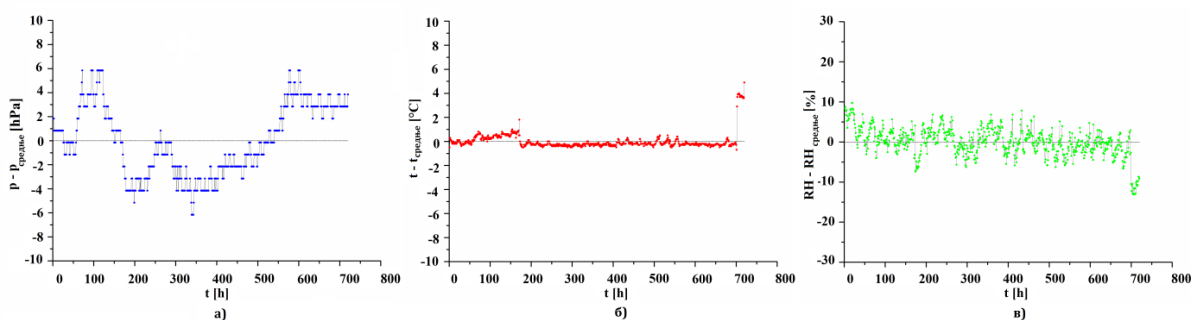


Слика 6.3 Експериментална поставка детекционог система коришћеног за аквизицију података. Пластични сцинтилатор и оловна заштита око HPGe приказани са стране (а), спреда (б) и од горе (в).

Како би се искључио потенцијални утицај спољашњих параметара [100, 110], атмосферски притисак, температура и релативна влажност су праћени свакодневно унутар лабораторије, а резултати су приказани на Слици 6.4, као одступања од средње одговарајуће вредности. Средње вредности атмосферског притиска, температуре и релативне влажности су биле 1003,46(10) hPa, 23,13(3) $^{\circ}\text{C}$ и 38,59(14)%, респективно. Извор високог напона велике стабилности је коришћен како би се минимизирао

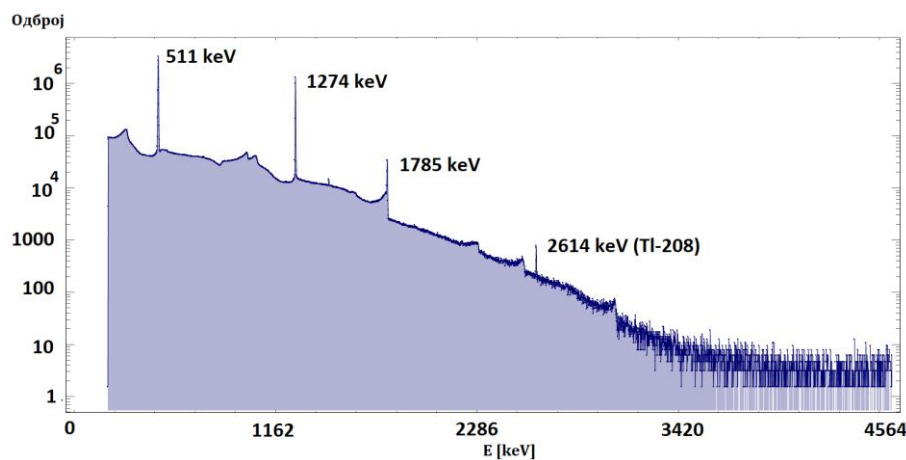
потенцијални утицај инструменталног извора систематске грешке [100] на стабилност мерног система.

Флукуације фона могу бити додатни спољашњи параметар који мора бити узет у обзир приликом истраживања флукуација константе распада [111]. Средња брзина одброја анихилационе линије у коинцидентном спектру HPGe детектора је била 3,83(5) срс, док је у фонском коинцидентном спектру (када извор ^{22}Na није био присутан) брзина одброја анихилационе линије индуковане космичким зрачењем била 0,0045(3) срс. Према томе, допринос могућих флукуација интензитета космичког зрачења интензитету анализираних анихилационе линије (и последично константе распада ^{22}Na) је био занемарљиво мали (мањи од 0,12%).



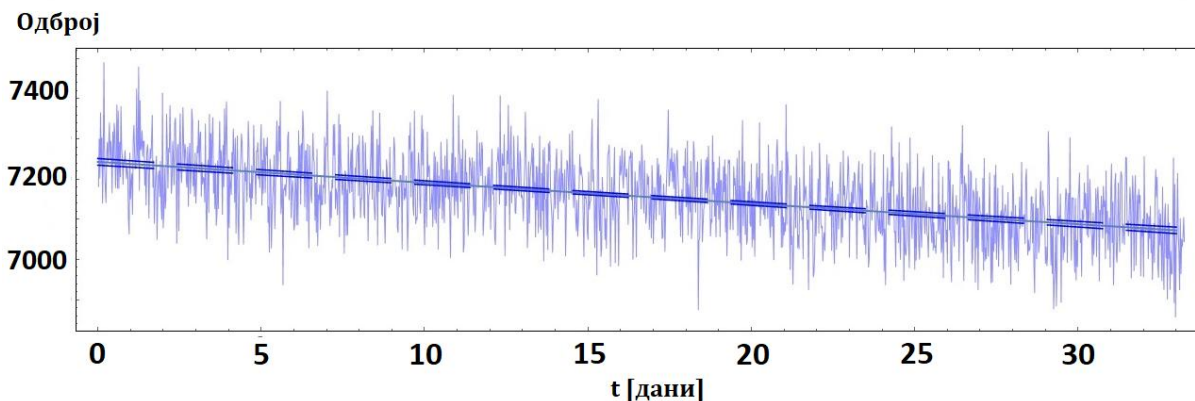
Слика 6.4 Вредности атмосферског притиска (а), температуре (б) и релативне влажности (в) мерени свакодневно током извођења експеримента. На у-оси су приказана одступања од средње вредности сваког параметра.

Коришћењем мултипараметарског система МРА-3, добијен је коинцидентни спектар HPGe детектора (Слика 6.5). На Слици 6.5 су означени следећи пикови: анихилациона линија (511 keV) која настаје као резултат анихилације електрон-позитрон, гама линија на 1 274,5 keV која је резултат деекситације језгра ^{22}Ne , насталог у позитронском распаду ^{22}Na , сумирани пик (1 785,5 keV=511 keV+1 274,5 keV) и слаба гама линија на 2 614,5 keV која је резултат распада ^{208}Tl . Изразито мали интензитет ($\approx 5,5 \cdot 10^{-4}$) линије радиоизотопа ^{208}Tl указује на занемарљив допринос случајних коинциденција коинцидентном мерењу.



Слика 6.5 Коинцидентни спектар HPGe детектора. Најуочљивије линије су обележене.

Прикупљени сирови експериментални подаци (приказани на Слици 6.6) су најпре проверени и верификовани на тај начин што је из ових података одређен период полураспада ^{22}Na . Подаци (вертикалне светло-плаве линије), које представљају интензитет 511 keV линије у зависности од времена, су фитовани експоненцијалном функцијом (испрекидана линија на Слици 6.6) из које је одређен период полураспада од 960(40) дана, који је у сагласности са периодом полураспада у референци [108].



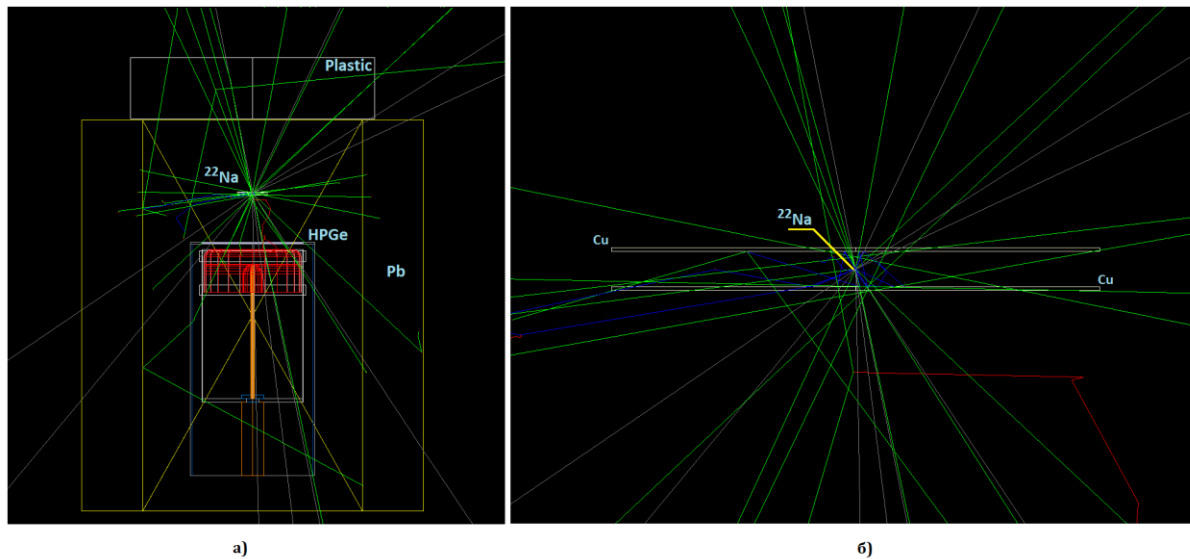
Слика 6.6 Резултати фитовања интензитета анихилационе линије на 511 keV, добијеног из коинцидентног спектра HPGe детектора, коришћени за добијање периода полураспада радионуклида ^{22}Na .

6.2 Монте Карло симулације мерног система

У циљу валидације и провере коришћеног коинцидентног система дизајнираног за потрагу за потенцијалним флукуацијама константе распада ^{22}Na , извршене су Монте Карло симулације коришћењем верзије 10.2 *Geant4* симулационог софтверског пакета [102]. Делови кода коришћеног у симулацијама дати су у Прилогу 2.

Поставка у симулацији (Слика 6.7а)) је задата тако да одговара реалној експерименталној поставци (Слика 6.1). Увећани приказ тачкастог ^{22}Na извора је приказан на Слици 6.7б). Бакарни анихилатори су конструисани као два диска дебљине 0,2 mm, пречника 25 mm, док је међусобна удаљеност између бакарних дискова била 1,7 mm. Радиоактивни извор ^{22}Na је постављен на средини између бакарних дискова. Како би се симулирао стварни распад ^{22}Na , коришћени су реалистични подаци о овом радиоизотопу и његовом распаду, који се налазе у бази података *Geant4* симулационог софтверског пакета. Физика радиоактивног распада у оквиру *Geant4* симулационог софтверског пакета је базирана на бази података ENSDF (*Evaluated Nuclear Structure Data Files*) [112], који садржи податке о периоду полураспада радиоизотопа, врсти распада, гранама распада и њиховим вероватноћама, емисионим енергијама и типовима прелаза [113]. На пример, класа унутар *Geant4* симулационог софтверског пакета *G4PhotonEvaporation* описује нуклеарне деекситације и повезана је са базом ENSDF. Додатно, класа *G4AtomicDeexcitation* користи базу EADL (*Evaluated Atomic Data Library*) [114].

Као и у стварној експерименталној поставци, доњи бакарни диск се налазио на дистанци од 4 cm од капе HPGe детектора. Укупан број генерисаних распада ^{22}Na у симулацијама је био $45 \cdot 10^6$. На Слици 6.7а) и 6.7б) приказано је неколико интеракција честица емитованих у распаду ^{22}Na са околином детекторског система.



Слика 6.7 Шематски приказ експерименталне поставке у симулацији (а), тачкастог извора ^{22}Na између бакарних плоча који играју улогу анихилатора (б). Приказано је неколико интеракција честица емитованих у распаду ^{22}Na са детекторским системом. Зелене, плаве, црвене и сиве линије приказују путање електрона, позитрона, фотона и неутрина, респективно.

Да би се експериментални и симулирани коинцидентни спектар могли поредити, потребно је било нормирати спектре на исто време. Еквивалентно време потребно за емисију изабраног броја генерисаних догађаја (распада) ^{22}Na у симулацијама у стварности се одређује на следећи начин. Да би се коректно узело у обзир време мерења у експерименту, потребно је прво одредити број језгара ^{22}Na који се распао N_r за време мерења t од 33 дана као:

$$N_r = N_0 \left(1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}\right) \quad (6.1)$$

где је N_0 почетни број језгара ^{22}Na (добива се из релације $A_0 = \lambda N_0$, узимајући да је $A_0 = 14 \text{ kBq}$).

Уврштавајући бројне вредности, добија се број распаднутих језгара за време аквизиције података од 33 дана:

$$N_r = 3,95 \cdot 10^{10} \quad (6.2)$$

Даље се еквивалентно време добија као:

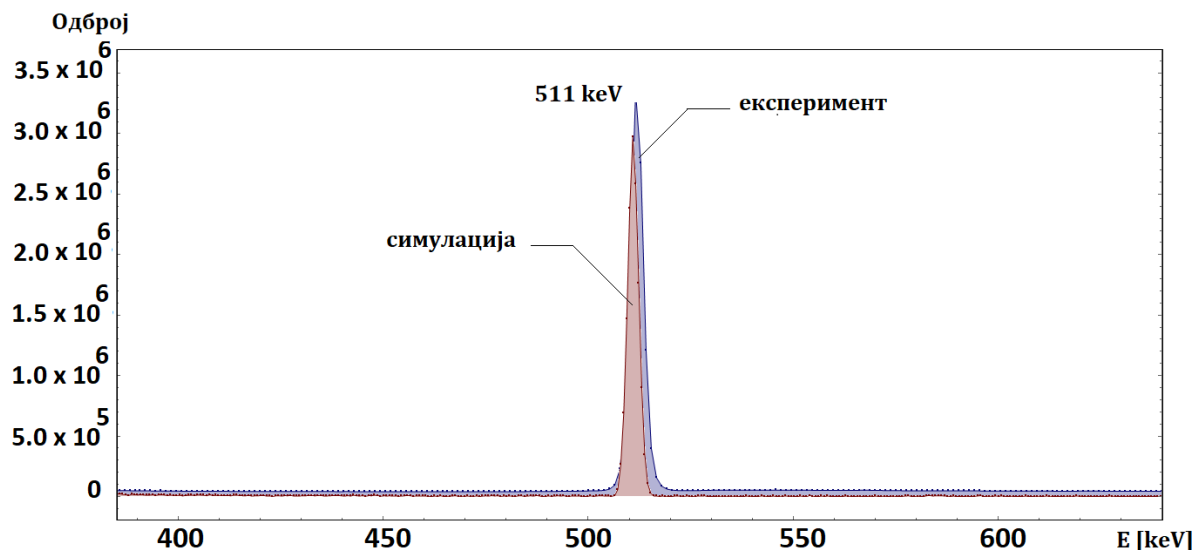
$$t_{eq} = \frac{N_{sim}}{N_r} \cdot t_{exp} \quad (6.3)$$

$$t_{eq} = 3\,248 \text{ s} \approx 3,2 \text{ ks} \quad (6.4)$$

Затим се из односа симулираног и експерименталног времена ($3\,248 \text{ s} / 2,85 \cdot 10^6 \text{ s} \approx 1,14 \cdot 10^{-3}$) добија број којим се нормира експериментални спектар на симулирани.

Након нормирања на исто време, могуће је било поредити анихилациону линију у експерименталном и симулираном коинцидентном спектру, приказану на Слици 6.8. Мали померај у енергији ($\approx 0,5 \text{ keV}$) који се јавио између центроида анихилационе линије експерименталног и симулираног спектра, као и мала разлика у резолуцији, је последица примењеног Гаусовог ширења сирових симулираних резултата у којима је

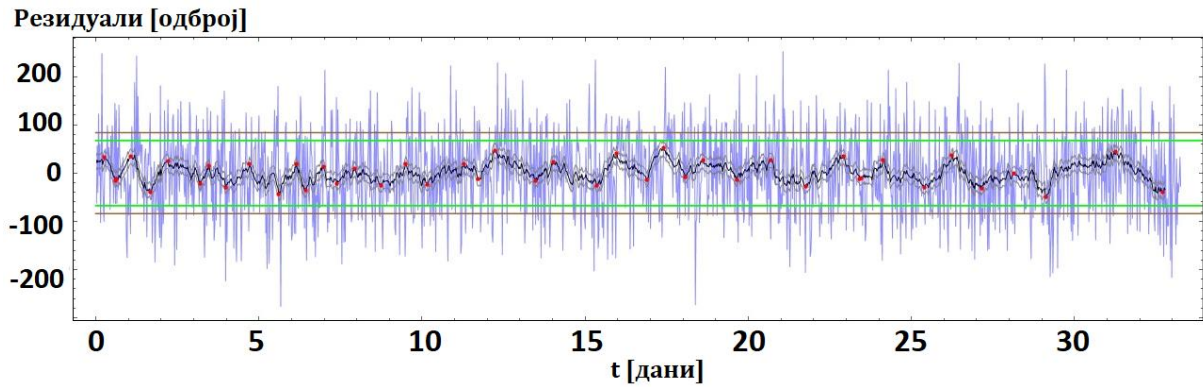
пик укупне енергије првобитно репрезентован одбројима прикупљеним у једном каналу. Брзина одброја линије на 511 keV у експерименталном коинцидентном спектру је била 3,83(5) cps, док је у симулираном коинцидентном спектру износила 4,88(4) cps. Релативно одступање брзине одброја у симулираном спектру од брзине одброја у експерименталном спектру од приближно 27% указује на добро слагање између симулираног и експерименталног коинцидентног спектра.



Слика 6.8 Анихилациона линија у симулационом коинцидентном спектру (црвена) и експерименталном коинцидентном спектру (плава).

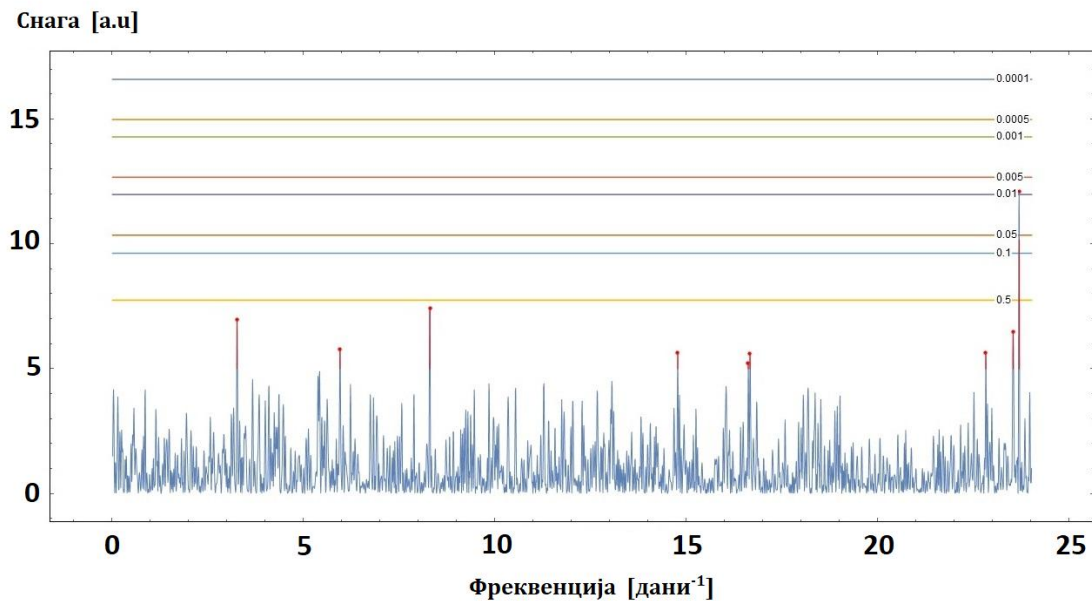
6.3 Анализа потенцијалних флукуација константе распада

Експериментални коинцидентни спектар HPGe детектора прикупљен у оквиру времена мерења од 33 дана је анализиран у циљу откривања потенцијалних флукуација константе распада ^{22}Na . Дводимензионални спектар (2D) HPGe детектора (одброј у каналима коинцидентног спектра HPGe детектора у зависности од времена), снимљен мултипараметарским системом МРА-3, је искоришћен како би се пратила зависност интензитета линије на 511 keV која је резултат распада ^{22}Na . Резидуали (вредност сваког појединачног одброја одузет од средње вредности), без усредњавања, као и они који су усредњени на интервалима од 12 h, су приказани на Слици 6.9. На Слици 6.9 коришћени симболи и линије имају следеће значење: вертикалне плаве линије—сирови подаци прикупљени са резолуцијом од 0,5 h; црна линија—сирови подаци усредњени на интервалима од 12 h; црвене тачке—максимуми и минимуми на интервалима од 12 h; сива линија—коридор несигурности усредњених података на нивоу поверења од 68%; зелена линија—стандардна девијација средње вредности сирих података добијена за укупно време аквизиције података. Може се уочити да не постоје значајна одступања, с обзиром да су сви максимуми и минимуми података усредњених на интервалима од 12 h у 2σ региону (унутар региона ограниченог сивим линијама), указујући такође да у прикупљеним подацима не постоје аперидични догађаји регистровани у току времена аквизиције.



Слика 6.9 Резидуали анихилационе линије на 511 keV усредњени на интервалу од 12 h.

Додатно, да би се анализирале флукуације константе распада ^{22}Na , Фурије и Ломб-Скаргл анализе [104] су примењене на сирове експерименталне податке (резидуале линије на 511 keV у биновима од 0,5 h) у циљу откривања периодичног понашања константе распада ^{22}Na . Ломб-Скаргл периодограм је добро познат алгоритам који се користи за детекцију и карактеризацију периодичних сигнала у подацима који су неједнако узорковани [105]. Резултат примењених анализа је приказан на Слици 6.10. Са слике се може јасно уочити да Ломб-Скаргл периодограм није открио ниједну значајну периодичност, тј. периодичност на нивоу значајности $\alpha=0,005$ током 33 дана експерименталног мерења.



Слика 6.10 Ломб-Скаргл периодограм са назначеним нивоима значајности глобалног карактера.

6.4 Закључак

У овој студији изведен је експеримент, пратећи истраживања великог броја аутора у, и даље, актуелној области истраживања потенцијалних флукуација константе распада, односно девијација од стандардног експоненцијалног закона радиоактивног распада, са циљем потраге за потенцијалним флукуацијама константе распада радиоизотопа ^{22}Na . Експериментална поставка је била базирана на коинцидентном систему HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора, док је време прикупљања података износило 33 дана. Извршене су Монте Карло симулације у циљу поређења експерименталног коинцидентног спектра са коинцидентним спектрима добијеним путем симулацијама. Значајно добро слагање експерименталног и симулираног спектра, у виду поређења интензитета анихилационе линије на 511 keV, потврдило је погодност поставке коришћене за спроведени експеримент.

Током времена трајања експеримента, спољашњи параметри (атмосферски притисак, температура и релативна влажност) су свакодневно праћени, како би се елиминисао потенцијални утицај ових параметара на потенцијално опажене флукуације константе распада и избегло неисправно тумачење експерименталних података. Такође, нису пронађене корелације међу варијацијама ових параметара и интензитета анихилационе линије. Додатна пажња је посвећена анализи фона, који доминантно потиче од космичког зрачења и његове интеракције са материјалима у околини детекторског система, као још једном потенцијалном извору флукуација анихилационе линије у снимљеном спектру. Нађено је да је допринос анихилационих догађаја индукованих интеракцијама космичког зрачења пик у анихилационе линије у коинцидентном спектру мањи од 0,12%.

Примењена Ломб-Скаргл анализа на експерименталним подацима није открила периодично понашање, тј. значајне фреквенције на нивоу поверења од $\alpha=0,005$, константе распада ^{22}Na . Одсуство флукуација константе распада ^{22}Na нађено у овој студији је у сагласности са резултатима других истраживачких група који су истраживали исти радиоизотоп [45, 50, 52, 67, 110].

Коришћена коинцидентна експериментална поставка је независна од истраживаног радиоизотопа, стога се, пратећи овај метод, слична потрага за флукуацијама константе распада може извести и за друге радиоизотопе који емитују анихилационе или неке друге гама-кванте у коинциденцији. Као што је речено раније, квантна теорија предвиђе неекспоненцијални закон радиоактивног распада за времена која су сувише кратка или сувише дугачка у поређењу са кохерентним временом система. У случају радиоизотопа ^{22}Na , ова времена су реда 10^{-8} s и 2,5 година [69]. Стога је време мерења од 33 дана изван ових домена, и нулти резултат пронађен у овој студији потврђује експоненцијални закон радиоактивног распада.

VII КОИНЦИДЕНТНА МЕТОДА ЗА ВРЕМЕНСКУ АНАЛИЗУ НУКЛЕАРНИХ ДОГАЂАЈА ИНДУКОВАНИХ КОСМИЧКИМ ЗРАЧЕЊЕМ У ГАМА СПЕКТРОМЕТРИЈСКИМ МЕРЕЊИМА

Космичко зрачење интерагује са материјом кроз комплексне процесе који за резултат дају секундарне и терцијарне честице, доприносећи фону у нискофонским лабораторијама махом кроз интеракције миона и неутрона са материјалима у околини детекторског система, као и у самом детектору.

У спектру добијеним германијумским детектором фон индукован космичким мионима се одликује континуумом насталим доминантно у интеракцијама електрона и фотона (секундарног и терцијарног зрачења првобитно индукованог космичким мионима) и анихилационом линијом на 511 keV. Поред фона који је последица догађаја индукованих директном интеракцијом космичких миона са материјалима у околини детекторског система, значајни су и фонски догађаји настали интеракцијом неутрона, како космичких, тако и оних индукованих мионима, са материјалима детекторског система, али и самог детектора. Наиме, у случају кристала германијума, еластично расејање неутрона енергије до 1(5) MeV за резултат даје узмак језгра енергије до ≈ 55 keV [10]. С друге стране, потенцијална интеракција *WIMP*-ова са језгрима германијума даје узмаке језгара у истом региону енергија [10, 96]. Поред тога, већина експеримената који трагају за *WIMP*-овима у својој пасивној заштити садржи олово или бакар [115], те неутронске линија које настају расејањем неутрона на овим језгрима додатно доприносе фонским догађајима. Осетљивост оваквих експеримената континуирано расте у односу на прва истраживања спроведена пре више од педесет година, захваљујући чистоћи детектора, техникама за боље раздвајање догађаја на основу порекла догађаја (нпр. могућност раздвајања догађаја који је резултовао узмаком језгра, а резултат је расејања неутрона или *WIMP*-а на језгру германијума у детектору од догађаја индукованих електронима или фотонима), као и бољим разумевањима различитих извора фонских догађаја у детектору. У типичним подземним лабораторијама, неутронска компонента фона је по свом интензитету обично испод нивоа фонских догађаја пореклом од гама зрачења, међутим, последњих година је ниво радиочистоћа и експертизе, постигнут у нискофонским експерименталним техникама, редуковао допринос фонског гама зрачења до нивоа на ком допринос неутрона фону постаје значајан. У односу на површинске лабораторије, у подземним лабораторијама додатни извор фона стварају интеракције миона са околним стенама, као и неутрона произведених фисијом уранијума и (α , n) реакцијама у стенама [10]. Имајући на уму скорашњи развој техника за раздвајање узмака језгара иницираних честицама тамне материје од узмака електрона, као и наведене чињенице, јасно је да неутрони остају једина проблематична карика фона у случају детекције потенцијалних честица тамне материје, *WIMP*-ова.

У експериментима који за циљ имају детекцију ретких догађаја, односно догађаја са малом вероватноћом одигравања, користе се различите поставке активних "вето" заштита [116], које омогућавају одбацивање догађаја индукованих космичким мионима из фонског спектра одговарајућег детектора. Овим начином се допринос мионског заклоног зрачења континууму спектра, анихилациони догађаји, узмаци језгара и гама линије добијене након нееластичног неутронског расејања могу одбацивати. Међутим, гама линије настале у изомерним прелазима германијумских

изотопа, чија су времена живота метастабилних стања много дужа од коинцидентних интервала, не могу бити одбачене коришћењем оваквих активних "вето" заштита [98]. Активна "вето" заштита може бити конструисана коришћењем пластичног сцинтилационог детектора који окружује HPGe детектор са пасивном оловном заштитом, што је заправо и систем који је коришћен у све три студије у овом раду.

Поред могућности да се наведени фонски догађаји (било да су индуковани мионима или неутронима) разврстају према енергијама, могуће је направити и временску селекцију догађаја на две велике групе—тзв. брзе (*prompt*) и споре (*delayed*) догађаје [3, 98]. У коинцидентним спектрима брзи догађаји одговарају директним интеракцијама миона са детекторима ("вето" детектором и самим германијумским детектором), док закаснили догађаји одговарају интеракцијама секундарних честица (првобитно индукованих мионима) са германијумским детектором [98].

Детаљне студије фонских догађаја индукованих космичким мионима и неутронима пружају информације неопходне приликом планирања активне и пасивне заштите детектора у свим експериментима, а нарочито у експериментима који трагају за ретким догађајима. Ефикасан начин разумевања доприноса космичког зрачења фонском спектру HPGe детектора је коришћење Монте Карло симулација [117]. У раду [118] анализирани су фонски догађаји у EDELWEISS¹⁰ експерименту, који трага за тамном материјом, управо Монте Карло симулацијама. Добијени резултати су допринели одабиру компонената са већом радиоизотопском чистоћом и побољшали заштиту детектора, како би се постигла редукција догађаја у наредним фазама експеримента. Приликом дизајна експеримента чији је циљ детекција безнеутринског двоструког бета распада [119] под акронимом AMoRE¹¹, спроведене су симулације фонских догађаја који су последица интеракције космичких миона и неутрона. Извршена је анализа ефеката насталих интеракцијама космичког зрачења у различитим дебљинама слојева оловне заштите, у циљу проналажења оптималне дебљине која ће задовољити низак одброј фона неопходан у експерименту.

У овој студији анализирани су подаци прикупљени коинцидентним системом HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора техником која је већ била установљена на Департману за физику [3, 98], док се допринос ове студије огледа у поређењу добијених података за резултатима добијеним по први пут Монте Карло симулацијама и на крају добијању експерименталне и симулиране временске коинцидентне криве. Такође, фонски догађаји и симулације су упоређене и са резултатима детекторског система са HPGe детектором велике активне запремине. Додатно, извршена је анализа електромагнетних и хадронских процеса индукованих мионима и неутронима.

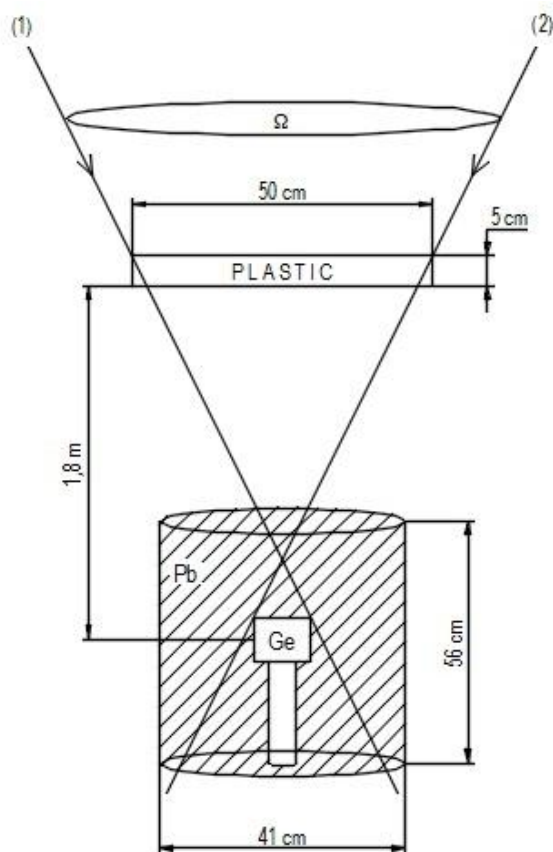
¹⁰ EDELWEISS (*Expérience pour DEtecter Les WIMPs En Site Souterrain*) је експеримент чији је циљ детекција тамне материје, смештен у подземној лабораторији у Француској.

¹¹ AMoRE (*Advanced Molybdenum-based Rare process Experiment*) је експеримент који трага за безнеутринским двоструким бета распадом лоциран 700 m испод површине земље у Јужној Кореји.

7.1 Коинцидентни систем HPGe детектора мале активне запремине и пластичног сцинтилационог детектора $0,5\text{ m}\times 0,5\text{ m}\times 0,05\text{ m}$

7.1.1 Експериментална поставка [3, 98]

Експеримент [3, 98] је био постављен у лабораторији Департмана за физику, Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду. Детекторски систем се састојао од HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора, као што је шематски приказано на Слици 7.1. За разлику од претходна два експеримента представљена у овој студији, пластични сцинтилациони детектор је био у облику квадрата, квадратне основе димензија $50\text{ cm}\times 50\text{ cm}$, и дебљине 5 cm . Пластични сцинтилациони детектор је изграђен од материјала на бази полистирена (мономер хемијске формуле $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}=\text{CH}_2$ и густине $1\,032\text{ kg m}^{-3}$), обложен рефлексионим слојем преко ког се налазио непрозирни слој црне винил-фолије. Укупна маса овог детектора износи $12,9\text{ kg}$. HPGe детектор (модел GMX-20190) (са интерном ознаком "L" детектор) је коаксијалног типа, са кристалом германијума димензија: пречник 56 mm и дужина $65,2\text{ mm}$, са релативном ефикасношћу од 20% и резолуцијом од $1,90\text{ keV}$ на гама линији од $1,33\text{ MeV}$ изотопа ^{60}Co . Око детектора је постављена оловна заштита у виду цилиндра, висине 56 cm , пречника 41 cm и дебљине 12 cm . Оловна заштита се састоји од олова ниске активности, добијеног топљењем старих водоводних цеви [15].

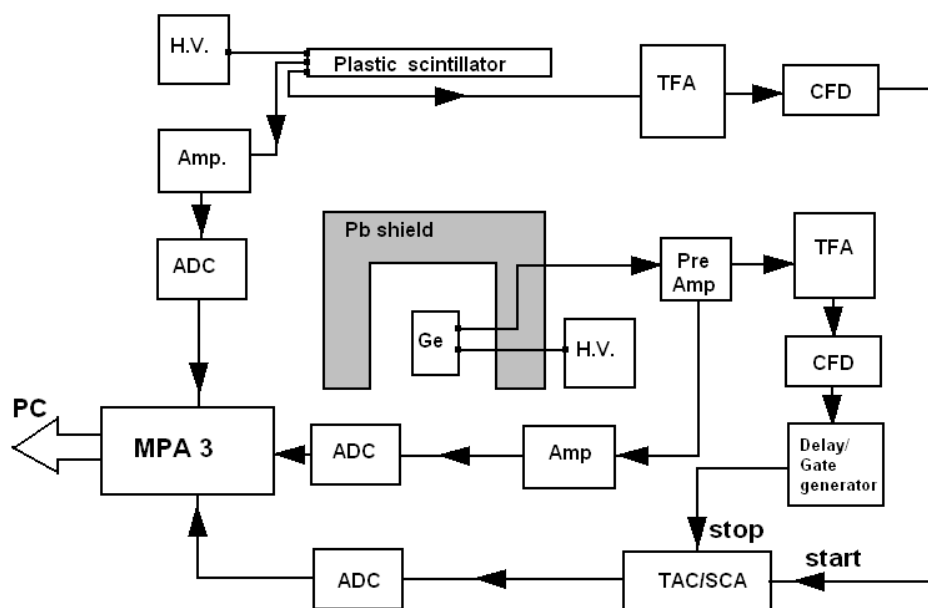


Слика 7.1 Шематски приказ експерименталне поставке HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора (облика квадрата, димензија $0,5\text{ m}\times 0,5\text{ m}\times 0,05\text{ m}$), са дефинисаним просторним углом за директну мионску интеракцију са пластичним сцинтилационим детектором и HPGe детектором.

С обзиром да величина пластичног сцинтилационог детектора утиче на просторни угао унутар ког се честице са путањама који упадају у тај просторни угао детектују, сувише близу постављен пластични сцинтилациони детектор би формирао релативно велики просторни угао и велике брзине бројања. Стога је пластични сцинтилациони детектор постављен на висину од 1,8 m у односу на капу HPGe детектора, формирајући просторни угао од $\approx \frac{1}{13}$ (4π sr). На тај начин је изабрано само оно космичко зрачење чија путања значајно не одступа од вертикалне.

Како би се временски пратили и потом селектовали догађаји, додат је ТАС модуо у електронски део експерименталне поставке [3, 98]. Шема поставке заједно са пратећим електронским деловима кола приказана је на Слици 7.2.

Да би се елиминисао утицај нежељених линија у спектру, пре свега потичући од околног гама зрачења, праг на CFD-у (*Constant Fraction Discriminator*) HPGe детектора је постављен на око 50 keV, док је на пластичном сцинтилационом детектору постављен на око 3 MeV (изнад енергије гама зрачења из околине, али испод максимума мионског пика депоноване енергије у пластичном сцинтилационом детектору, који је на 10,5 MeV за пластични сцинтилатор дебљине 5 cm [15]). Опсег ТАС-а је износио 10 μ s, чиме је дефинисан максимални временски интервал од START сигнала регистрованог у пластичном сцинтилационом детектору до STOP сигнала регистрованог у HPGe детектору, тј. интервал између два коинцидентна догађаја.

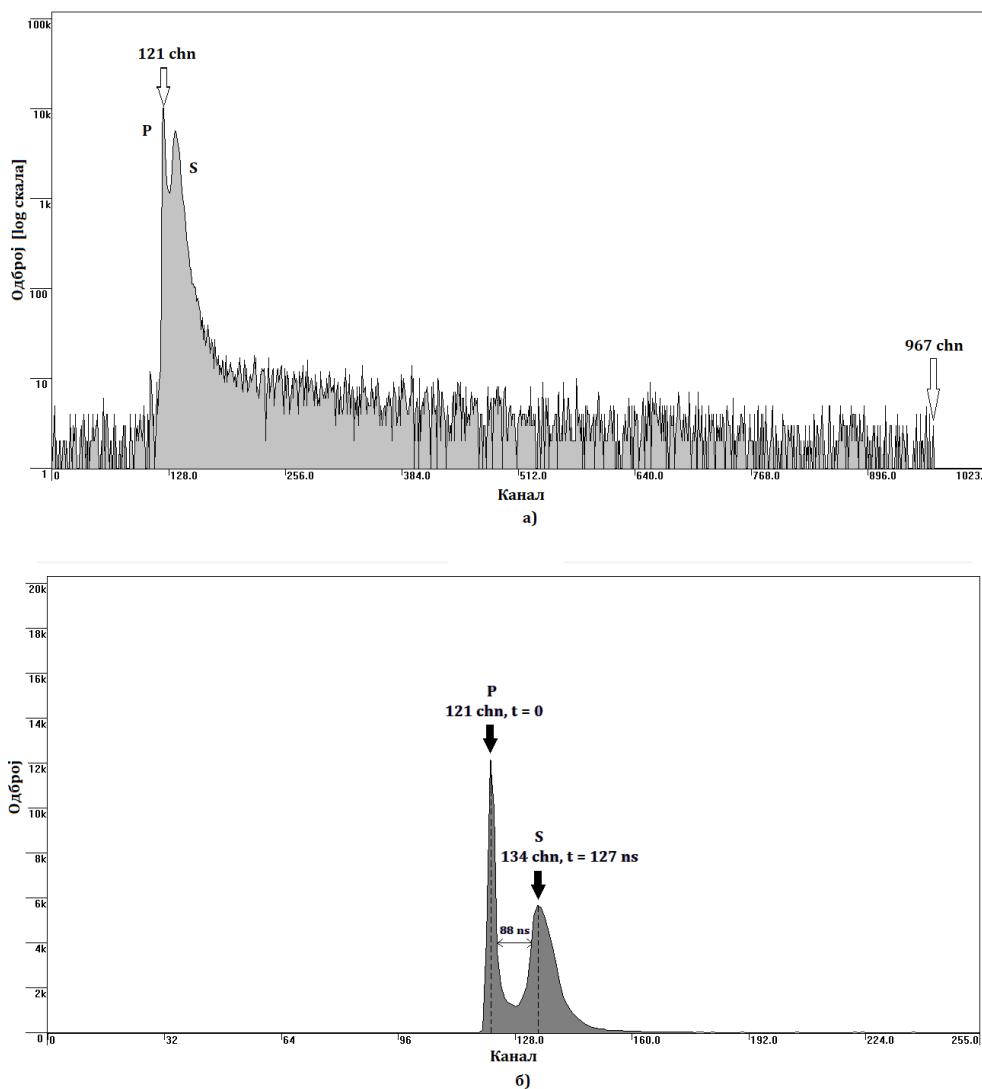


Слика 7.2 Шема експерименталне поставке укључујући и електронске компоненте. *Скраћенице:* H.V.–Високонапонски извор, Preamp.–Претпојачавач, Ge–Германијумски детектор, Pb shield–Оловна заштита, Plastic scintillator–Пластични сцинтилациони детектор, Amp.–Појачавач, ADC–Аналого-дигитални конвертер, CFD–Дискриминатор константне фракције, TFA–Timing filter amplifier, MPA-3–Мултипараметарски систем, PC–Рачунар [3, 98].

FWHM коинцидентног пика је био око 195 ns. Изглед ТАС спектра у логаритамској скали је приказан на Слици 7.3. Може се уочити да се пик правих коинциденција састојао од два пика са временски блиском разликом од 88 ns (Слика 7.3б). Сличан двоструки пик је уочен и у радовима [3, 98, 120]. Први пик ("промптни"

пик означен са P) одговара брзим догађајима, односно високоенергијским догађајима, док други пик ("секундарни" пик означен са S) одговара спорим, односно нискоенергијским догађајима. Занимљиво је истаћи да CFD делује као дискриминатор облика сигнала (*pulse shape discriminator*), што је уочено и у Реф. [3, 98], тако да групише сигнале у две категорије према времену раста сигнала. Кашњење другог пика је резултат три неодвојива процеса: разлике у времену трајања које је потребно миону да пређе од пластичног сцинтилационог детектора до различитих тачака у германијуму или оловној заштити, времена развоја електромагнетних плускова и временској разлици трајања раста сигнала која одговара директној интеракцији миона са германијумским детектором и интеракцијама секундарних честица [3, 98].

Поређењем интензитета догађаја у промптном и секундарном пику, добија се да је интензитет промптног пика био 0,016 cps, док је интензитет секундарног пика износио 0,023 cps, квантитативно дајући разлику од око 30%. Резултат је очекиван, с обзиром да је ширина временског интервала промптног пика око 22 ns, док је ширина секундарног пика 70 ns.

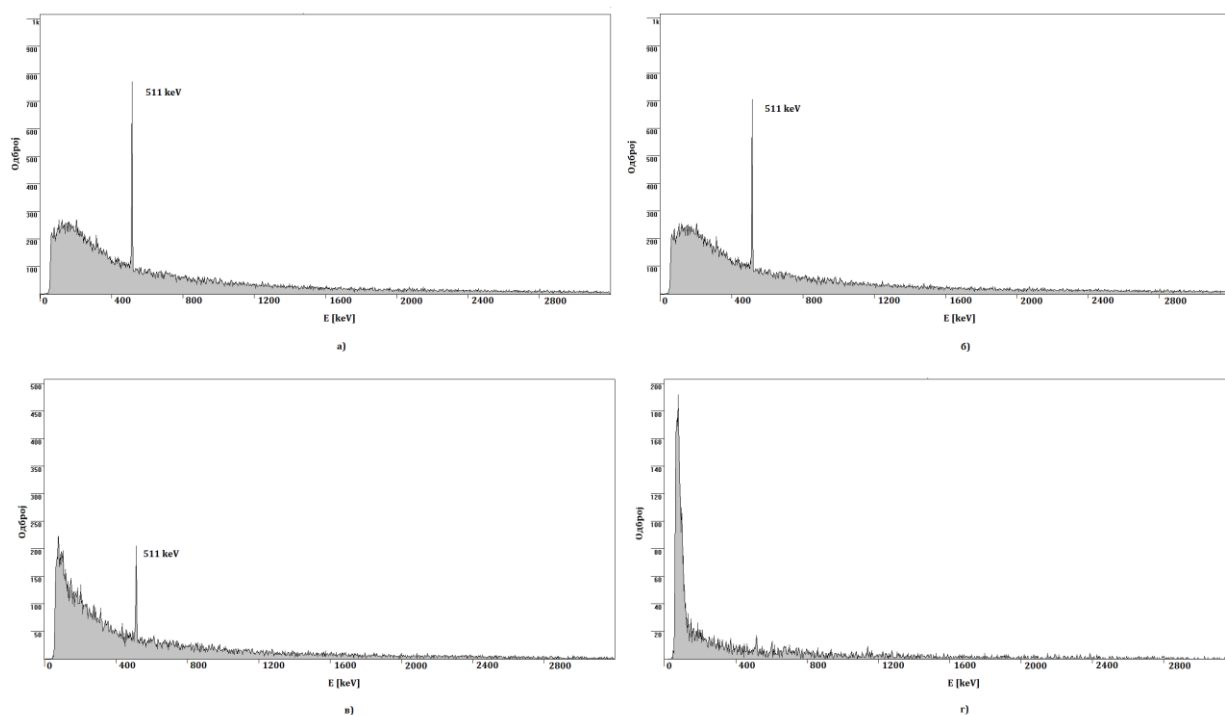


Слика 7.3 ТАС спектар у логаритамској скали (а), промптни (P) и секундарни (S) пик правих коинциденција (б).

7.1.2 Временско раздвајање догађаја индукованих космичким мионима и неутронима [3, 98]

2D спектар ТАС–HPGe детектор омогућава да се селекцијом догађаја регистрованих ТАС модулом (на y -оси) и пројекцијом на осу HPGe детектора (x -оса) временски анализирају догађаји индуковани доминантно космичким мионима. У раду је извршена детаљна анализа различитих временских региона (узимајући као нулто време почетак промптног пика), док је приказано само неколико региона који су значајни са становишта фонске анализе догађаја индукованих мионима и неутронима у гама спектрометријским спектрима германијумског детектора.

Селекцијом региона од 120–967 канала у 2D спектру ТАС–HPGe детектор обухваћен је временски интервал од (0–8,27) μs . У спектру приказаном на Слици 7.4а) се може уочити изражена анихилациона линија, као и нискоенергијски регион са максимумом на око 150 keV. Неутронске линије које су резултат нееластичног расејања неутрона у германијумском детектору се не могу уочити.



Слика 7.4 Коинцидентни спектри Ge детектора за различите временске интервале: (0–8,27) μs ((120–967) chn) (а), (0–0,78) μs ((120–200) chn) (б), (0,17–0,39) μs ((137–160) chn) (в), (0,22–0,39) μs ((143–160) chn) (г).

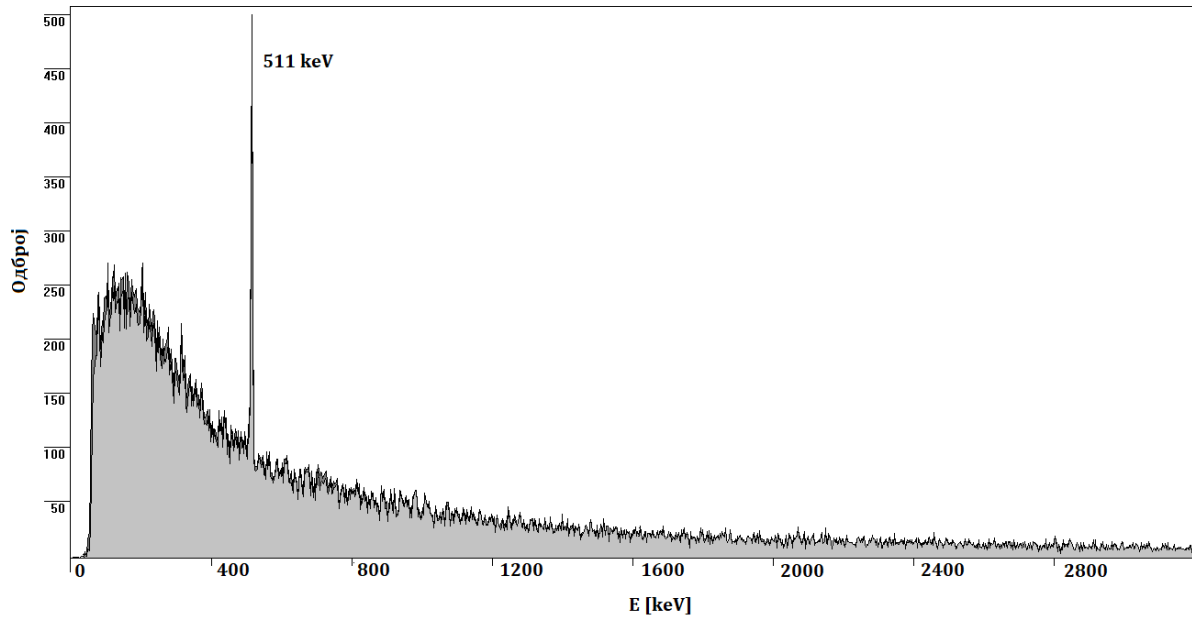
Затим је селектован регион од 120–200 канала, практично обухватајући само пик правих коинциденција (односно, промптни и секундарни пик правих коинциденција), који одговара временском интервалу (0–0,78) μs . Са Слике 7.4б) може се уочити да је, као и у претходном случају, изражен континуум са максимумом на око 150 keV, као и анихилациона линија. Поређењем одброја континуума и анихилационе линије за овај временски интервал са претходно анализираним временским интервалом (за целокупан временски интервал од 8,27 μs) добија се да је он око 5% мањи. Даље је селектован још ужи временски интервал (0–0,39) μs , који одговара каналима (120–160) chn , те је добијено да је разлика у односу на спектар који одговара целокупном временском

интервалу свега 6,5%. Дакле, највећи допринос фонском спектру дају догађаји који се одигравају до $\approx 0,39 \mu\text{s}$ након промптог пика. Поређење коинцидентних спектра германијума за временске интервале (0–8,27) μs и (0–0,39) μs дато је на Слици 7.5.

Анализиран је и релативно узак интервал који одговара времену (0,17–0,39) μs ((137–160) chn), приказан на Слици 7.4в). Може се уочити да је интензитет анихилационе линије значајно редукован, док континуум постаје израженији на око 50 keV. Селекцијом још ужег временског интервала од (0,22–0,39) μs добија се спектар у ком анихилациона линија ишчезава (Слика 7.4г)).

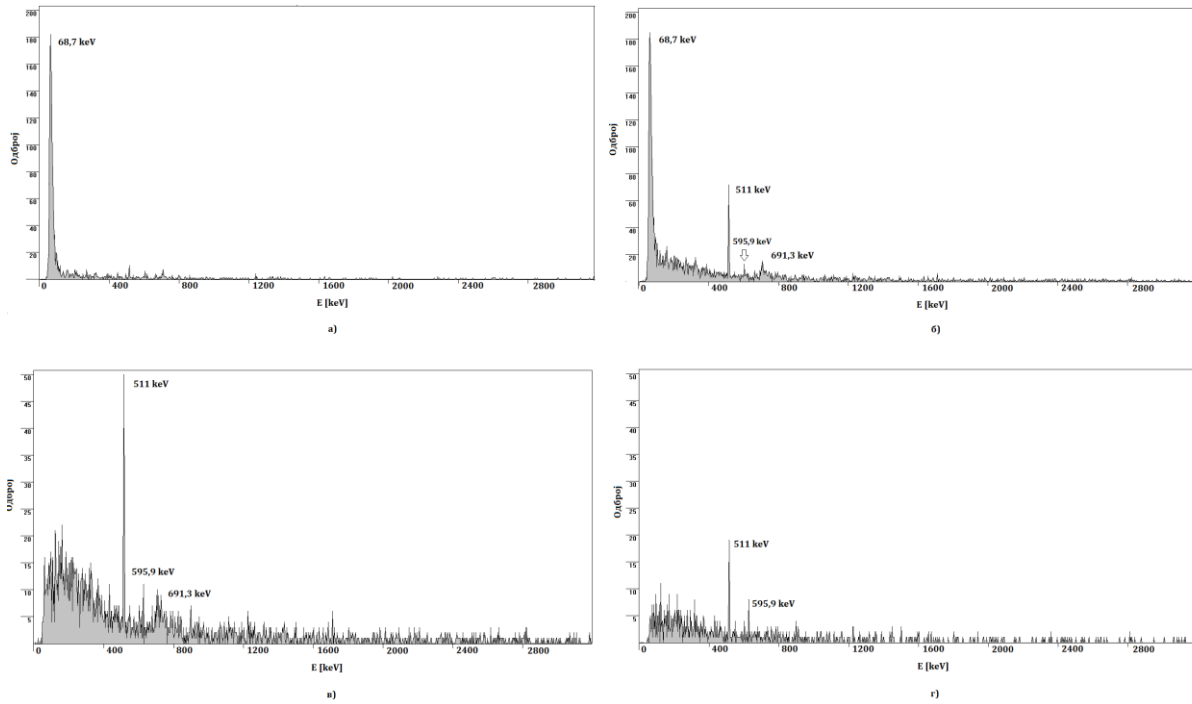
Селектовањем региона (0,29–0,59) μs ((150–180) chn) у спектру се појављује неутронска линија (Слика 7.6а)), која настаје као резултат нееластичног расејања неутрона на кристалу германијума, на 68,7 keV, и сем те линије се не уочавају други догађаји у коинцидентном спектру HPGe детектора. Селекцијом нешто ширег региона који одговара времену од (0,29–5,66) μs ((150–700) chn), у спектру се поред претходне линије на 68,7 keV, појављују и друге неутронске линије на 595,9 keV и 691,3 keV, али и анихилациона линија (Слика 7.6б)). Спектар на Слици 7.6в) приказује резултат селекције региона (0,59–8,27) μs ((180–967) chn), у ком је доминатно изражена линија на 691,3 keV, док су остале претходно уочене линије ишчезле, као и анихилациона линија. Слика 7.6г) приказује спектар који одговара региону (3,71–8,27) μs ((500–967) chn) у ком је видљива линија на 595,9 keV видљива, док су остале неутронске и анихилациона линија нестале из спектра.

Резлтати добијени селекцијом ових временских региона су потврдили постојање различитих механизма којима настаје анихилациона линија. Наиме, примећено је да се анихилациона линије појављује у временским интервалима (0–0,22) μs и (0,59–8,27) μs , који одговарају региону (120–143) chn и (180–967) chn у ТАС спектру (Слика 7.7). Два региона, јасно временски раздвојена, указују на два механизма настајања анихилационе линије. Брзи догађаји који индукују анихилациону линију су резултат анихилације позитрона насталих у електромагнетним каскадама продукованих мионима у материјалима у околини детекторског система, док су спорији догађаји резултат анихилације позитрона који настају након распада претходно заустављених позитивних миона.

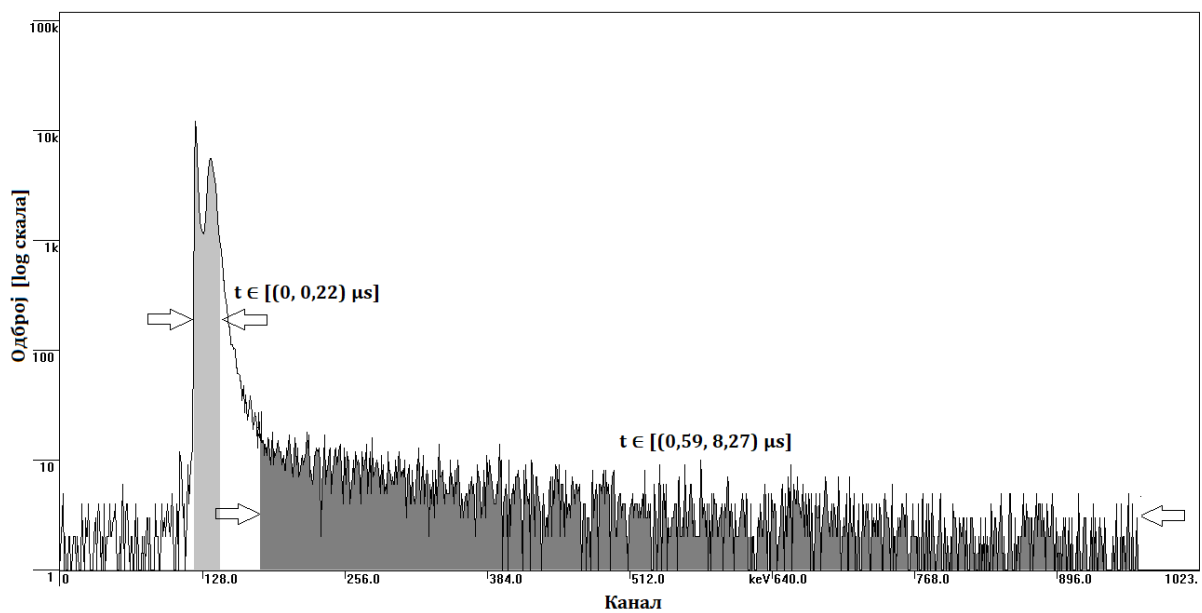


Слика 7.5 Поређење коинцидентних спектра *Ge* детектора за временски интервал $(0-8,27) \mu\text{s}$ (тамно сиви спектар) и $(0-0,39) \mu\text{s}$ (светло сиви спектар). Разлика у одброју два приказана спектра је око 6,5%.

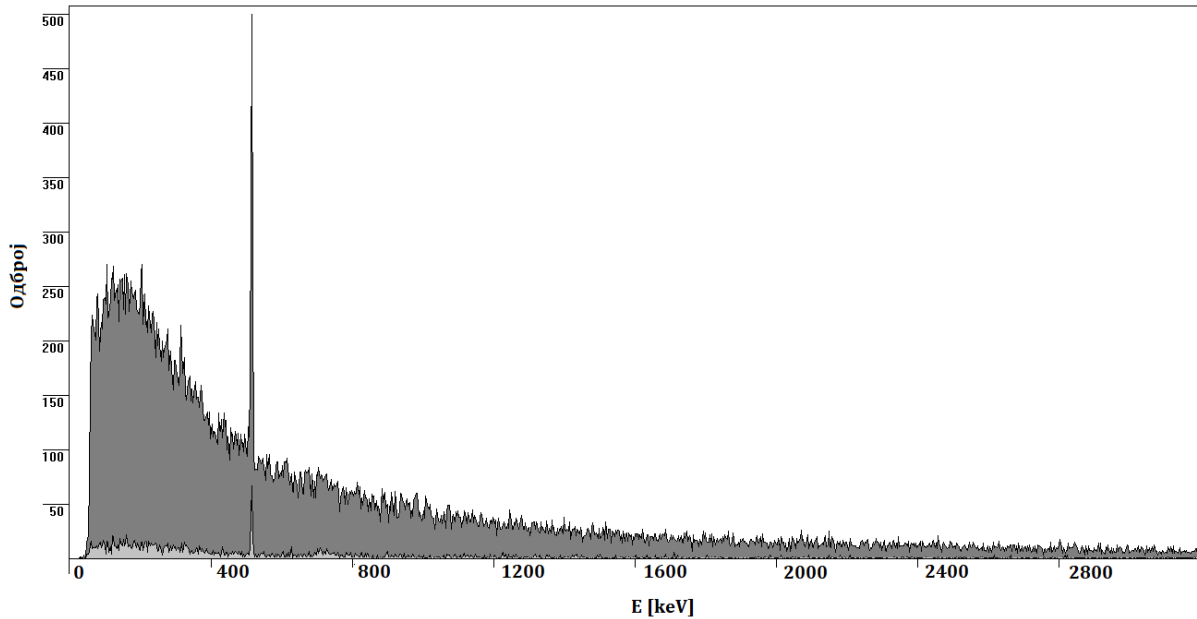
Међутим, интензитети анихилационих линија добијених у овим временским интервалима су значајно различити, тако да спори догађаји доприносе интензитету анихилационе линије у укупном коинцидентном спектру германијумског детектора са свега 10% (Слика 7.8).



Слика 7.6 Коинцидентни спектри Ge детектора за различите временске интервале: $(0,29-0,59) \mu\text{s}$ ((150–180) chn) (а), $(0,29-5,66) \mu\text{s}$ ((150–700) chn) (б), $(0,59-8,27) \mu\text{s}$ ((180–967) chn) (в), $(3,71-8,27) \mu\text{s}$ ((500–967) chn) (г).



Слика 7.7 Региони у ТАС спектру који одговарају појави анихилационе линије у спектру. Различита времена која одговарају настанку анихилационе линије указују на два механизма настанка анихилационе линије.



Слика 7.8 Поређење интензитета анихилационе линије која настаје као резултат анихилације позитрона насталих распадом заустављеног позитивног миона (спори догађаји) (светло сиви спектар) интензитету анихилационе линије у укупном коинцидентном спектру германијумског детектора (тамно сиви спектар). Допринос ових спорих догађаја укупном интензитету анихилационе линије је око 10%.

У Табели 1 приказани су укупан интензитет и интензитети различитих региона (нискоенергијски, високоенергијски, континуума, анихилационе линије) у коинцидентном спектру Ge детектора добијени селектовањем различитих региона ТАС спектра.

Табела 7.1 Интензитети различитих региона у коинцидентном спектру *HPGe* детектора добијени селекцијом различитих временских интервала.

chn	t [μs]	Интензитет [10^{-3} cps]				
		Регион енергија [MeV]				
		0,04–3	0,04–1	1–3	0,04–0,511	0,511
120–967	0–8,27	21(1)	14,7(8)	4,71(24)	10,9(5)	0,393(20)
120–200	0–0,78	20(1)	15,0(8)	4,71(24)	10,5(5)	0,348(18)
120–160	0–0,39	20(1)	15,8(8)	4,91(25)	10,2(5)	0,342(17)
137–160	0,17–0,39	8,7(4)	0,71(4)	1,71(9)	5,31(27)	0,109(6)
143–160	0,22–0,39	2,07(10)	1,83(15)	0,30(15)	1,49(8)	0,0131(7)
150–180	0,29–0,59	0,75(4)	0,71(9)	0,04(20)	0,64(3)	0,00379(20)
180–967	0,59–8,27	0,99(5)	0,83(4)	0,230(12)	0,580(29)	0,04086(20)
150–700	0,29–5,66	1,65(8)	1,41(7)	0,234(12)	1,13(6)	0,03833(20)
500–967	3,71–8,27	0,34(17)	0,273(14)	0,062(3)	0,180(9)	0,0093(5)

На основу добијених резултата сумираних у Табели 7.1, може се закључити да највећи допринос континууму у спектру (региону до анихилационе линије) и нискоенергијском делу спектра дају спори догађаји (који се одвијају након времена од 0,22 μs).

Даље су детаљније анализирани неутронске линије које су се у спектру појавиле након селекције временских интервала већих од 0,29 μs у односу на промптни пик. Догађаји који одговарају појави неутронских линија у спектру се могу сврстати у споре (закасне) догађаје и доминантно доприносе нискоенергијском делу спектра. Имајући у виду да су нееластична расејања праћена деексцитацијом насталих језгара, а самим тим се јавља и узмак језгра, треба нагласити да енергија узмака језгра такође доприноси региону ниских енергија (до пар eV), због чега је у експериментима који трагају за *WIMP*-овима од изузетног значаја минимизирати потенцијални утицај фона индукованог неутронима.

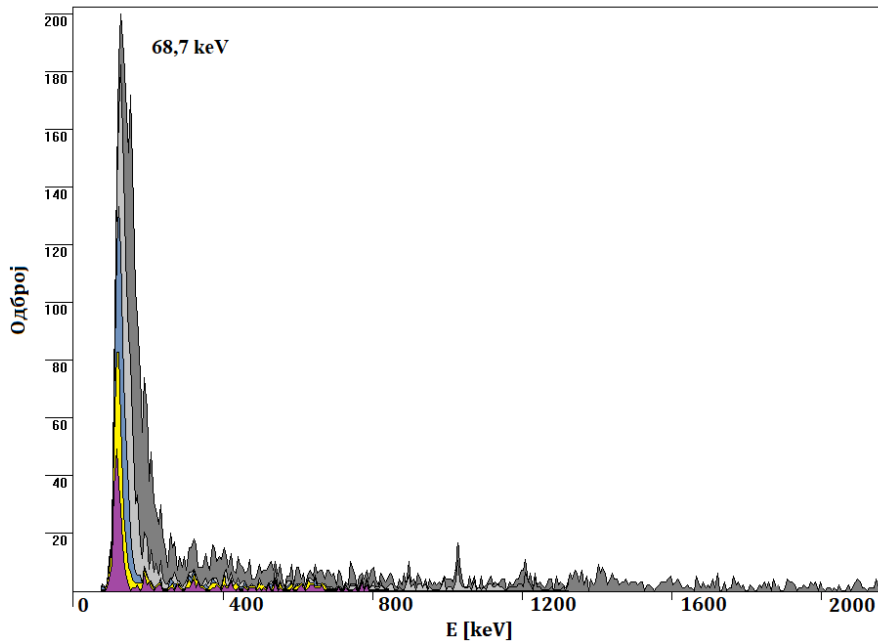
У Табели 7.2 приказани су интензитети неутронске линије на 68,7 keV, за различите временске регионе.

Табела 7.2 Интензитети неутронске линије на 68,7 keV за различите временске интервале ТАС спектра.

chn	t [μ s]	Интензитет [10^{-3} cps]
145–180	0,24–0,59	0,90(5)
150–180	0,29–0,59	0,51(25)
155–180	0,34–0,59	0,295(16)
160–180	0,39–0,59	0,145(9)
165–180	0,44–0,59	0,076(4)

Поређење облика и интензитета ове линије дато је на Слици 7.9. Као што се може видети, највећи интензитет ове линије је добијен селекцијом временског интервала ТАС спектра у опсегу (0,24–0,59) μ s ((145–180) chn). Може се уочити и промена облика саме линије и репа ка вишим енергијама. С обзиром да је ова линија резултат нееластичног расејања неутрона на кристалу германијума, као последица овог процеса, енергија узмака новонасталог језгра се региструје заједно са енергијом деекситације, што доводи до појаве репа у спектру. Нееластично расејање брзих неутрона (неутрони виших енергија) има за последицу и веће енергије узмака језгра. Стога се реп линије видно смањује бирањем временских интервала који одговарају све споријим догађајима. У поређењу са претходно анализираним континуумом и анихилационом линијом који су доминантно резултат интеракције секундарних честица (првобитно индукованих космичким мионима) са детекторским системом, неутронске линије су спорији догађаји у групи закаснелих догађаја.

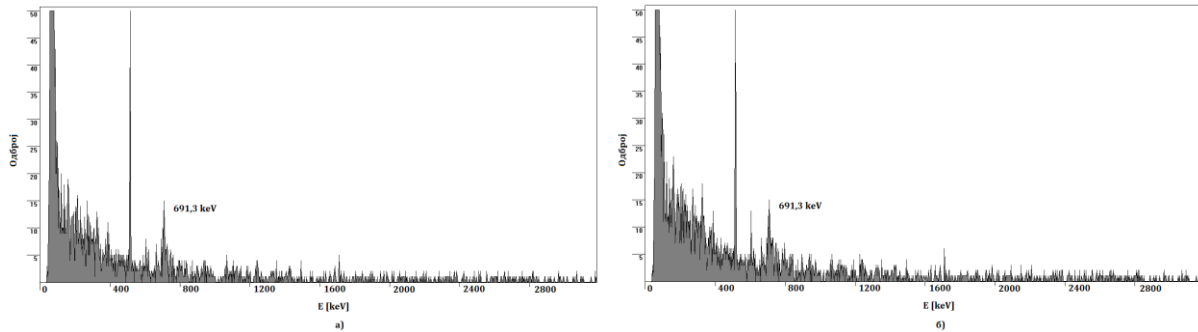
За разлику од линије на 68,7 keV, линију на 691,3 keV није било могуће издвојити из коинцидентног спектра са значајнијим одбројем. За регион ТАС спектра који одговара закаснелим догађајима у интервалу (0,29–5,66) μ s ((150–700) chn) уочава се линија на 691,3 keV, међутим са интензитетима који су готово 20 пута мањи од интензитета 68,7 keV линије. У Табели 7.3 приказани су интензитети линије на 691,3 keV за различите временске интервале ТАС спектра. Највећи интензитет линије је уочен у временском интервалу (0,29–4,69) μ s ((150–600) chn), чији је спектар приказан на Слици 7.10. Разлике у облику линије нису уочене, те није приказано поређење самог облика линије на 691,3 keV.



Слика 7.9 Поређење облика и интензитета неутронске линије на 68,7 keV за различите временске интервале ТАС спектра: (0,24–0,59) μs –тамно сива боја, (0,29–0,59) μs –светло сива боја, (0,34–0,59) μs –плава боја, (0,39–0,59) μs –жута боја, (0,44–0,59) μs –љубичаста боја.

Табела 7.3 Интензитети неутронске линије на 691,3 keV за различите временске интервале ТАС спектра.

chn	t [μs]	Интензитет [10^{-3} cps]
150–300	0,29–1,76	0,0330(23)
150–350	0,29–2,25	0,0380(27)
150–400	0,29–2,74	0,0210(15)
150–450	0,29–3,22	0,043(3)
150–500	0,29–3,71	0,045(3)
150–550	0,29–4,20	0,045(3)
150–600	0,29–4,69	0,053(4)
150–650	0,29–5,18	0,0390(27)
150–700	0,29–5,66	0,0310(22)



Слика 7.10 Линија на 691,3 keV за временске интервале ТАС спектра: (0,29–2,74) μs (а) и (0,29–4,69) μs (б).

Линија на 595,9 keV није успешно издвојена у коинцидентном спектру. Иако се она појављује у временским интервалима који одговарају закаснелим догађајима (и то преко 0,3 μs), интензитети су за ред величине мањи од реда величине интензитета линије на 691,3 keV. Највећи интензитет ($0,053 \cdot 10^{-3}$ cps) је добијен приликом селекције временског интервала ТАС спектра (0,29–5,66) μs (спектар приказан на Слици 46)).

У поређењу са претходно анализираним континуумом и анихилационом линијом који су доминантно резултат интеракције секундарних честица (првобитно индукованих космичким мионима) са детекторским системом, неутронске линије су спорији догађаји у групи закаснелих догађаја.

7.1.3 Монте Карло симулације интеракције миона са коинцидентним системом

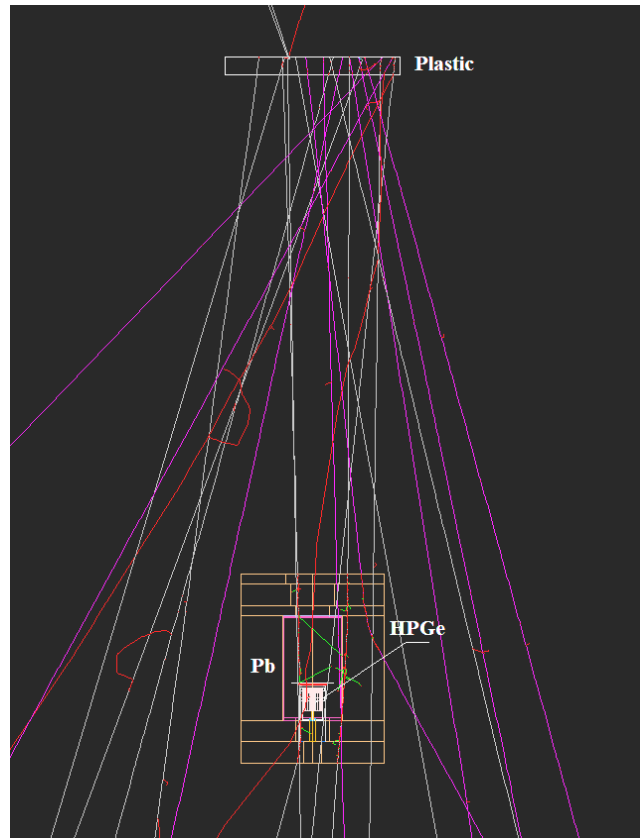
У циљу упоређивања експерименталних резултата добијених коришћењем експерименталне поставке HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора, изведене су Монте Карло симулације коришћењем софтверског пакета *Geant4* (верзија 4.9.5) [74]. Делови кодова коришћених у симулацијама су дати у Прилогу 3. Експериментална поставка представљена у претходном поглављу (Слика 7.1) конструисана је и у симулацијама. Шематски приказ детекторског система у симулацијама је дат на Слици 7.11.

Укупан број генерисаних миона је био $23 \cdot 10^6$. Емисиона површина је била квадрат странице 50 cm, постављена тик уз горњу површину пластичног сцинтилационог детектора (Слика 7.12). Енергијска дистрибуција миона је одговарала Гаусовој расподели са средњом енергијом од 2 GeV (Слика 7.13), са стандардном девијацијом од 1 GeV, док је угаона дистрибуција одговарала одабиру вертикалних миона са стандардном девијацијом од 20° . На тај начин је одабрана енергијска и угаона дистрибуција одговарала реалним дистрибуцијама космичких миона. Временски прозор у оквиру ког се врши детекција догађаја у детектору је износио 50 μs , док је *range cut*¹² износио 1 000 nm, а *energy cut*¹³ 990 keV. Са Слике 7.13 се види да се реп дистрибуције енергије протеже до ≈ 8 GeV. Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен у

¹² *Range cut* је вредност која дефинише растојање које секундарна честица пређе између две интеракције, а које ће бити регистровано у симулацијама.

¹³ *Energy cut* представља вредност прага којим се дефинише најмања енергија креиране секундарне честице која ће бити регистрована у детектору у симулацијама.

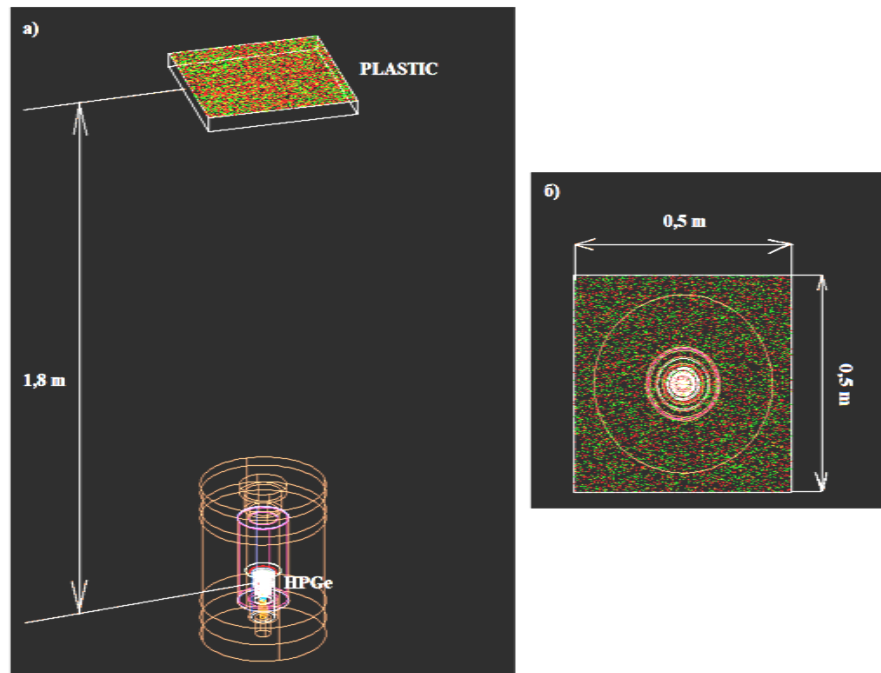
симулацијама је приказан на Слици 7.14а) за енергије до 100 MeV, док је на Слици 7.14б) приказан увећан нискоенергијски регион коинцидентног спектра HPGe детектора. За разлику од експерименталног коинцидентног спектра, у ком је горњи праг за детекцију на HPGe детектору био постављен на ≈ 4 MeV, у симулационим спектрима су регистровани и догађаји високих енергија, те се у спектру може уочити пик депоноване енергије миона на око 30 MeV. У нискоенергијском региону уочљива је анихилациона линија, као и флуоресцентне линије олова.



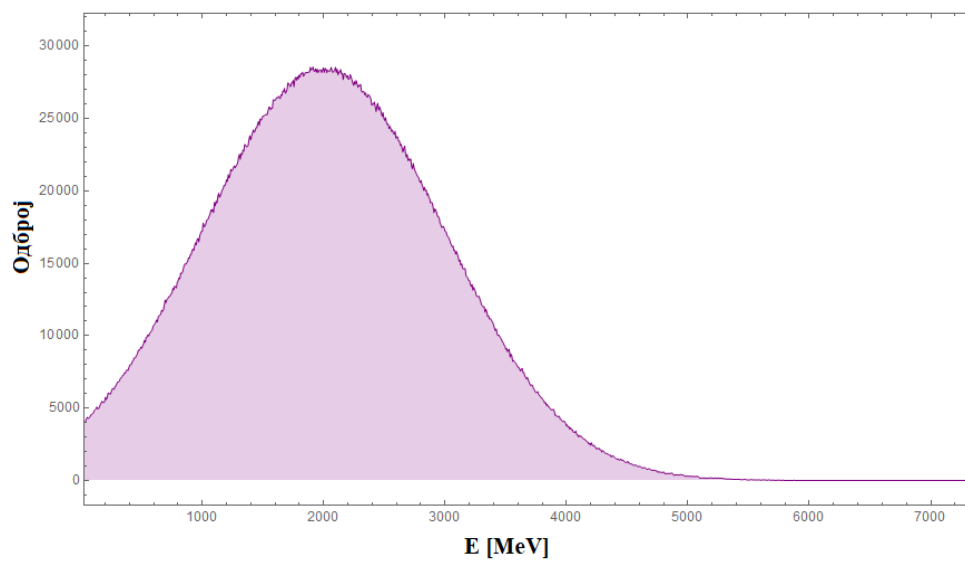
Слика 7.11 Експериментална поставка у симулацијама. Приказана је интеракција неколико миона и неутрона са детекторима и оловном заштитом. Љубичасте линије приказују путање миона, сиве линије путање неутрона, црвене линије путање електрона, зелене линије путање фотона.

Еквивалентно време потребно за емисију одабраног броја миона ($23 \cdot 10^6$) је одређено узимајући у обзир познати флукс миона и емисиону површину ($S=0,25 \text{ m}^2$). Флукс миона је одређен експериментално, из броја миона детектованих пластичним сцинтилационим детектором који је радио у директном режиму рада (спектар на Слици 7.15) и износио је $\approx 130 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. На основу ових података, експериментално време је добијено да износи:

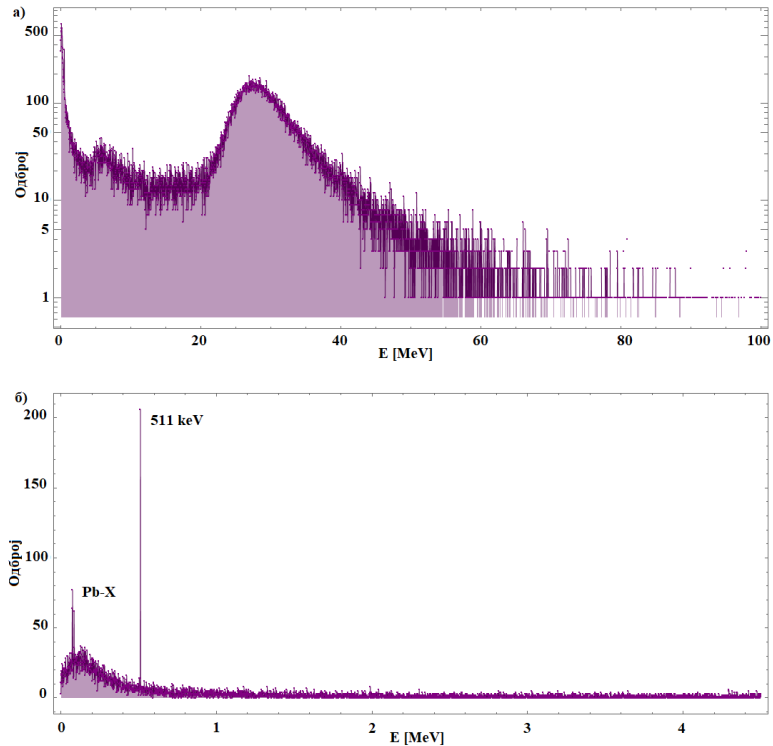
$$t_{eq} = \frac{N}{\phi_{\mu} \cdot S} \approx 708 \text{ ks} \quad (7.1)$$



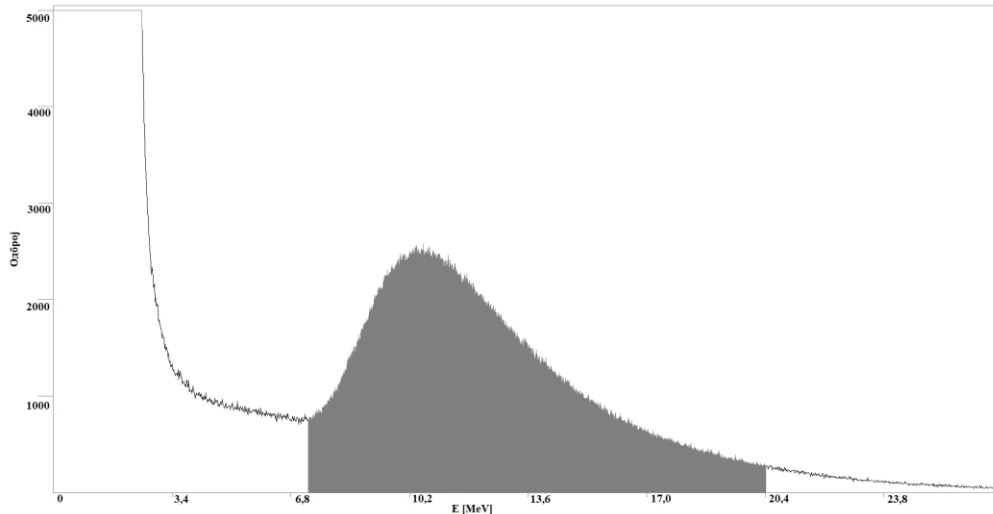
Слика 7.12 Изглед емисионе површине у симулацијама (а) и поглед одозго (б).



Слика 7.13 Енергијска дистрибуција миона емитованих у симулацијама. Средња вредност енергије је 2 GeV, са стандардном девијацијом 1 GeV. Дистрибуција је добијена на примеру емисије $10 \cdot 10^6$ миона.

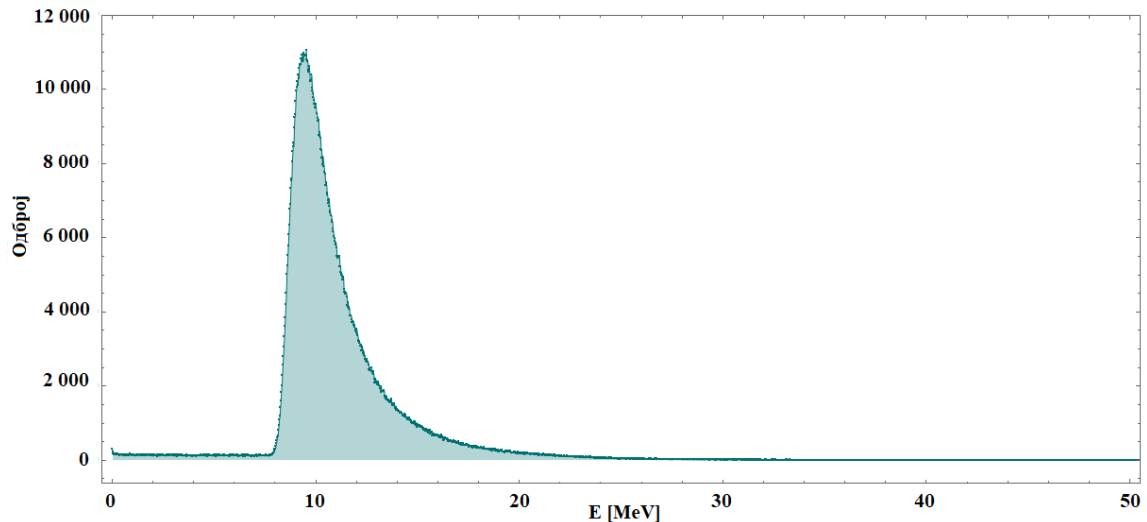


Слика 7.14 Приказ коинцидентног спектра HPGe детектора добијеног у симулацијама, за цео енергијски регион до 100 MeV (а) и нискоенергијски регион до 4,5 MeV (б).



Слика 7.15 Спектар пластичног сцинтилационог детектора у директном режиму рада из ког је експериментално одређен флуks миона.

Спектар пластичног сцинтилационог детектора добијен у симулацијама је приказан на Слици 7.16. Пик депоноване енергије миона у пластичном сцинтилатору је на ≈ 10 MeV, што је у сагласности са експерименталним спектром пластичног сцинтилаторног детектора (Слика 1.9).

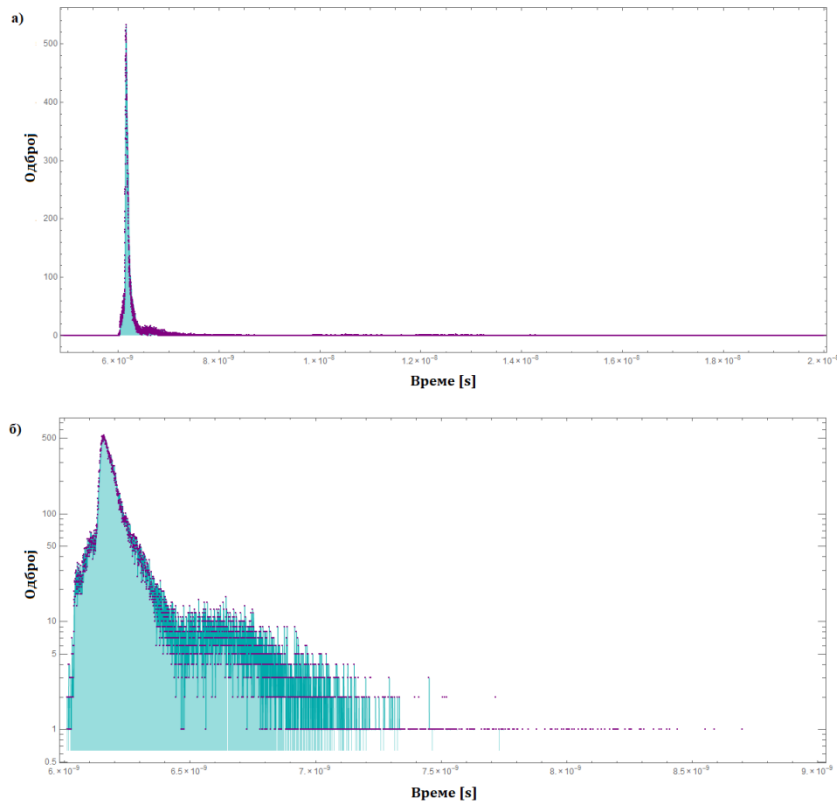


Слика 7.16 Спектар пластичног сцинтилаторног детектора добијен у симулацијама. Пик депоноване енергије миона је на ≈ 10 MeV.

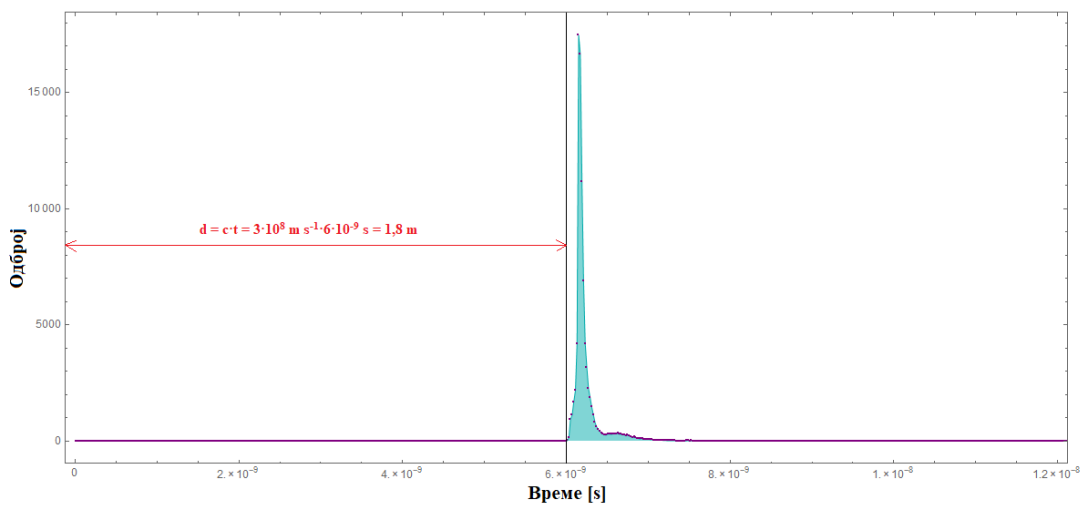
7.1.3.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона са коинцидентним системом

С обзиром да је могуће временски пратити сваки појединачни догађај у симулацијама, могуће је добити временску криву догађаја, при чему се за нулто време узима тренутак интеракције миона са пластичним сцинтилационим детектором. Треба нагласити да време које је регистровано ТАС модулом у експерименту одговара разлици времена детекције догађаја пластичног сцинтилационог детектора и HPGe детектора, док у случају симулационих времена, оно одговара апсолутном времену догађаја регистрованог HPGe детектором (при чему се за нулто време узима тренутак интеракције са пластичним сцинтилатором).

Временска крива добијена симулацијама која одговара описаној експерименталној поставци приказана је на Слици 7.17. На Слици 7.17а) временска крива је приказана у линеарној скали, док је на Слици 7.17б) временска крива приказана у логаритамској скали. Време од 6 ns, које практично представља време прве интеракције честица са HPGe детектором, је управо време које је потребно да фотон (или мион) пређе растојање од пластичног сцинтилационог детектора до HPGe детектора (1,8 m), што је приказано на Слици 7.18.



Слика 7.17 Временска крива коинцидентних догађаја добијена у симулацијама у случају интеракције чистих миона са детекторским системом и околином детекторског система у линеарној (а) и логаритамској (б) скали.

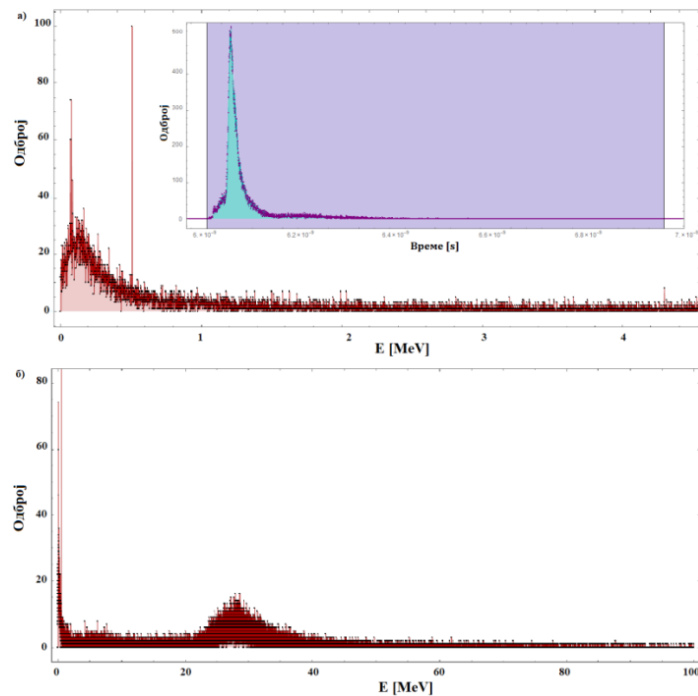


Слика 7.18 Објашњење почетка временске криве у симулацијама. Времену од 6 ns управо одговара растојање од 1,8 m које пређе мион од прве интеракције са пластичним сцинтилационим детектором до интеракције са HPGe детектором.

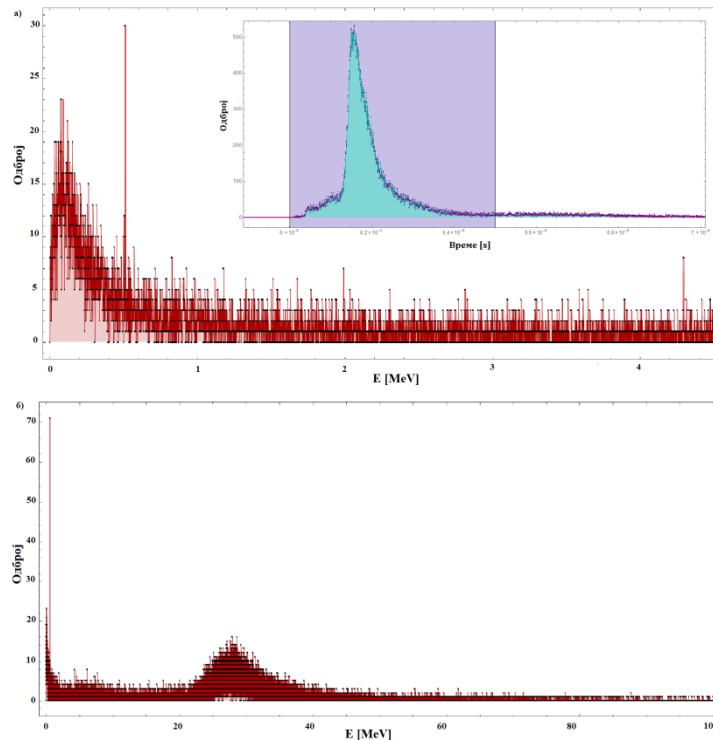
Временски интервал у оквиру ког су догађаји детектовани у симулацијама је био (6–2 300) ns. Са приказа у логаритамској скали се може видети да је већина догађаја груписана у временском интервалу (6–7,5) ns, док се преостали део временског интервала одликује знатно мањим бројем догађаја, те практично нема догађаја који одговарају временској разлици већој од 7,5 ns.

Селекцијом одређених временских региона у временској криви са Слике 7.17, извршена је детаљна анализа различитих енергијских региона коинцидентног спектра HPGe детектора. Селекцијом региона који одговара временском интервалу (6–9) ns, што је практично интервал након ког је мали број догађаја регистрован, добија се коинцидентни спектар приказан на Сlici 7.19. У спектру су уочљиве анихилациона линија и континуум са максимумом на око 140 keV у нискоенергијском делу (Слика 7.14a)), док је у високоенергијском делу изражен пик директне депозиције енергије миона (са максимумом на ≈ 30 MeV).

Затим је селектован ужи временски регион, који одговара временском интервалу (6–6,50) ns, а добијени коинцидентни спектар HPGe детектора је приказан на Сlici 7.20. За разлику од претходног спектра, максимум континуума је померен ка нижим енергијама (≈ 100 keV).

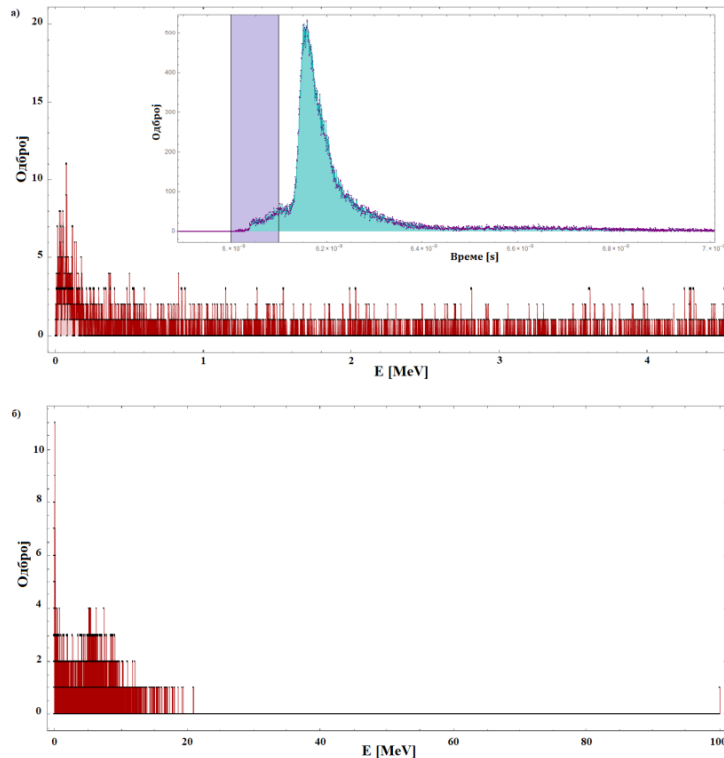


Слика 7.19 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона криве (6–9) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део (a) и укупан спектар (б).



Слика 7.20 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона криве (6–6,50) ns слика у горњем десном углу), нискоенергијски део (а) и укупан спектар (б).

Затим је извршена анализа брзих догађаја. Селектован је временски регион који одговара догађајима који су се десили 0,1 ns након почетног тренутка и добијен је одговарајући коинцидентни спектар приказан на Сlici 7.21. Са Сликe 7.21б) уочава се да добијени догађаји доприносе енергијама до 20 MeV, док је допринос делу спектра изнад енергије од 20 MeV занемарљив. Изостанак пика директне депозиције енергије миона у германијумском кристалу, а у исто време присуство компоненте у нискоенергијском делу, може бити објашњено догађајима у којима мион постепено губи енергију у интеракцији са оловном заштитом, да би потом произвео секундарне честице, или интеракцијом готово вертикалних миона са горњом половином детектора, при чему се производе *knock-out* електрони који имају довољне енергије да прођу кроз берилијумски прозор дебљине 0,5 mm HPGe детектора и депонују своју целокупну енергију, или чак произведу закочно зрачење. Такође треба нагласити да изостанак анихилационе линије указује на то да је ово време исувише кратко да би се одиграо процес анихилације и детекције анихилационих фотона. Узрок депозиције енергије као резултат интеракције брзих миона енергија виших од 2 GeV (које су такође могуће с обзиром на Гаусову дистрибуцију са Сликe 7.13) може бити искључен, с обзиром да брзина миона слабо зависи од његове енергије. На пример, брзине миона за енергије од 0,5 GeV и 5 GeV се разликују за свега 3,6%.

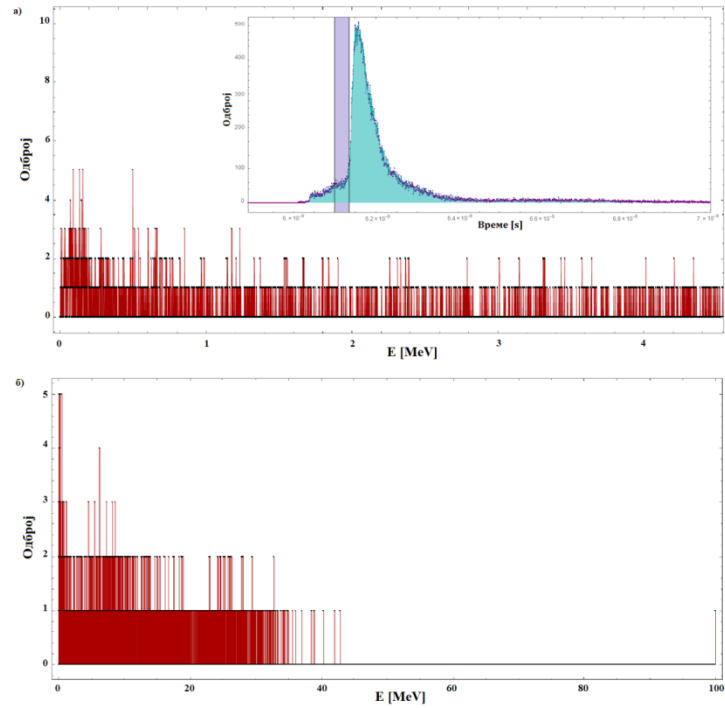


Слика 7.21 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (6–6,1) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

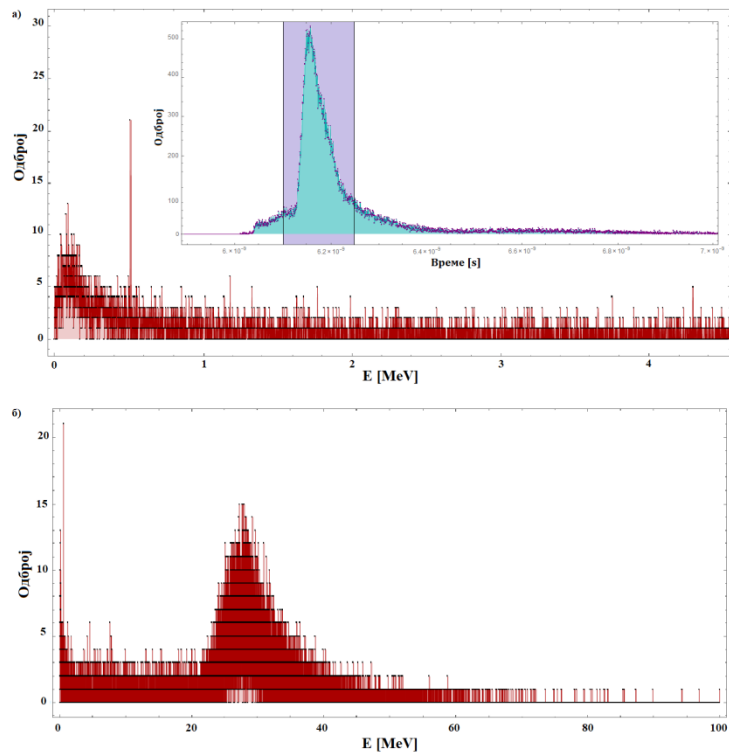
Селекцијом региона који одговара времену (6,1–6,133) ns, обухваћен је регион до самог пика временске криве. Одговарајући спектар је приказан на Слици 7.22. Приметно је да се у спектру појављује пик директне депозиције енергије миона у $HPGe$ детектору, са средњом вредношћу на око 30 MeV. У нискоенергијском делу (до 4,5 MeV) анихилациона линија се не појављује са значајним одбројем, док је максимум континуума на ≈ 110 keV.

Селекцијом пика у ширем временском интервалу (6,1–6,25) ns, добија се коинцидентни спектар приказан на Слици 7.23. У спектру је јасно видљива анихилациона линија, као и континуум са максимумом на око 90 keV. Такође је уочљив пик директне депозиције миона са значајним одбројем у односу на претходно селектован временски регион.

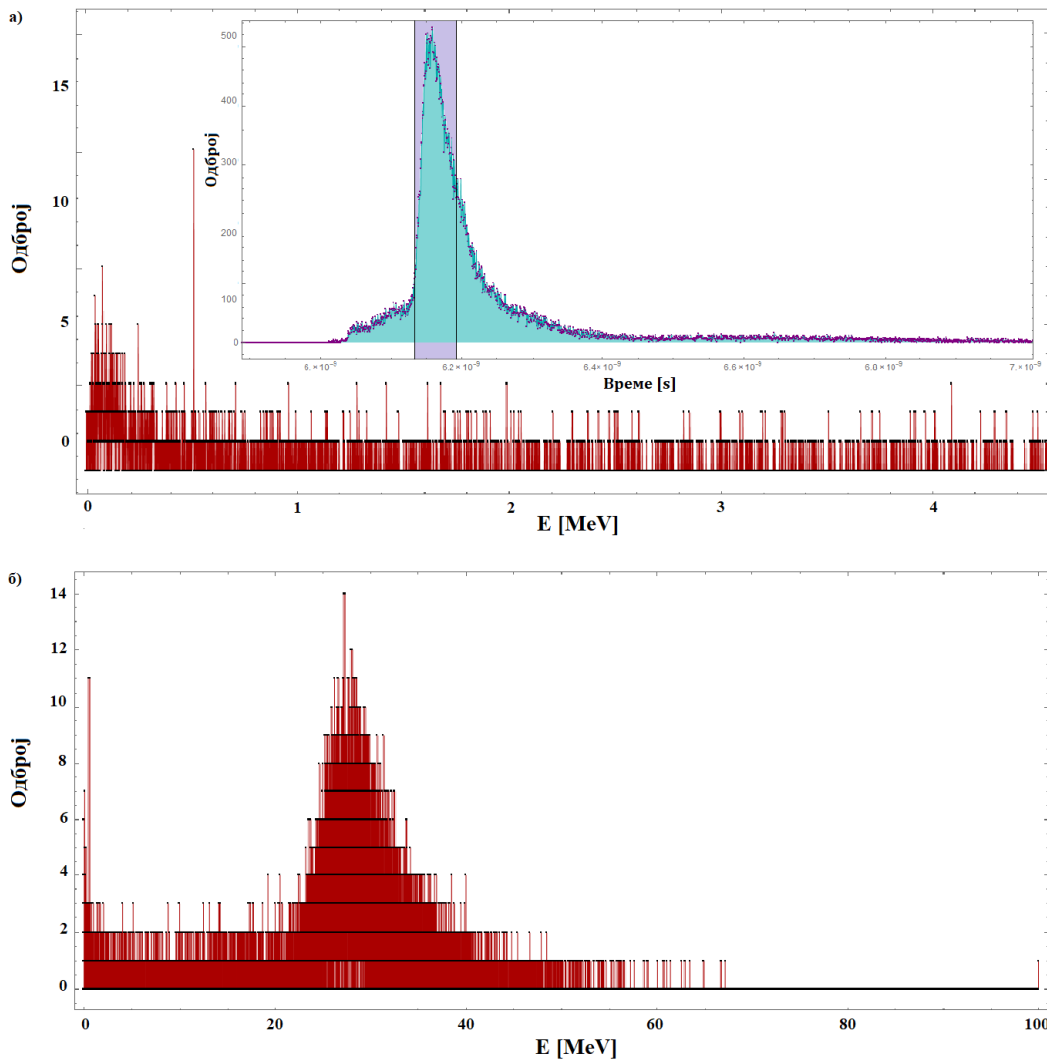
Затим је уско селектован пик временске криве, који одговара интервалу (6,133–6,187) ns, при чему је добијен коинцидентни спектар приказан на Слици 7.24, у ком се може уочити анихилациона линија, континуум са максимумом на око 80 keV и пик директне депозиције миона, као и у случају претходно селектованог временског региона, али са знатно мањим одбројем ($\approx 30\%$ мањим).



Слика 7.22 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,1–6,133) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).



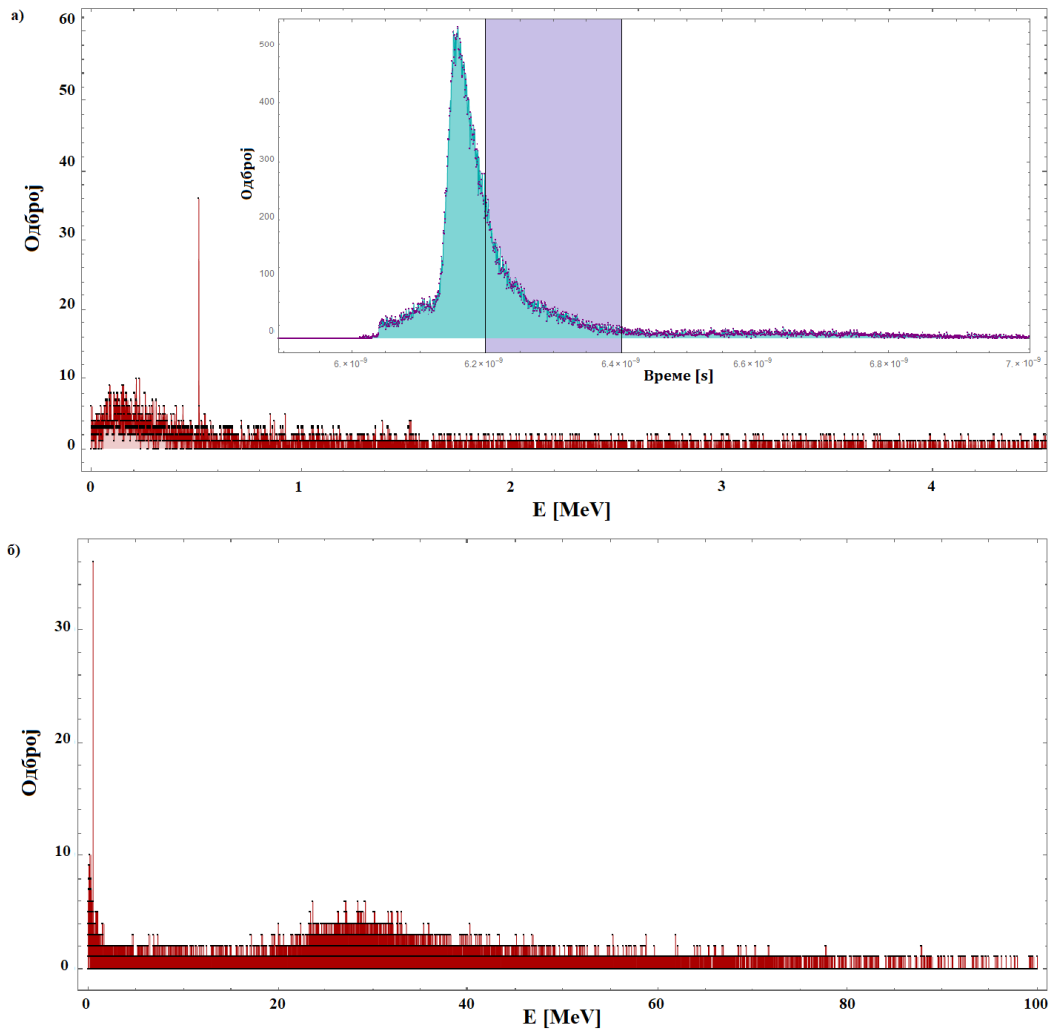
Слика 7.23 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,1–6,25) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).



Слика 7.24 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,133–6,187) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Селектујући потом регион који одговара крају пика временске криве, који одговара временском интервалу (6,20–6,40) ns, добијен је коинцидентни спектар приказан на Слици 7.25. У спектру је уочљива анихилациона линија, као и континуум са максимумом на око 150 keV.

Детаљном селекцијом временских региона у криви, добијено је да се анихилациона линија у спектру појављује око 0,2 ns након почетног тренутка. За разлику од експерименталног спектра, где је уочен временски регион за који анихилациона линија ишчезава, у случају симулационог спектра, времена нису била довољно дугачка да би настала анихилациона линија као резултат анихилације електрона насталих распадом миона. Наиме, време полураспада миона износи $2 \cdot 10^{-6}$ s (2 000 ns) док је временска крива снимљена за време до 2 300 ns, стога је то време било кратко да би се детектовала у спектру и продукција и анихилација електрона.



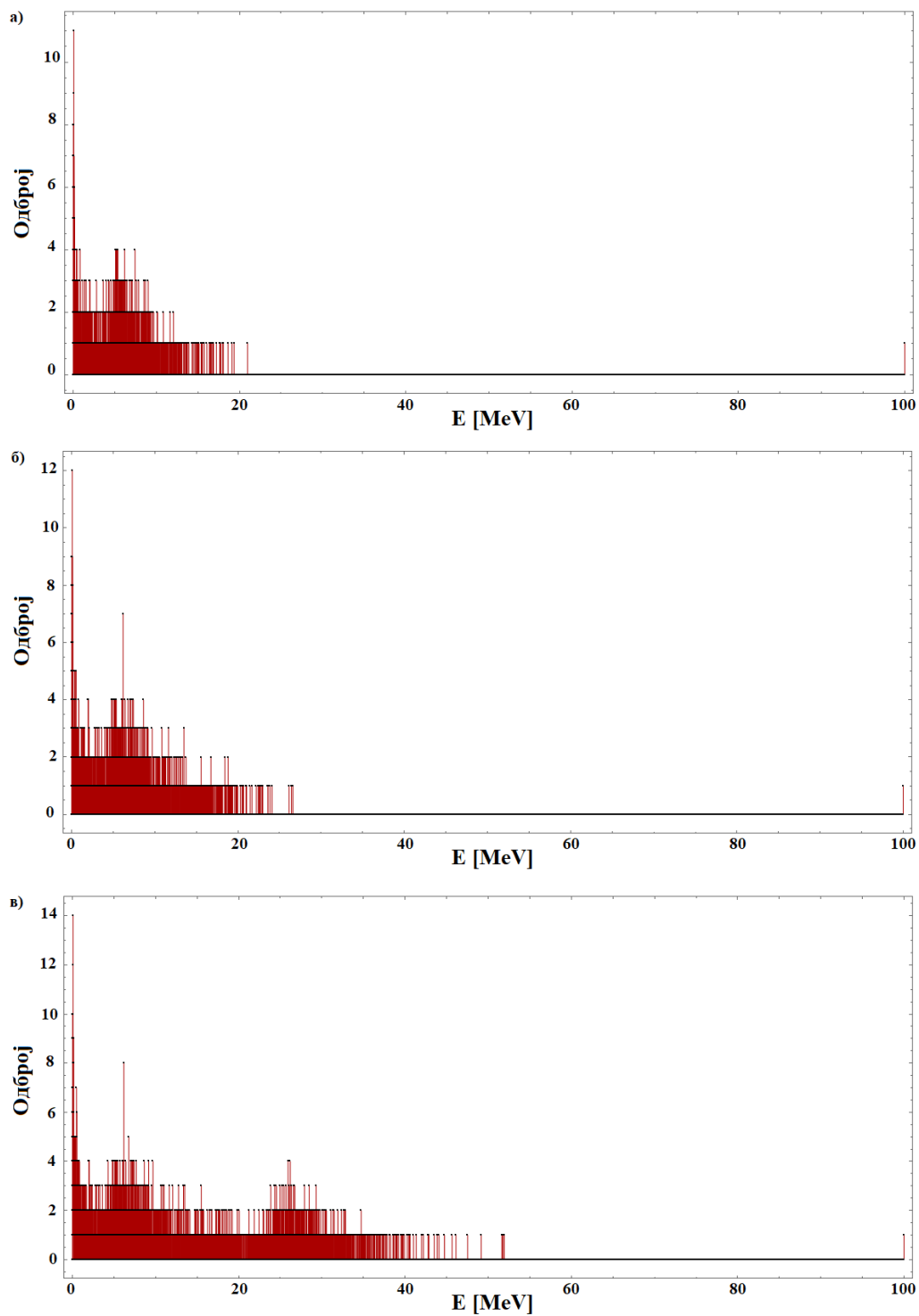
Слика 7.25 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,20–6,40) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Интензитети различитих енергијских региона за различите селектоване регионе временске криве приказани су у Табели 7.4. Грешке за све интензитете добијене у симулацијама су мање од 1%.

Затим је анализиран пик директно депоноване енергије миона у германијумском кристалу. Мале промене временског интервала од 0,01 ns дају значајне разлике у одброју мионског пика. Пример спектра у ком се види мионски пик за неколико селектованих региона који одговарају брзим догађајима, приказан је на Слици 7.26.

Табела 7.4 Интензитети различитих енергијских региона у симулираном коинцидентном спектру HPGe детектора добијених селекцијом различитих региона временске криве.

Временски интервал [ns]	Интензитет [10^3 cps]						
	Регион енергија [MeV]						
	0–0,511	0–1	0–3	1–3	0,511	20–40	0–100
6,00–9,00	8,5	10,4	13,5	3,13	0,3	60,3	93,4
6,00–8,00	8,5	10,4	13,5	3,11	0,3	60,3	93,4
6,00–6,50	4,5	5,8	8,5	2,6	0,13	60,08	86,8
6,00–6,30	3,13	4,19	6,5	2,28	0,08	58,04	80,3
6,00–6,10	0,8	1,03	1,61	0,6	0,010	0,0011	4,24
6,10–6,133	0,5	0,6	1,012	0,4	0,011	0,6	4,3
6,137–6,188	0,7	1,5	1,5	0,5	0,025	38,023	44,0
6,10–6,25	1,9	2,6	4,05	1,5	0,05	55,12	70,04
6,20–6,40	1,7	2,24	3,10	0,9	0,06	14,7	24,8
6,25–6,50	1,8	2,21	2,8	0,6	0,07	5,0	12,6

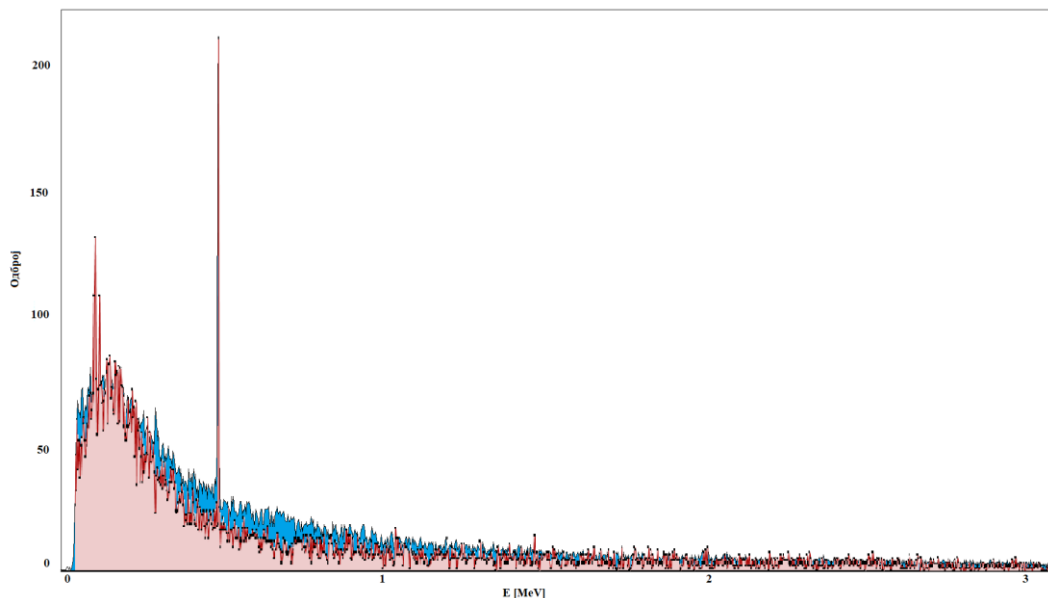


Слика 7.26 Мионски пик који одговара директној депозицији енергије миона у германијумском кристалу за различита времена симулационе криве: 0,10 ns (а), 0,12 ns (б) и 0,14 ns (в) након почетног временског тренутка.

7.1.3.2 Резултати и дискусија

Поредећи временске криве добијене у експерименту и у симулацијама (Слике 7.3 и 7.17), уочава се да су времена добијена у експерименту реда величине μs , док су у симулацијама реда величине ns . Око 1 000 пута дужа времена у експерименту су последица времена које је потребно за обраду сигнала у детекторском систему, док се у симулацијама догађај региструје у истом моменту у ком и интерагује са детекторским системом, без утрешка на време обраде сигнала.

Коинцидентни спектри HPGe детектора добијени у експерименту и у симулацијама су нормирани на исто време, како би се њихови одброји могли директно поредити (Слика 7.27). Поређен је регион спектра до 3 MeV, с обзиром да је у експерименту горњи праг на HPGe детектору постављен на ову вредност. Интензитети континуума до 0,5 MeV, до 3 MeV и анихилационе линије су износили, редом, $10,66 \cdot 10^{-3}$ cps, $17,65 \cdot 10^{-3}$ cps и $0,30 \cdot 10^{-3}$ cps. Поредећи интензитете укупног нискоенергијског региона (до 3 MeV), континуума до анихилационе линије и саме анихилационе линије, добијају се релативна одступања симулираних од експерименталних интензитета од 15%, 6% и 0,53%, респективно. Добра слагања спектралних интензитета симулираног и експерименталног коинцидентног спектра HPGe детектора потврђују ефикасност коришћеног коинцидентног детекционог система. Нешто виши континуум је добијен у експерименталном спектру, док се у симулираном спектру уочавају Pb X-флуоресцентне линије, јер ови догађаји улазе у временски интервал у симулацијама који је износио 50 μs (интервал у оквиру ког се врши парцијална интеграција унутар *Event-a*). У експерименту је ТАС модуо износио 10 μs , стога ове линије нису регистроване у експерименталном спектру.



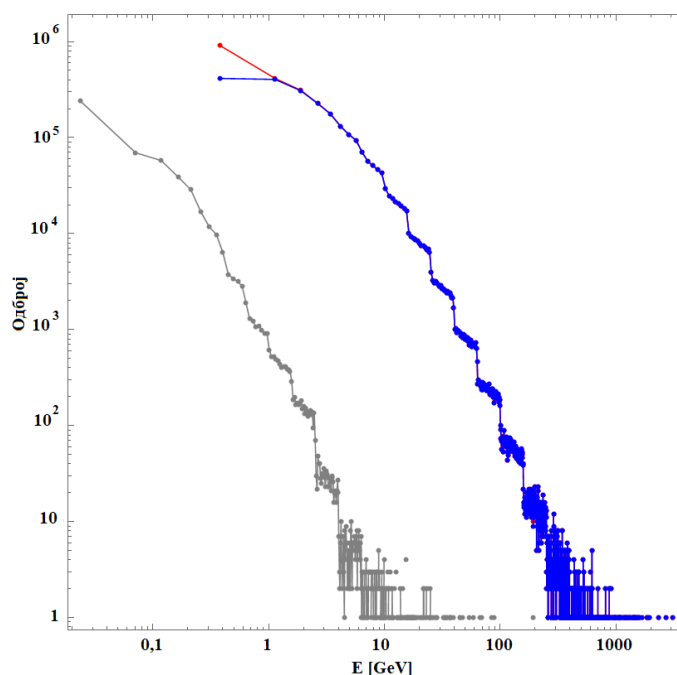
Слика 7.27 Поређење експерименталног (плави) и симулираног (црвени) спектра добијеног у случају интеракције миона са коинцидентним системом. Спектри су нормирани на исто време.

Имајући у виду да су у симулацијама узети у обзир само чисти космички миони, нешто виши континуум у експерименталном спектру може бити резултат интеракције космичких неутрона са детекционим системом. Такође, изостанак неутронских линија у симулационим спектрима се може објаснити малим доприносом неутрона који су

индуковани мионима у интеракцијама са детекторским системом и његовом околином, као и малим бројем центара за интеракцију коришћеног германијумског кристала. Да би се испитао допринос космичких неутрона фонском експерименталном коинцидентном спектру, извршене су симулације у којима су као примарне честице изабрани и космички миони и космички неутрони.

7.1.4 Монте Карло симулације интеракције космичких миона и неутрона са коинцидентним системом

Како би се укључио допринос космичких неутрона и анализирао фонски коинцидентни спектар HPGe детектора, у симулацијама је изабрана емисија и миона и неутрона, уз одабир реалистичне енергијске (Слика 7.28) и угаоне дистрибуције (Слика 7.29) из пакета *Cosmic-ray Shower Library* (CRY) [79], инкорпорираног у оквиру симулационог софтвера *Geant4* (верзија 4.9.5). Са Сlike 7.28 се може видети да је највећи број миона емитован са енергијом $\approx 1,2$ GeV, а неутрона са енергијом ≈ 20 MeV. Може се уочити и да број догађаја миона и неутрона опада са повећањем енергије. Угаона дистрибуција честица указује да број емитованих честица опада са повећањем угла у односу на вертикалну осу детектора, као и да је вероватноћа емисије честица под већим угловима нешто већа у случају неутрона, него у случају миона.



Слика 7.28 Енергијска дистрибуција емитованих миона (плава линија) и неутрона (сива линија) емитованих у симулацијама. Сумарна дистрибуција емитованих миона и неутрона је приказана црвеном линијом. Дистрибуција је приказана за $2,8 \cdot 10^6$ емитованих догађаја.

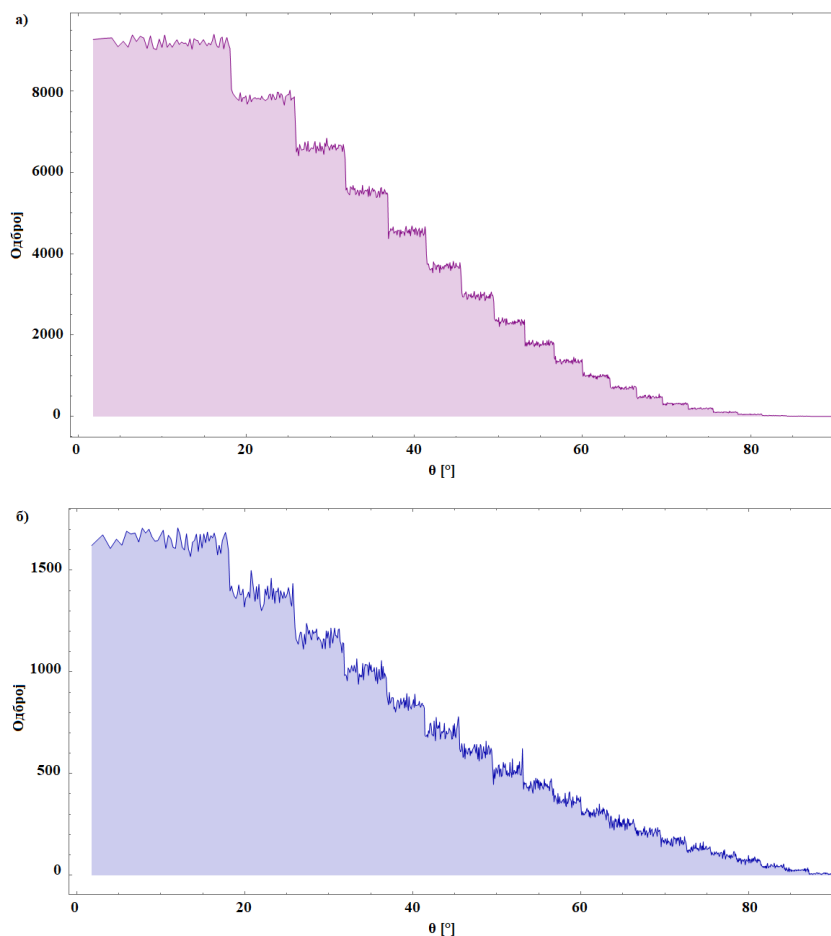
Поставка детекционог система је била иста као и у претходно описаним симулацијама (Слика 7.11). Укупан број емитованих честица, космичких миона и неутрона, је износио $\approx 32 \cdot 10^6$. CRY (*Cosmic Ray*) грана укључује вишеструку емисију честица, што значи да је могуће да се у оквиру генерисања једног догађаја емитују две или више честица. Удео неутронске компоненте у снопу космичког зрачења је око 20%, тако да је емитовано укупно $\approx 5,5 \cdot 10^6$ неутрона и $\approx 26,6 \cdot 10^6$ миона. Емисиона површина

је била квадрат странице 50 cm, постављена тик уз горњу површину пластичног сцинтилационог детектора.

Еквивалентно време потребно за емисију одабраног броја миона ($26,6 \cdot 10^6$) је одређено узимајући у обзир познати флуks миона ($\approx 130 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) и емисиону површину ($S=0,25 \text{ m}^2$). На основу ових података, експериментално време је добијено да износи:

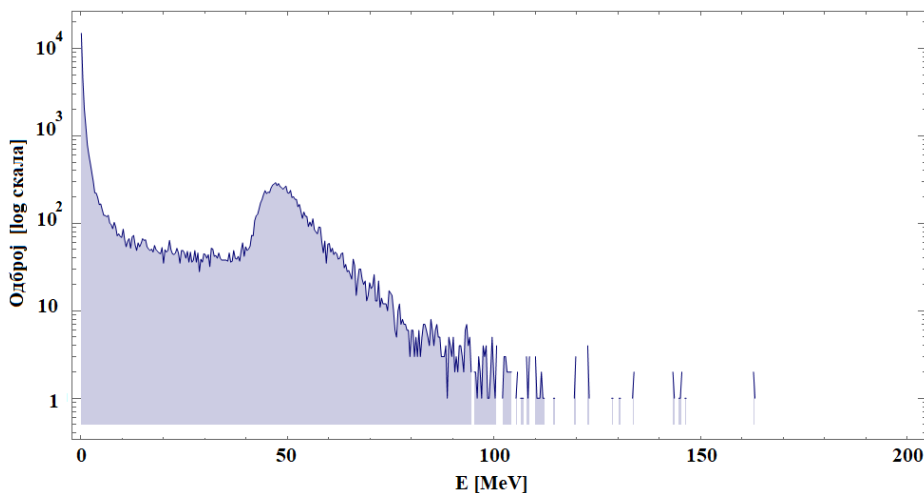
$$t_{eq} = \frac{N}{\phi_{\mu} \cdot S} = 818,5 \text{ ks} \quad (7.1)$$

Из листе физичких процеса одабрани су електромагнетни и хадронски процеси, временски прозор у оквиру ког се бележе догађаји је био постављен на $50 \mu\text{s}$, *range cut* је био подешен на $10\,000 \text{ nm}$, а *energy cut* на 990 eV .

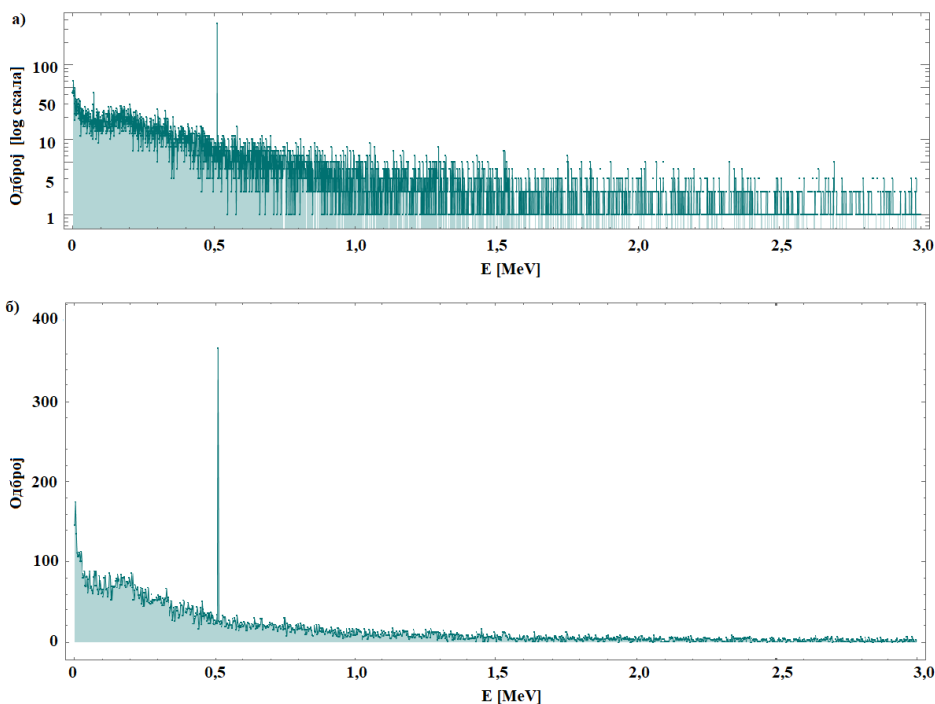


Слика 7.29 Угаона дистрибуција коришћена у симулацијама за мионе (а) и неутроне (б). Дистрибуције су приказане на примеру емисије 2 497 494 миона и 513 375 неутрона. За угао од 0° је узет правац вертикале у односу на HPGe детектор.

Укупан коинцидентни спектар HPGe детектора (до 200 MeV), добијен у симулацијама, приказан је на Слици 7.30, док је нискоенергијски регион (до 3 MeV) приказан на Слици 7.31.



Слика 7.30 Укупан коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен у симулацијама. Максимум пика депоноване енергије миона у германијумском кристалу је на ≈ 50 MeV.



Слика 7.31 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора (нискоенергијски регион до 3 MeV) добијен у симулацијама приказан у логаритамској (а) и линеарној скали (б).

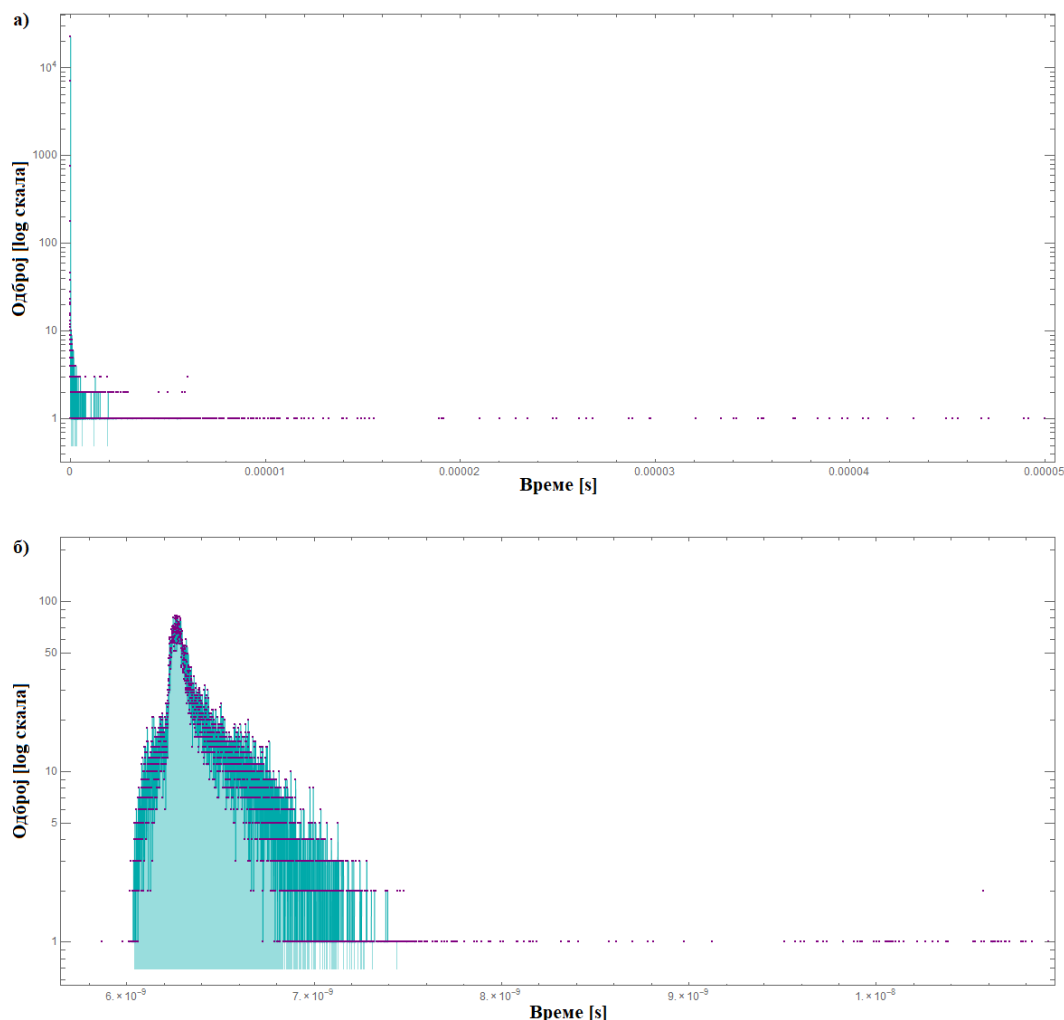
На Слици 7.29 се може уочити да је максимум депоноване енергије миона у германијумском кристалу на око 50 MeV, док је у случају истог детектора, али када су пуштани чисти миони у симулацијама, тај пик био на око 30 MeV (Слика 7.14а). Разлика у вредности енергије коју депонују миони, може бити објашњења различитим дистрибуцијама коришћеним у случају генерисања чистих миона, и космичких миона из CRY базе. Наиме, у случају чистих миона задата је енергијска (Слика 7.15) и угаона дистрибуција која одговара Гаусовој расподели са одређеном стандардном девијацијом, те су у овом случају доминантно добијени вертикални миони. С друге стране, енергијска и угаона дистрибуција из CRY базе (Слике 7.28 и 7.29), у поређењу са

Гаусовом дистрибуцијом, има знатно веће вероватноће емисије миона и под већим угловима и са већим енергијама. Самим тим пређени путеви, па и депоноване енергије миона у германијумском кристалу нису исте.

У укупном коинцидентном спектру HPGe детектора нису уочљиве неутронске линије, због чега је извршена детаљна анализа временске криве добијене у симулацијама.

7.1.4.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона и неутрона са коинцидентним системом

Временска крива добијена у симулацијама приказана је на Слици 7.32. За почетни временски тренутак ($t=0$) узет је тренутак интеракције миона или неутрона са пластичним сцинтилационим детектором. За разлику од временске криве добијене у случају генерисања само миона, добијена временска крива (Слика 7.31) у случају генерисања миона и неутрона се одликује догађајима који се протежу до краја коинцидентног интервала ($50 \mu\text{s}$).



Слика 7.32 Временска крива добијена у симулацијама у логаритамској скали за укупан временски интервал (а) и увећан сам пик временске криве (б).

Са слике се може видети да највећи број догађаја лежи у временском интервалу (6,0–7,5) ns, као што је случај и код временске криве добијене у симулацији са чистим

мионима (Слика 7.16), док се у случају симулације и миона и неутрона знатно већи број догађаја уочава за времена дужа од 7,5 ns.

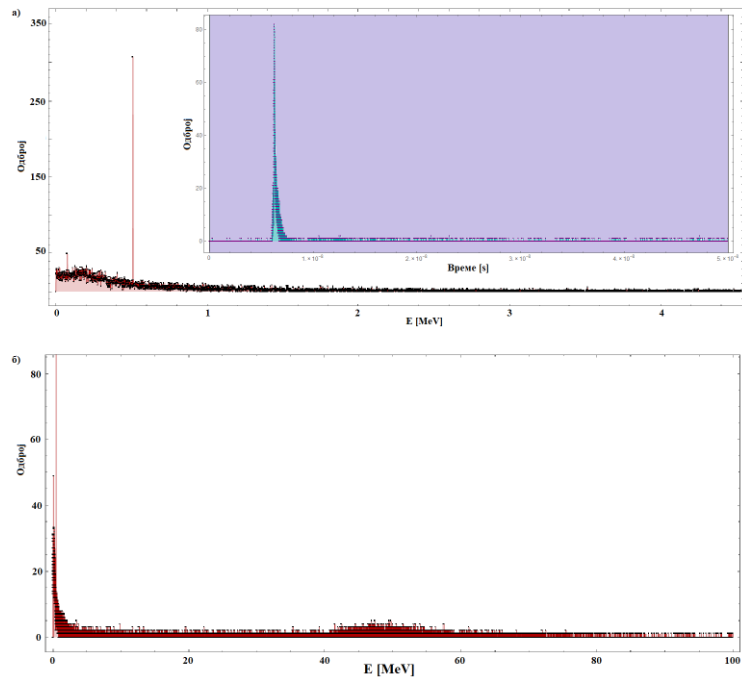
Временском селекцијом различитих временских региона временске криве добијени су спектри приказани на Сликама 7.33–7.38. Интензитети одређених енергијских региона добијени селекцијом различитих временских региона криве приказани су у Табели 7.5. Грешке за интензитете добијене у симулацијама су за све вредности мање од 1%. У односу на спектре добијене селекцијом сличних региона временске криве у случају симулирања чистих миона, регион ниских енергија (до 100 keV) има знатно више догађаја, што је последица интеракције неутрона са кристалом германијума и заштитом HPGe детектора, а временски ови догађаји припадају веома закаснелим догађајима.

Табела 7.5 Интензитети одређених региона у коинцидентном спектру HPGe детектора.

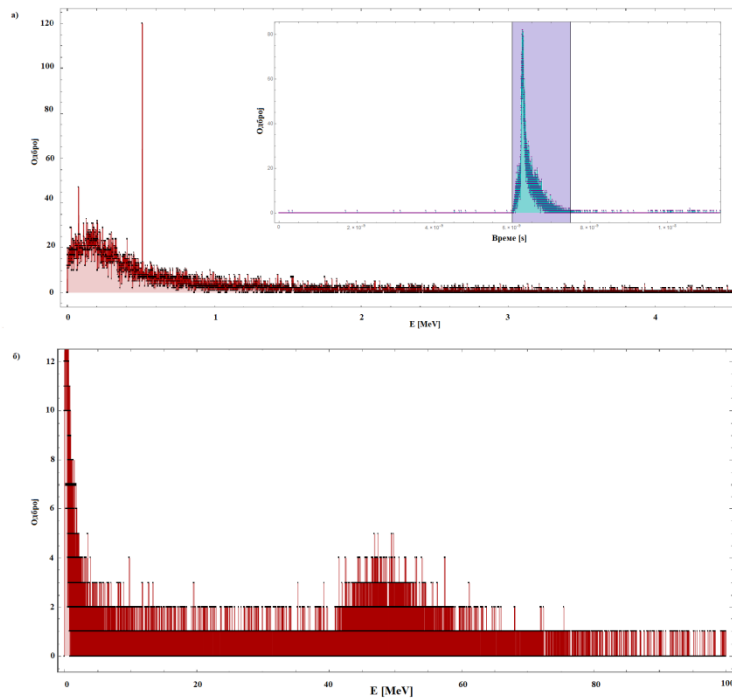
Временски интервал [ns]	Интензитет [10^3 cps]						
	Регион енергија [MeV]						
	0–0,511	0–1	0–3	1–3	0,511	40–60	0–100
0,00–50,00	10,7	14,5	18,4	3,8	0,5	10,5	37,6
6,00–50 000	12,28	16,4	20,6	4,17	0,6	10,6	40,4
6,00–50,00	11,18	14,5	18,4	3,9	0,5	10,5	37,6
6,00–7,50	10,21	13,9	7,5	3,8	0,5	10,5	36,8
6,00–6,20	1,16	1,5	0,9	0,6	0,022	0,005	3,6
6,20–6,50	4,5	6,4	4,0	2,06	0,21	9,5	23,7
6,50–7,50	4,5	6,01	2,7	1,19	0,28	1,0	9,5
7,50–50,00	0,5	0,6	0,15	0,07	0,007	0,021	0,8
10,00–50,00	0,4	0,5	0,14	0,07	0,004	0,020	0,7
20,00–50,00	0,28	0,0020	0,05	0,028	0,0010	0,0010	0,4
30,00–50,00	0,17	0,18	0,022	0,010	0,0010	0,0020	0,20

Селектујући регион (6,00–50,00) ns, у ком лежи највећи број догађаја, добија се спектар представљен на Слици 7.33. У спектру је изражен пик директно депоноване енергије миона са максимумом на око 50 MeV, анихилациона линија, као и нискоенергијски континуум са максимумом на 160 keV.

У региону који одговара временском интервалу (6,00–7,50) ns (Слика 7.34), идентични региони су уочљиви, док се интензитет врло мало разликује у односу на ситуацију када се селектује претходно анализиран регион. Значајнија разлика интензитета се уочава за енергијски регион (0–3) MeV, док се максимум континуума помера на 170 keV.

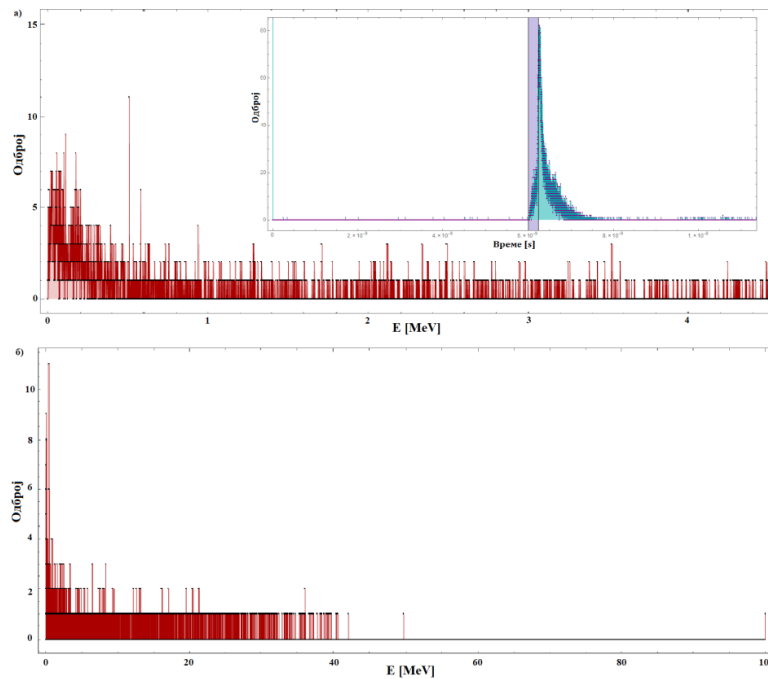


Слика 7.33 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона временске криве (0,00–50,00) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

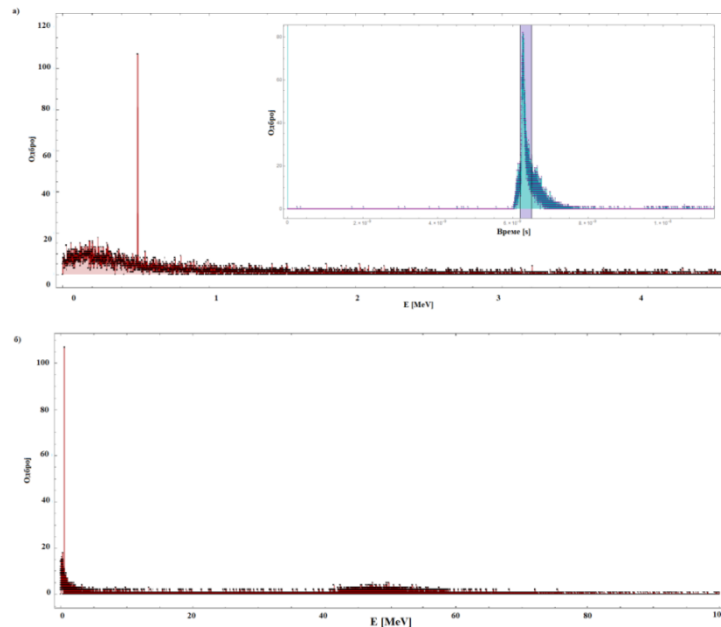


Слика 7.34 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,00–7,50) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Селектујући потом сам почетак временске криве (6,00–6,20) ns, у укупном спектру није изражен пик директно депоноване енергије миона, а највећи допринос догађаја у овом региону је нискоенергијском делу спектру, у региону (0–1) MeV (Слика 7.35). У овом временском интервалу, уочава се и пад интензитета анихилационе линије.

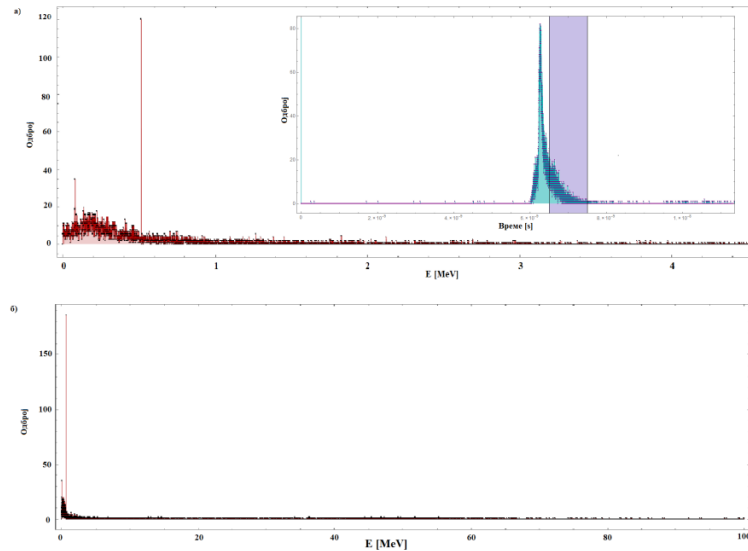


Слика 7.35 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,00–6,20) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

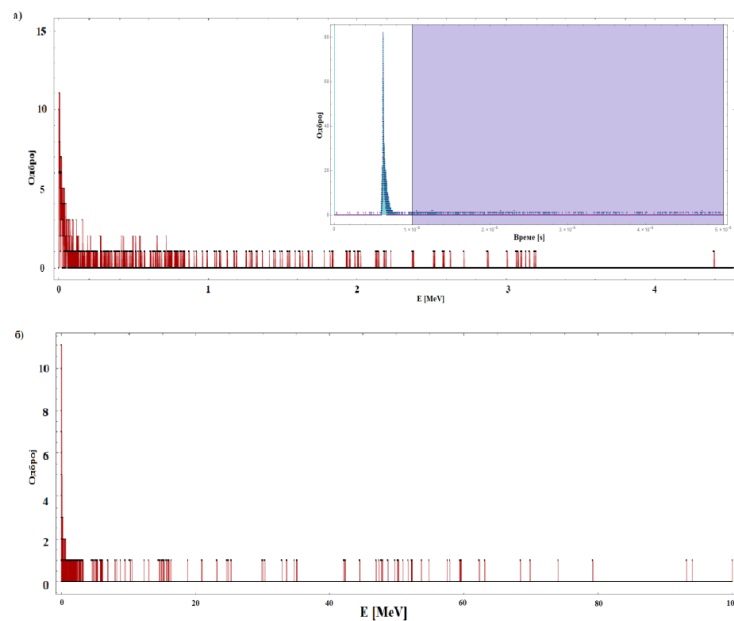


Слика 7.36 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,20–6,50) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Селекцијом централног дела криве (6,20–6,50) ns, у спектру на Слици 7.36 се појављује пик директне депозиције енергије миона, као и анихилациона линија. Максимум нискоенергијског спектра се помера ка вишим енергијама (≈ 190 keV). Селектујући даље регионе који одговарају времену одигравања догађаја већем од 7,5 ns (Слике 7.37 и 7.38), интензитет анихилационе линије је занемарљиво мали, као и пика депоноване енергије миона, док је значајнији интензитет нискоенергијског континуума. У нискоенергијском континууму, у региону до 100 keV, уочава се пораст интензитета.



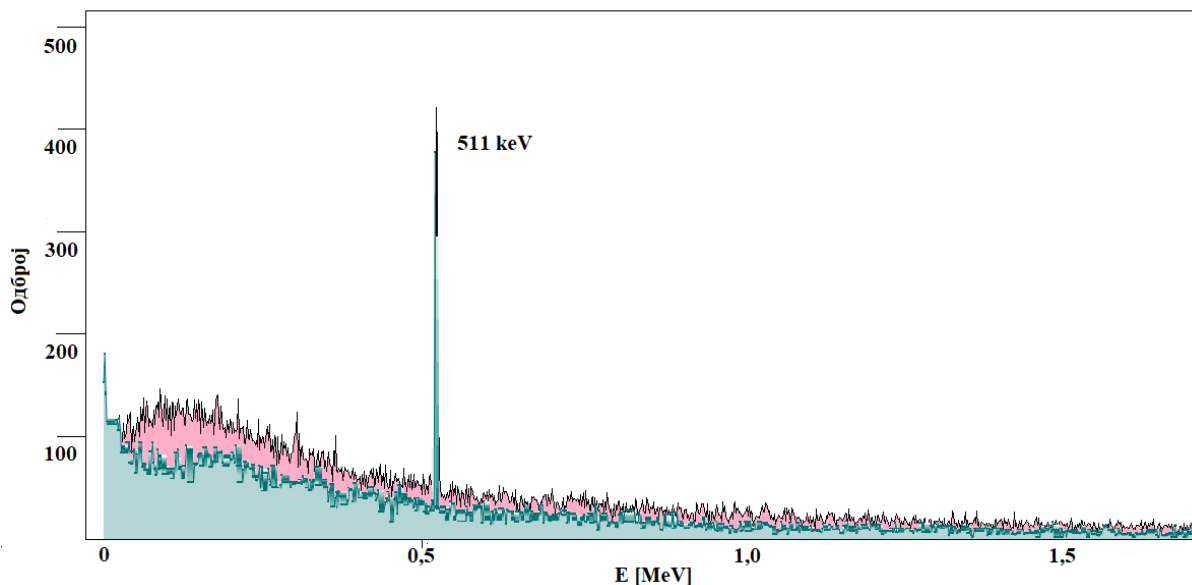
Слика 7.37 Коинцидентни спектар *HPGe* детектора добијен селекцијом региона временске криве (6,50–7,50) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).



Слика 7.38 Коинцидентни спектар *HPGe* детектора добијен селекцијом региона временске криве (10,00–50,00) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

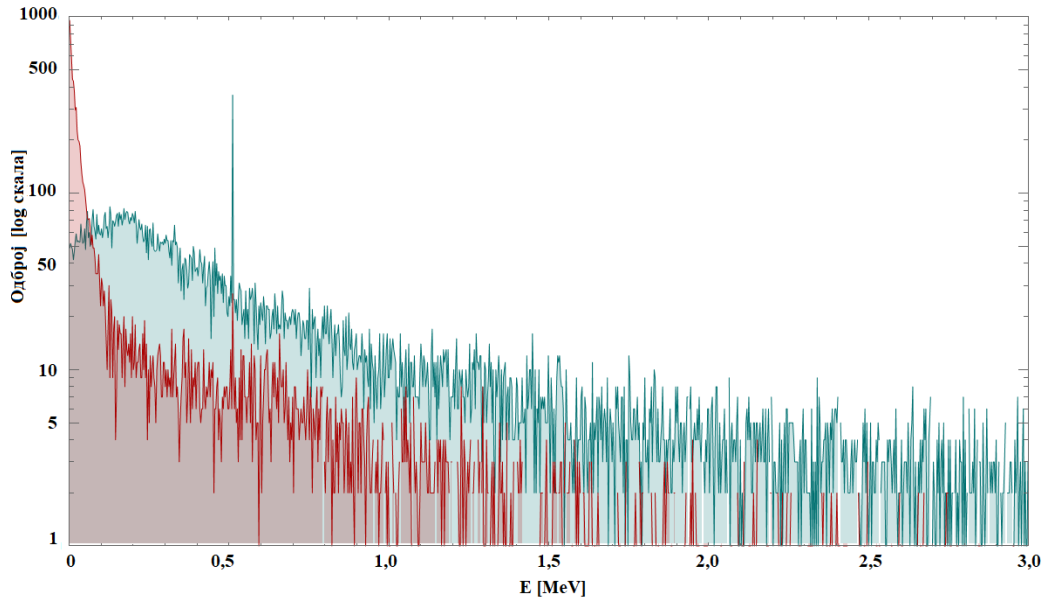
7.1.4.2 Резултати и дискусија

У овом поглављу анализирани су догађаји индуковани космичким мионима и неутронима у коинцидентном детекторском систему HPGe детектора мале активне запремине и пластичног сцинтилационог детектора. Извршена је временска селекција догађаја одабиром различитих временских региона криве добијене у симулацијама. Поређење експерименталног коинцидентног спектра са спектром добијеним у симулацијама је приказано на Слици 7.39. Квантитативно, интензитет анихилационе линије на 511 keV у експерименталном спектру је износио $5,24(7) \cdot 10^{-4}$ cps, а у симулираном спектру $5,83(26) \cdot 10^{-4}$ cps, што даје релативно одступање од 11%. За регион до 3 MeV, та разлика је свега 5%, док је за регион до 511 keV свега 3%.



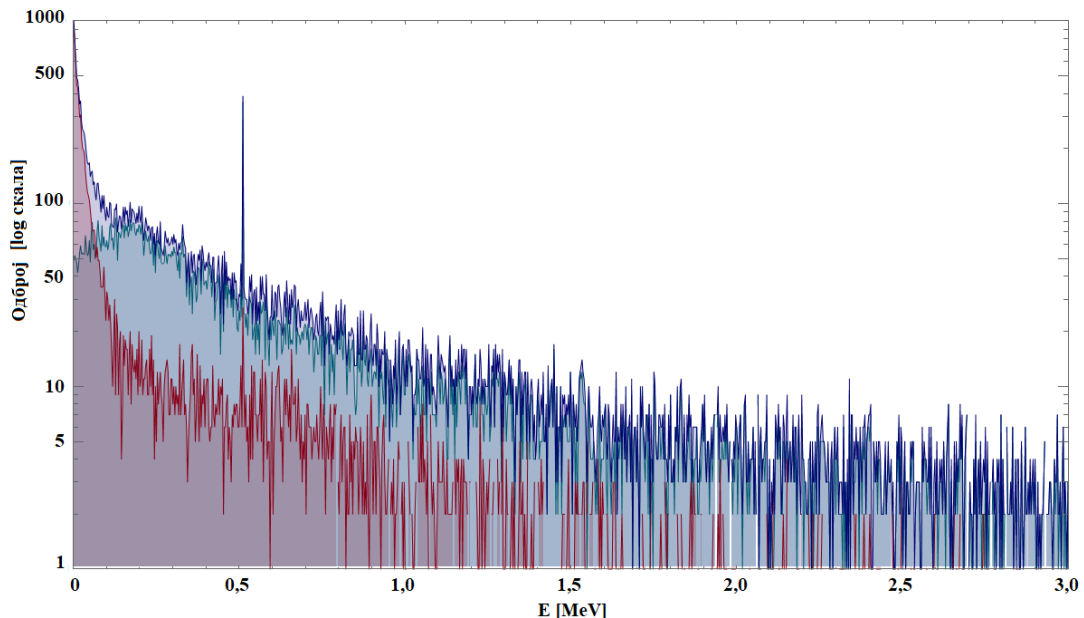
Слика 7.39 Поређење експерименталног (црвени) и симулираног (зелени) коинцидентног спектра. Спектри су нормирани на исто време.

Из података који су добијени у симулацијама, било је могуће издвојити спектре који одговарају догађајима индукованих мионима и неутронима. На Слици 7.40 приказан је нискоенергијски регион коинцидентног спектра HPGe детектора. Црвени спектар одговара неутронској компоненти, док зелени одговара мионској компоненти. Са слике се види да је допринос миона анихилационој линији већи него допринос неутрона, као и континууму до анихилационе линије и региону након анихилационе линије. Међутим, у региону ниских енергија континуума (до 100 keV) доминантан је допринос неутрона. Временском селекцијом је закључено да ови догађаји припадају групи веома закаснелих догађаја. Допринос мионске и неутронске компоненте укупном коинцидентном спектру HPGe детектора је приказан на Слици 7.41.



Слика 7.40 Мионска (зелена) и неутронска (црвена) компонента коинцидентног спектра HPGe детектора (нискоенергијски регион) добијеног у симулацијама.

За разлику од експерименталног спектра у ком су временском селекцијом издвојене релативно слабе неутронске линије на 68,7 keV, 595,9 keV и 691,3 keV, ни у случају симулације космичких миона и неутрона, ове линије нису уочене у симулираном спектру. Имајући у виду димензије германијумског кристала, као и еквивалентно време у симулацијама које је износило $\approx 9,5$ дана, за евентуално присуство интензивнијих неутронских линија била би потребна знатно већа статистика (реда величине 100 милиона догађаја).



Слика 7.41 Мионска и неутронска компонента у односу на укупан коинцидентни спектар (означен плавом) HPGe детектора.

7.2 Коинцидентни систем HPGe детектора велике активне запремине и пластичног сцинтилационог детектора пречника 0,2 m

7.2.1 Експериментална поставка

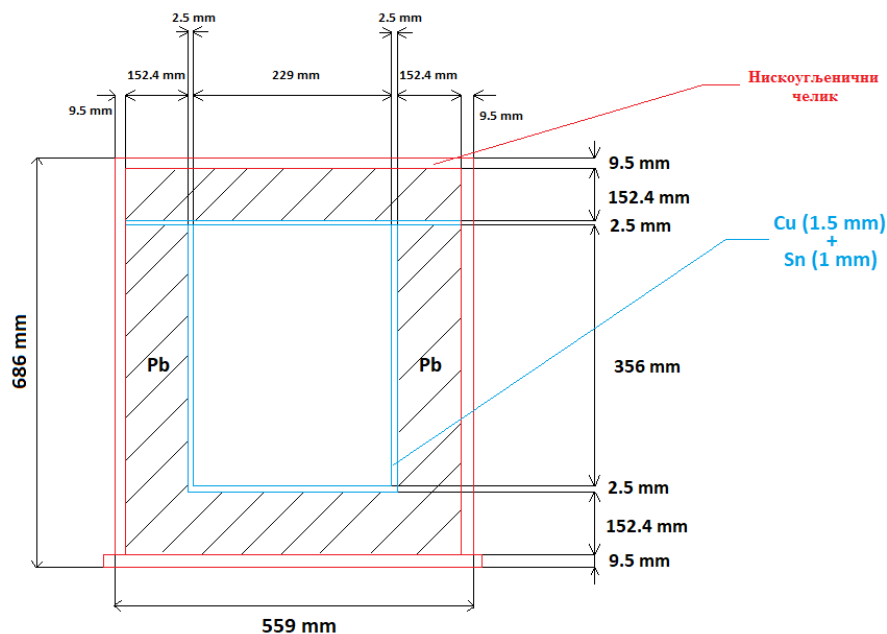
Како би се анализирали догађаји који се појављују у фонском спектру HPGe детектора, а резултат су интеракције космичких миона и неутрона, снимљени су спектри коинцидентним системом HPGe детектора са већим германијумским кристалом (пречника 103 mm и висине 175 mm) и пластичним сцинтилационим детектором. У поређењу са претходно коришћеним "L" детектором, овакав германијумски кристал има већу вероватноћу за интеракцију са неутронима јер има већи број центара за интеракцију. Коришћени HPGe детектор (са интерном ознаком "B" детектор) произвођача *Canberra* је германијумски детектор велике запремине од 380 cm³ и релативне ефикасности од 100 %. Прозор капе детектора је дебљине 0,89 mm и изграђен је од јаких карбонских влакана, обезбеђујући више од 85% трансмисије за фотоне енергије изнад 15 keV и готово 100% за фотоне енергије изнад 20 keV. Коришћени детектор је приказан на Слици 7.42а), док је шематски приказ заштите детектора приказан на Слици 7.43. Заштита детектора се састоји од танког слоја бакра (Cu) и калаја (Sn), затим слоја олова (Pb) дебљине 15 cm и слоја нискоугљеничног челика¹⁴ дебљине 1 cm. Слојеви бакра и калаја имају улогу пасивног штита за X-зрачење настало прелазима на K-љуску олова (регион енергија 75–85 keV). Такође, X-зрачење калаја у енергијском региону 25–28 keV је редуковано присуством слоја бакра. Оловна заштита се састоји од спољашњег слоја дебљине 125 mm изграђеног од нискофонског олова и унутрашњег слоја дебљине 25 mm са садржајем ²¹⁰Pb од 210 Bq kg⁻¹. Укупна маса пасивне заштите детектора је 1 633 kg. Са оваквом пасивном заштитом, гама зрачење које потиче од околног гама зрачења (⁴⁰K, ²⁰⁸Tl) и радона је значајно редуковано, као и допринос анихилационе линије.



Слика 7.42 HPGe детектор (са интерном ознаком "B" детектор) (а) и (б) и експериментална поставка са пластичним сцинтилационим детектором (в).

¹⁴ Нискоугљенични челик је метална легура гвожђа и угљеника са уделом угљеника од 0,05 до 0,29%.

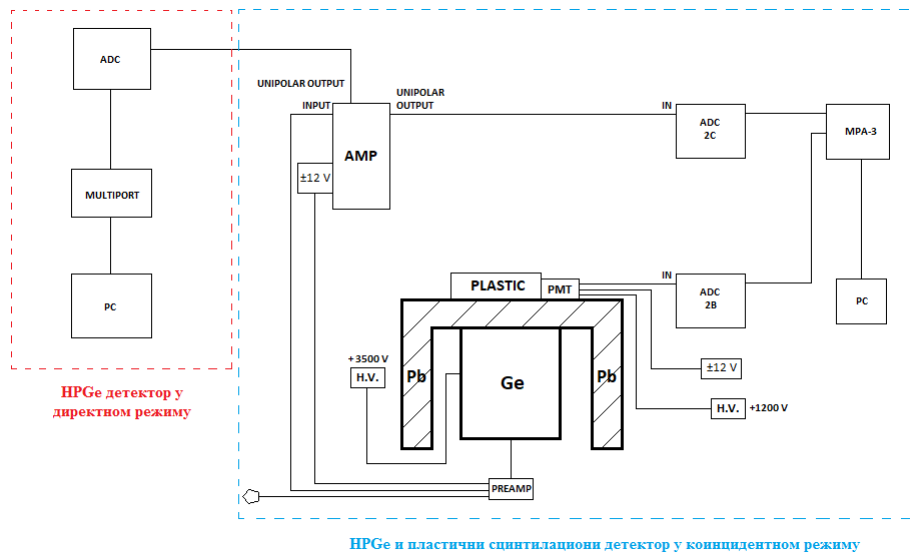
Директно на HPGe детектор постављен је пластични сцинтилациони детектор (Слика 7.42в)) кружног облика, пречника 20 cm и дебљине 5 cm, изграђен на бази полистирена (мономер хемијске формуле $C_6H_5CH=CH_2$ и густине 1.032 kg m^{-3}) и обложен рефлексивним слојем преко којег се налази непрозирни слој црне винил-фолије. Просторни угао који је формиран оваквом поставком износи $\approx \frac{1}{23} (4\pi sr)$.



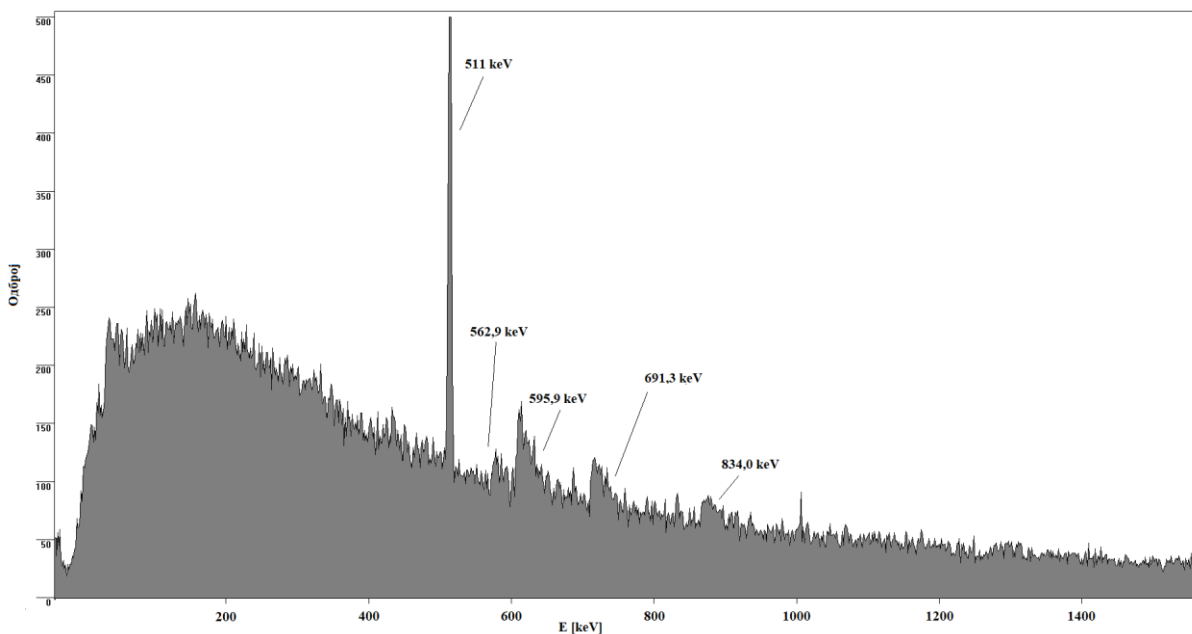
Слика 7.43 Шематски приказ штита HPGe детектора.

Детектори су радили у коинцидентном режиму са коинцидентним временом од $5 \mu s$. Подаци су прикупљани мултипараметарским системом МРА-3 [103]. Шема експерименталне поставке коинцидентног система HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора је приказана на Сlici 7.44. LLD на оба детектора је био подешен на 0,5, тако да је доњи праг за детекцију догађаја у HPGe детектору био 50 keV , а на пластичном сцинтилаторном детектору $\approx 1,5 \text{ MeV}$ (доминантно преко вредности гама зрачења из околине). У коинцидентном спектру HPGe детектора регистровани су догађаји у интервалу енергија $(0,05-1,5) \text{ MeV}$. Подаци су прикупљани од 28. јануара до 18. фебруара 2020. године ($1811 \text{ ks} \approx 20$ дана). На Сlici 7.45 приказан је коинцидентни спектар HPGe детектора.

У поређењу са фонским спектром HPGe детектора у директном (*single*) режиму (Слика 7.46), у коинцидентном спектру су видљиве само (n,n') линије, које су резултат нееластичног расејања, док се (n,γ) линије не виде, јер су оне резултат прелаза изотопа из метастабилних стања, која су дугоживећа и временски дуже трају од интервала дефинисаног коинцидентним временом, који је у овом случају износио $5 \mu s$. На Сlici 7.47 приказан је увећани део фонског спектра HPGe детектора у директном режиму у ком је уочљив нискоенергијски континуум до 100 keV .



Слика 7.44 Шематски приказ коинцидентног система коришћеног у експерименту. Скраћенице: H.V.–Високонапонски извор, Preamp–Претпојачавач, Ge–Германијумски детектор, Pb shield–Оловна заштита, Plastic–Пластични сцинтилациони детектора, PMT–фотомултипликатор, Amp–Појачавач, ADC–Аналогно-дигитални конвертер, MPA-3–Мултипараметарски систем, PC–Рачунар.

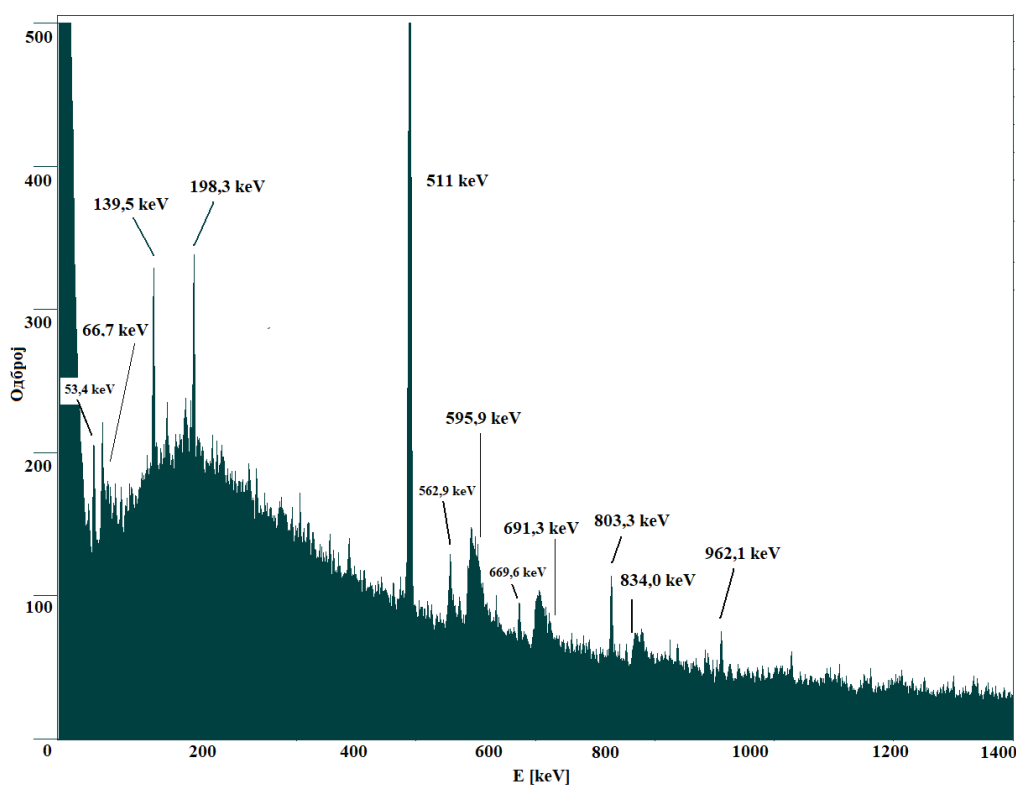


Слика 7.45 Коинцидентни спектар HPGe детектора.

Интензитети региона до 0,5 MeV, 3 MeV и анихилационе линије у експерименталном коинцидентном спектру HPGe детектора су, редом, износили $65(1) \cdot 10^{-3}$ cps, $113(1) \cdot 10^{-3}$ cps и $3,23(11) \cdot 10^{-3}$ cps. У фонском спектру истог детектора интензитети наведених региона су били $218(1) \cdot 10^{-3}$ cps, $1\ 360(30) \cdot 10^{-3}$ cps и $32(1) \cdot 10^{-3}$ cps. Значајно смањени интензитети ових региона у коинцидентном спектру у односу на фонски спектар указују на ефикасност коришћеног коинцидентног система, у ком је редукован допринос околног гама зрачења. Интензитети неутронских линија, које су детектоване у коинцидентном спектру, су дати у Табели 7.6, као и интензитети истих линија регистрованих у директном спектру HPGe детектора.

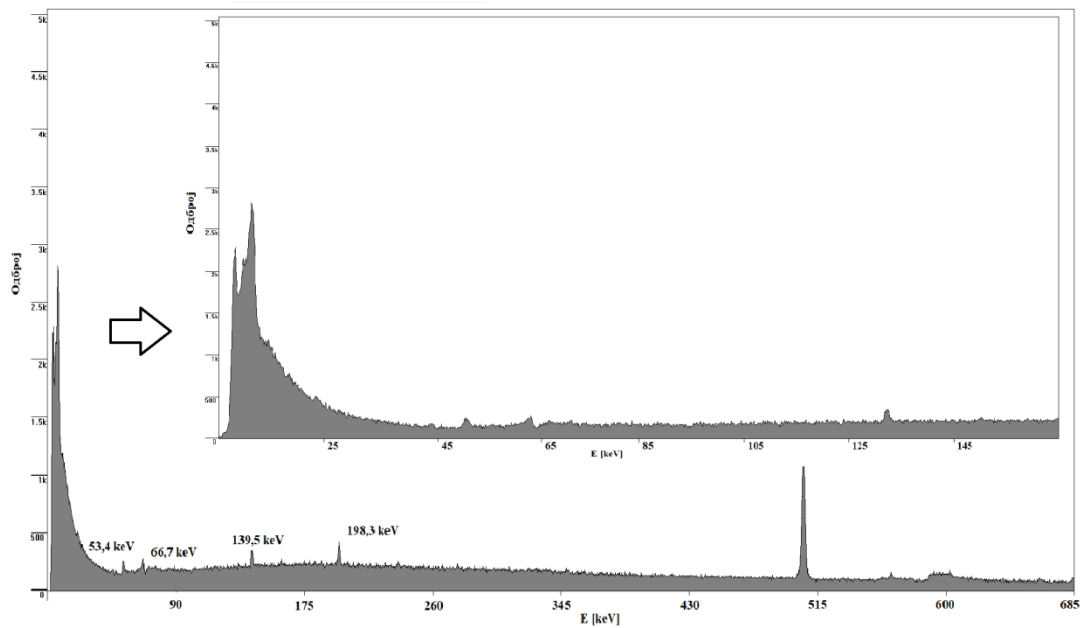
Табела 7.6 Интензитети (n, n') неутронских линија у директном и коинцидентном спектру HPGe детектора велике активне запремине.

E [keV]	Интензитет [10^{-3} cps]	
	Директни спектар	Коицидентни спектар
562,9	5,0(6)	0,13(6)
595,9	13(1)	0,39(9)
691,3	10,0(7)	0,28(8)
834,0	2,7(5)	0,15(6)



Слика 7.46 Фонски спектар HPGe детектора у директном режиму рада. Означене су неутронске линије које су настале еластичним и нееластичним расејањем неутрона (Табеле 1.1 и 1.2).

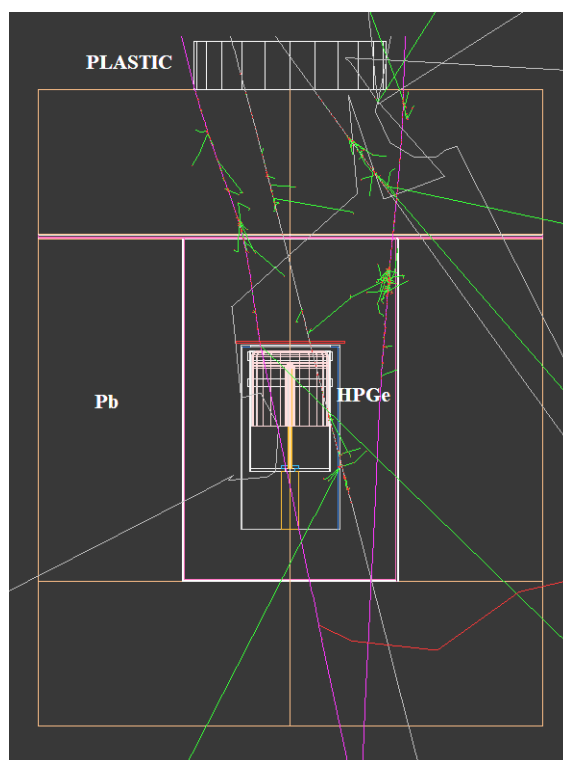
Интензитет нискоенергијског континуума у региону до 100 keV је у фонском спектру износио 0,2482(18) cps, док је у симулираном коинцидентном спектру тај одброј био два пута мањи и износио је 0,1053 (3) cps. У експерименталном коинцидентном спектру овај регион није детектован, јер је доњи праг на HPGe детектору био постављен на 40 keV.



Слика 7.47 Увећани приказ фонског спектра HPGe детектора у ком се види нискоенергијски део и регион до 100 keV.

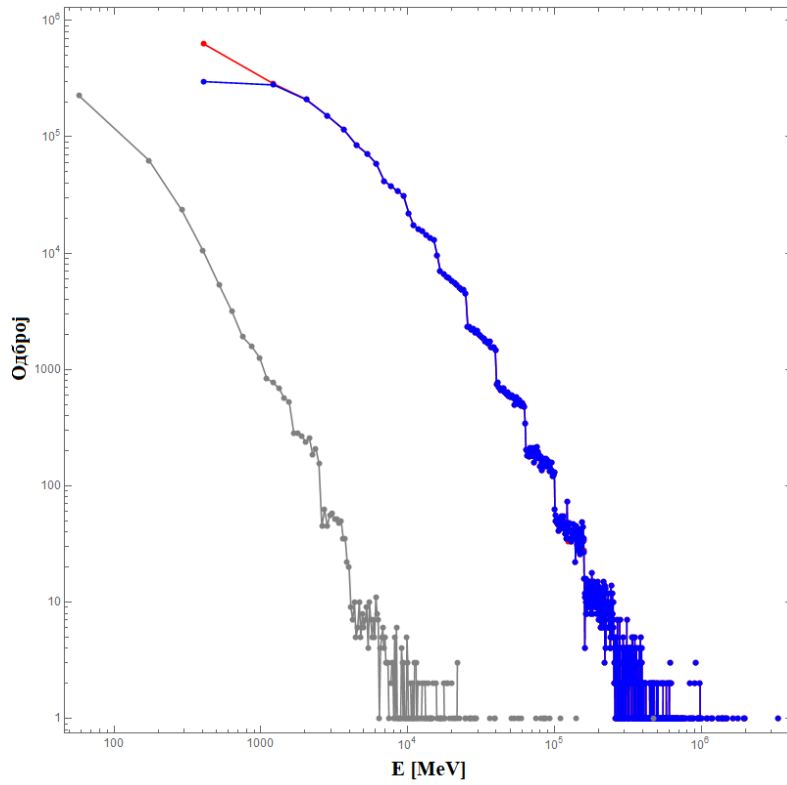
7.2.2 Монте Карло симулације интеракције космичких миона и неутрона са коинцидентним системом

У циљу компарације експерименталног спектра и временске селекције догађаја индукованих космичким зрачењем, односно космичким мионима и неутронима, извршене су Монте Карло симулације детекторског система. Делови кодова коришћених у задавању симулација су дати у Прилогу 4. Експериментална поставка у симулацијама је приказана на Слици 7.48. Око HPGe детектора је постављена заштита која одговара заштити са Сlike 7.43.

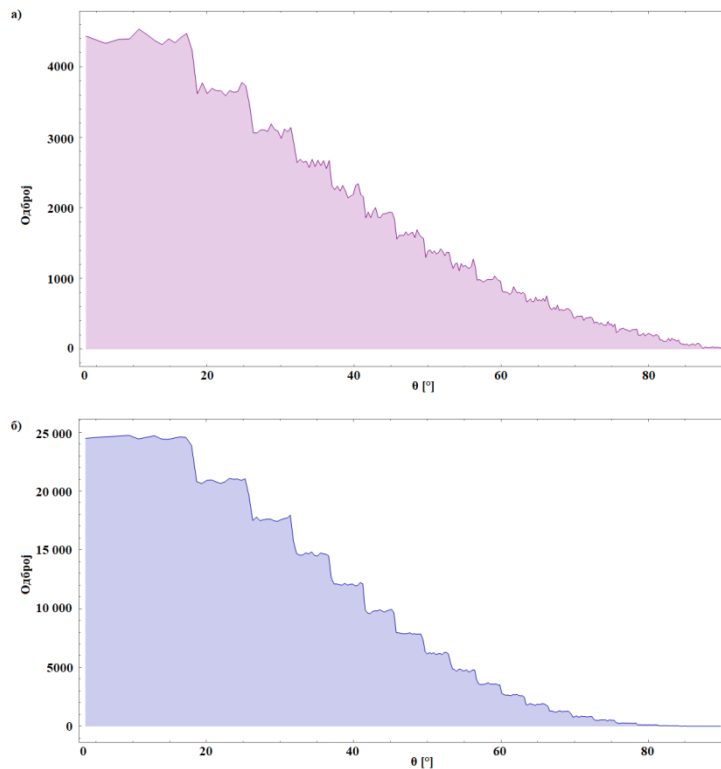


Слика 7.48 Експериментална поставка у симулацијама. Приказано је неколико догађаја и њихова интеракција са детекционим системом. Љубичастом су означене путање миона, сивом путање неутрона, црвеном путање електрона и зеленом путање фотона.

Емитоване честице су биле миони и неутрони, док су њихове енергијске и угаоне дистрибуције изабране из CRY базе [79], које одговарају реалистичним расподелама (Сlike 7.49 и 7.50). Користећи CRY грану *Geant4* софтвера, миони и неутрони се насумично емитују, али тако да њихов однос одговара реалистичном односу. У овом случају је укључена вишеструка емисија честица, што значи да је могуће да се приликом генерисања једног догађаја емитује више честица. Емисиона површина је била квадрат странице 25 cm, постављена тик уз горњу површину пластичног сцинтилационог детектора. Укупан број емитованих честица је био $\approx 9,30 \cdot 10^6$, од чега је емитовано, укључујући вишеструку емисију, $\approx 7,71 \cdot 10^6$ миона и $\approx 1,58 \cdot 10^6$ неутрона. Еквивалентно време потребно за емисију задатог броја честица је износило 949,3 ks.



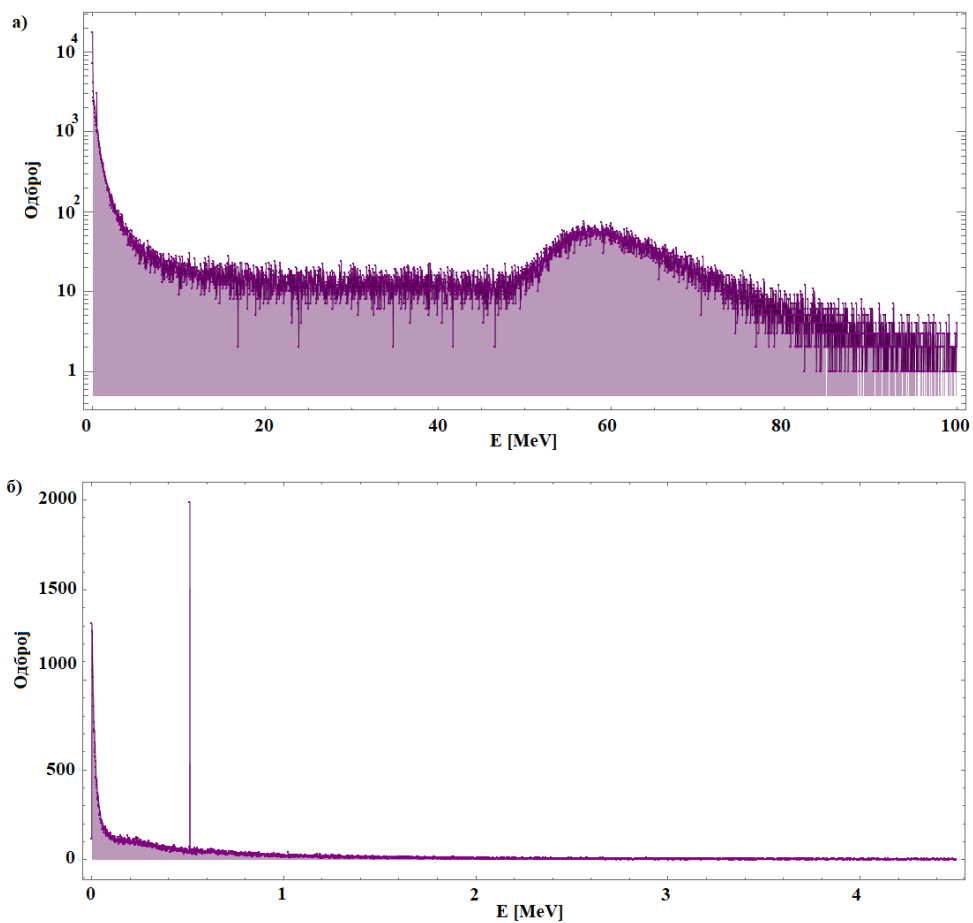
Слика 7.49 Енергијска дистрибуција миона (плава), неутрона (сива) и укупна (црвена) емитованих у симулацијама, приказан на примеру емисије укупног броја од $\approx 2 \cdot 10^6$ честица.



Слика 7.50 Угаона дистрибуција емитованих миона (а) и неутрона (б) добијена на примеру емисије укупног броја од $\approx 2 \cdot 10^6$ честица.

Из листе физичких процеса одабрани су електромагнетни и хадронски процеси, док је временски прозор (коинцидентни интервал) у оквиру ког се бележе догађаји био постављен на $50 \mu\text{s}$. *Energy cut* и *range cut* су у симулацијама били постављени на 990 eV и 1000 nm , респективно. Енергијски праг за регистровање догађаја на пластичном сцинтилационом детектору и на HPGe детектору је био постављен на 1 keV .

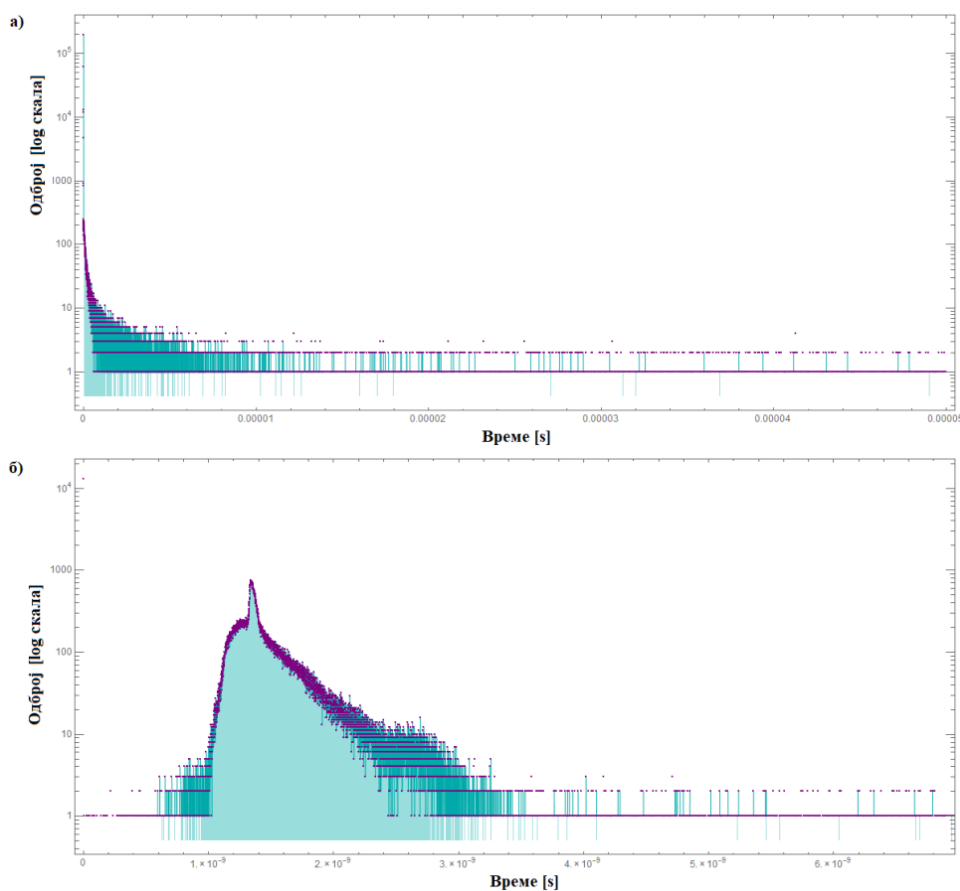
Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен у симулацијама је приказан на Слици 7.51. У укупном спектру се уочава пик директне депозиције енергије миона са максимумом на $\approx 60 \text{ MeV}$, док се у нискоенергијском региону уочава анихилациона линија, као и изражен континуум на енергијама до 100 keV .



Слика 7.51 Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен у симулацијама, укупан спектар (а) и нискоенергијски регион (до $4,5 \text{ MeV}$) (б).

7.2.2.1 Селекција догађаја индукованих интеракцијом космичких миона и неутрона са коинцидентним системом

Обрадом података добијених у извршеним Монте Карло симулацијама, добијена је временска крива (Слика 7.52) догађаја који су резултовали интеракцијом космичких миона и неутрона са коинцидентним системом HPGe детектора велике активне запремине у оловној заштити и пластичног сцинтилаторног детектора пречника 20 cm. Добијена временска крива обухвата интервал од 0 до 50 μs (Слика 7.52a), што и одговара одабраном коинцидентном интервалу у симулацијама. У поређењу са временском кривом добијеном за детектор мале активне запремине (Слика 7.32), ова крива се одликује знатно већим бројем закаснелих догађаја.

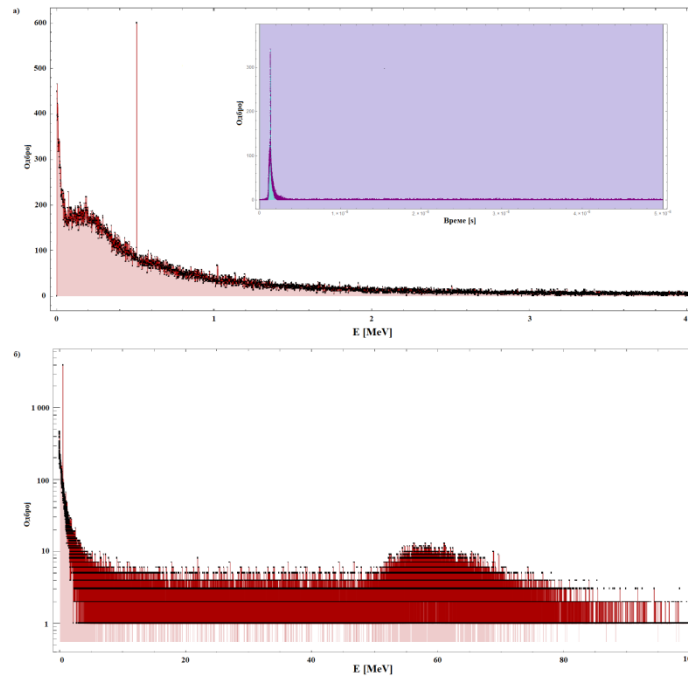


Слика 7.52 Временска крива коинцидентних догађаја у логаритамској скали за цео временски интервал од 50 μs (a) и увећани приказ пика временске криве (б).

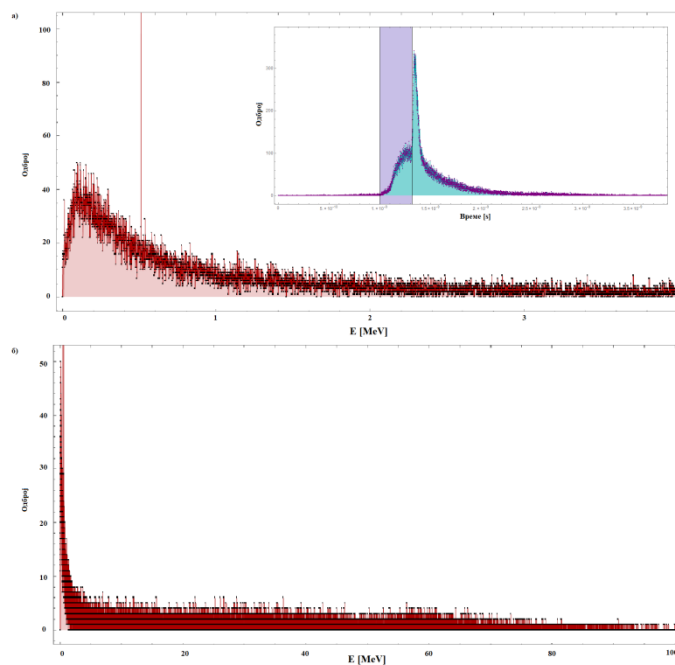
Селекцијом одређених региона временске криве, добијени су спектри на Сликама 7.53–7.58. На Сlici 7.53 приказан је спектар добијен селекцијом региона (0,00–50,00) ns, који одговара региону у ком су догађаји значајније присутни (Слика 7.53a)). У нискоенергијском спектру (Слика 7.53a)) могу се уочити анихилациона линија, али и континуум, који је изражен у интервалу енергија до 100 keV. У укупном спектру (Слика 7.53б)), уочљив је пик депоноване енергије миона у HPGe детектору са максимумом на око 60 keV.

Региону временске криве (1,00–1,32) ns одговарају спектри приказани на Сlici 7.54. Догађаји који су се одвили у овом временском интервалу доминантно припадају

нискоенергијском делу спектра, са континуумом са максимумом на око 140 keV, с тим што се уочава одсуство репа континуума у делу до 100 keV.

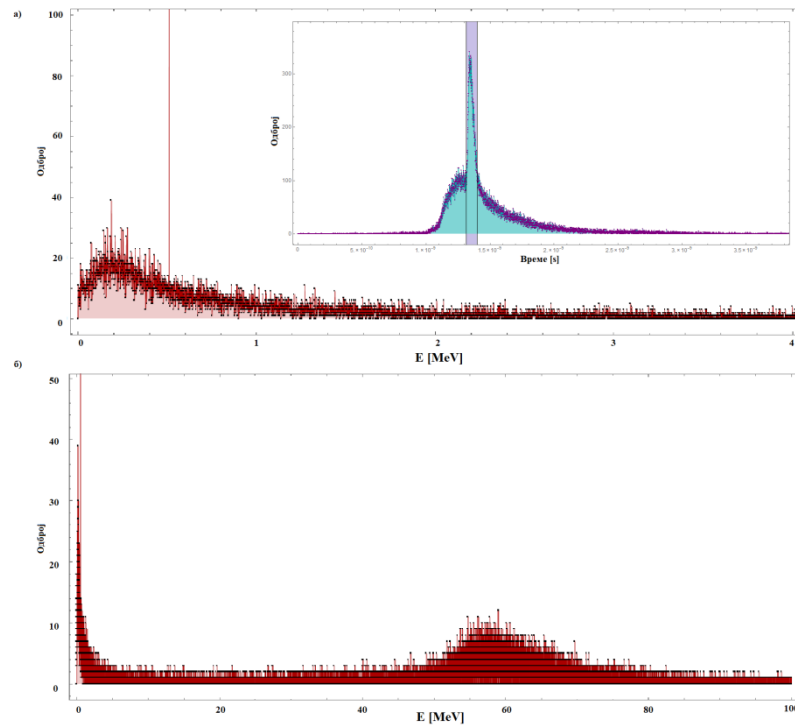


Слика 7.53 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (0,00–50,00) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).



Слика 7.54 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (1,00–1,32) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Селекцијом региона (1,32–1,40) ns, уочава се анихилациона линија, X-зрачење олова и континуум са максимумом на 185 keV (Слика 7.55а)), као и пик депоноване енергије миона (Слика 7.54б)).



Слика 7.55 Коинцидентни спектар *HPGe* детектора добијен селекцијом региона временске криве (1,32–1,40) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

Спектри добијени селекцијом региона временске криве (1,40–2,30) ns приказани су на Слици 7.56. Што се тиче нискоенергијског дела спектра, уочава се повећање одброја континуума до анихилационе линије и саме анихилационе линије, док се одброј пика депоноване енергије миона значајно редуковао у односу на претходно селектовани регион. Максимум нискоенергијског континуума се померио ка вишим енергијама (≈ 200 keV).

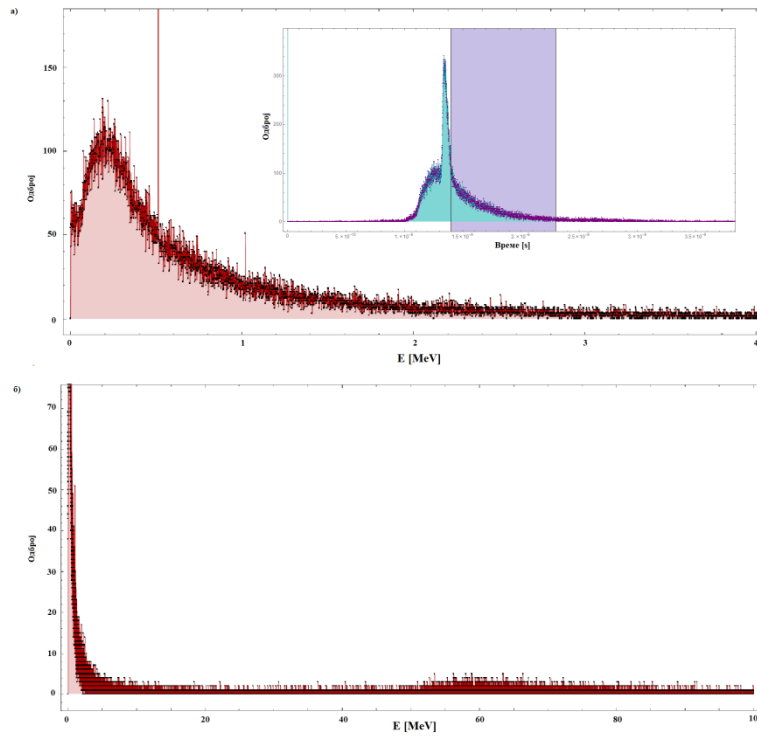
Селектујући регион који одговара репу временске криве, односно закаснелим догађајима (1,40–50,00) ns, уочава се значајно повећање одброја континуума највећим делом услед појаве компоненте нискоенергијског дела спектра до 100 keV (Слика 7.57).

Детаљном анализом региона који одговарају селекцији закаснелих догађаја, добијене су значајније изражене неутронске линије у временском региону (5,00–50 000,00) ns (Слика. 7.58). У овом региону, анихилациона линија, као и пик депоноване енергије миона, су слабо изражени.

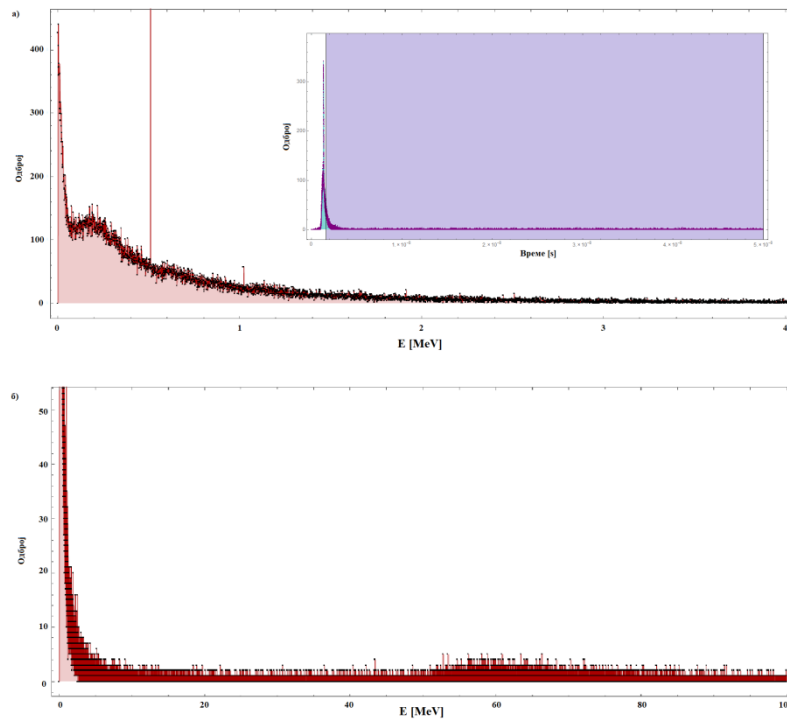
Интензитети различитих региона, добијени селекцијом различитих временских региона криве добијене у симулацијама, приказани су у Табели 7.7. Грешке за све интензитете су мање од 1%.

Табела 7.7 Интензитети различитих енергијских региона добијени селекцијом различитих временских интервала криве добијене у симулацијама.

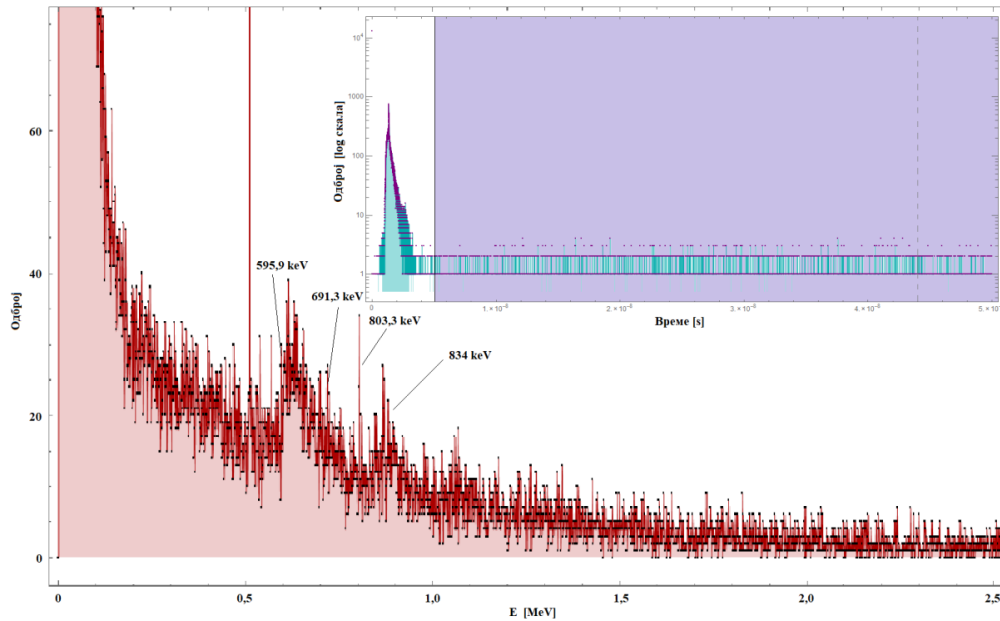
Временски интервал [ns]	Интензитет [10^3 cps]						
	Регион енергија [MeV]						
	0–0,511	0–1	0–3	1–3	0,511	45–80	0–100
0,00–50 000	135,0	176,0	214,0	38,0	4,8	85,0	371,0
0,00–50,00	82,5	117,0	150,0	32,7	0,008	0,23	300,0
0,00–1,00	0,27	0,4	0,50	0,12	0,42	12,8	1,05
1,00–1,32	14,08	20,7	29,7	8,9	0,40	56,07	82,0
1,32–1,40	7,3	11,10	15,14	4,04	3,07	13,6	84,0
1,40–2,30	41,7	61,8	78,8	17,02	3,4	13,6	106,0
1,40–50,00	60,9	84,6	104	19,57	0,7	14,3	134,0
10,00–50,00	13,07	14,9	16,15	1,22	0,004	0,06	16,6



Слика 7.56 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (1,40–2,30) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).

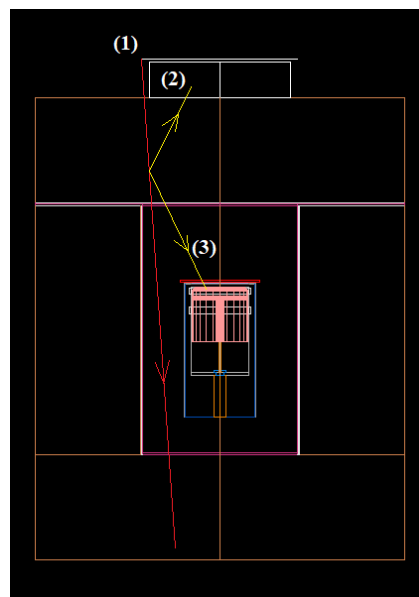


Слика 7.57 Коинцидентни спектар $HPGe$ детектора добијен селекцијом региона временске криве (1,40–50,00) ns (слика у горњем десном углу), нискоенергијски део спектра (а) и укупан спектар (б).



Слика 7.58 Спектар добијен селекцијом региона (5,00–50 000,00) ns у ком су видљиве неутронске линије, као и нискоенергијски континуум.

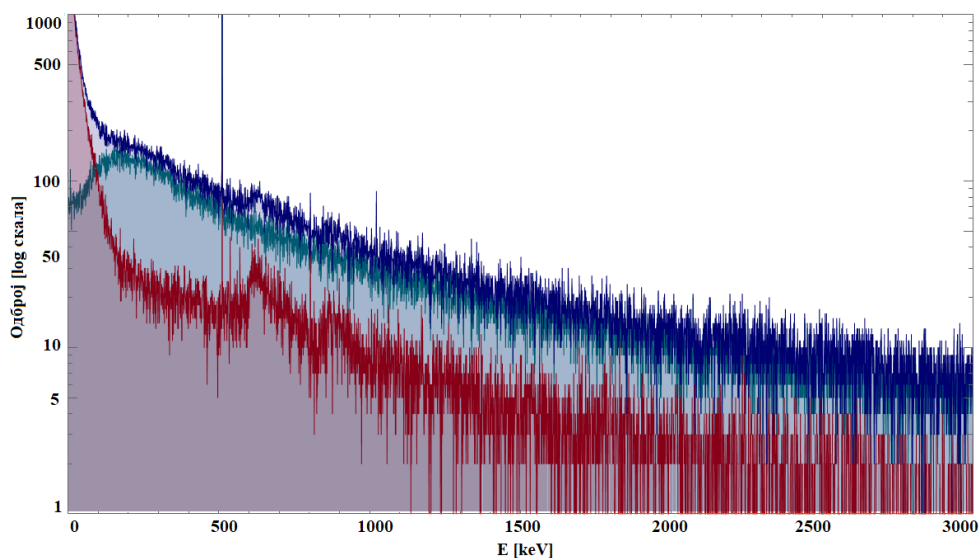
Интересантно је приметити и присуство догађаја који су се одвили и пре времена од 1 ns (Слика 7.52б)). Селекцијом овог региона криве (0,00–1,00) ns, добијају се догађаји који већином припадају нискоенергијском делу (до 3 MeV). Појава ових догађаја се може приписати догађајима попут догађаја илустрованог на Слици 7.59, који су резултат интеракције миона који није одмах након емисије погодио пластични сцинтилациони детектор, већ је прво интераговао са пасивном заштитом детектора (путања миона је означена бројем 1), а затим произвео секундарне честице (путање означене бројевима 2 и 3) које су погодиле пластични сцинтилациони детектор и HPGe детектор у оквиру времена који одговара коинцидентном интервалу.



Слика 7.59 Шематски приказ догађаја који се региструју у временској криви добијеној у симулацијама у интервалу (0,00–1,00) ns.

7.2.2.2 Мионска и неутронска компонента у коинцидентном спектру

Обрадом података добијених у симулацијама, добијени су спектри који одговарају догађајима које су индуковали космички миони, као и космички неутрони, односно, добијене су мионске и неутронске компоненте у коинцидентном спектру HPGe детектора (Слика 7.60). Са Сlike 7.60 се може уочити да највећи допринос анихилационој линији потиче од догађаја индукованих мионима, док је допринос неутрона у нискоенергијском делу најизраженији у региону до 100 keV. Квантитативно, интензитети енергијског региона од интереса, а који потичу од миона и неутрона, су дати у Табели 7.8. У региону до 0,5 MeV удео неутронске компоненте је $\approx 60\%$, до 3 MeV нешто је већи допринос мионске компоненте, док анихилационој линији са 95% доприноси мионска компонента.



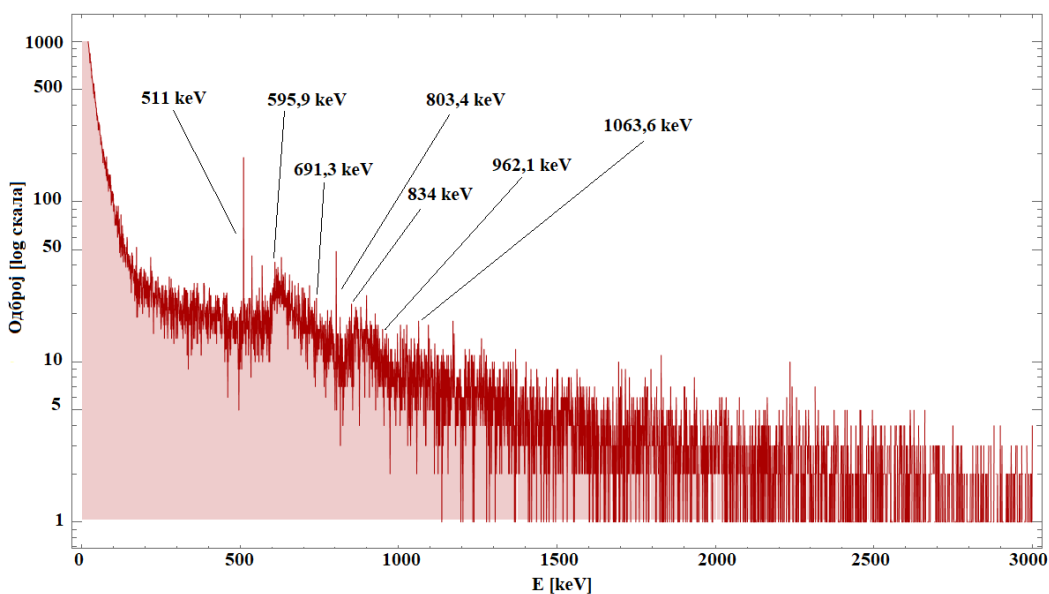
Слика 7.60 Приказ мионске (зелена) и неутронске (црвена) компоненте коинцидентног спектра HPGe детектора. Укупан спектар је приказан плавом.

Коинцидентни спектар HPGe детектора који потиче само од неутронима индукованих догађаја приказан је на Слици 7.61. У спектру се могу уочити (n,n') неутронске линије, последице нееластичног расејања неутрона, претежно на кристалу германијума, али и у оловном (линије на 803,4 keV и 1063,6 keV) и бакарном слоју пасивне заштите (962,1 keV) око HPGe детектора. У нискоенергијском делу видљив је и реп континуума до 100 keV (Слика 7.62). Удео мионске компоненте у овом региону је свега 12% (детектовани интензитет је износио 0,0169 cps), док је добијено да је удео неутронске компоненте 88% (интензитета 0,120 cps).

Значајно је било установити и допринос мионске и неутронске компоненте у спектру пластичног сцинтилационог детектора. Ради тога, извршене су симулације у ком је генерисано $\approx 10^6$ честица, од чега је 830 693 миона и 170 270 неутрона, док је енергијска и угаона расподела узета из CRY базе. Овде треба нагласити да је добијени спектар директан спектар пластичног сцинтилационог детектора. Мионска и неутронска компонента у директном спектру пластичног сцинтилационог детектора приказане су на Слици 7.63.

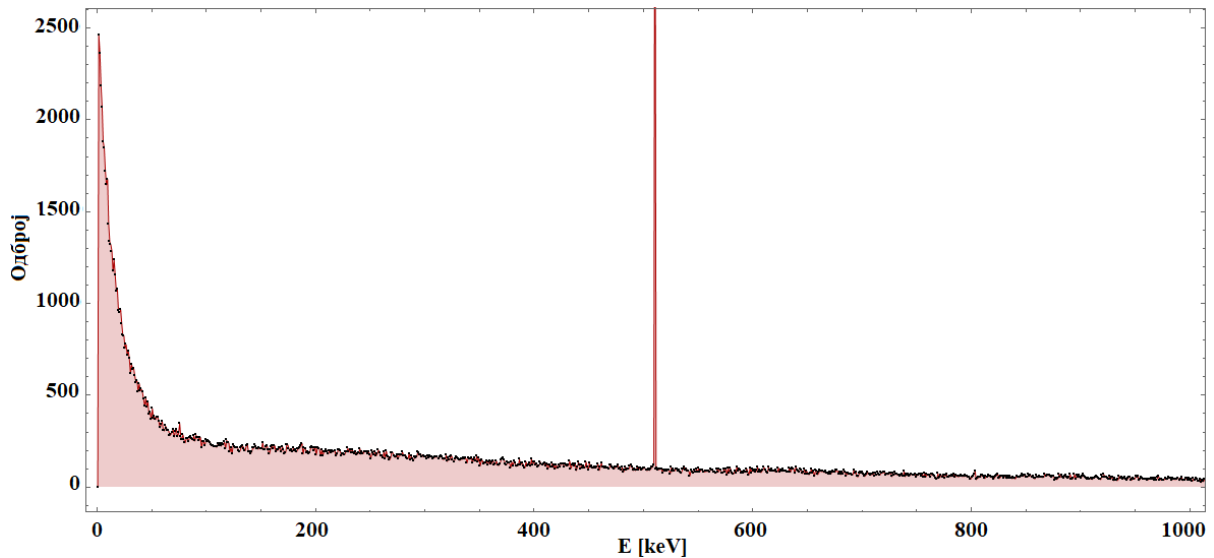
Табела 7.8 Интензитети одабраних енергијских региона раздвојени по компонентама и укупан интензитет у коинцидентном спектру HPGe детектора.

Компонента	Интензитет [10^3 cps]		
	Енергијски регион [MeV]		
	0–0,5	0–3	Анихилациона линија
Миони	99,0	193,0	6,4
Неутрони	141,0	168,0	0,3
Укупно	240,0	361,0	6,7

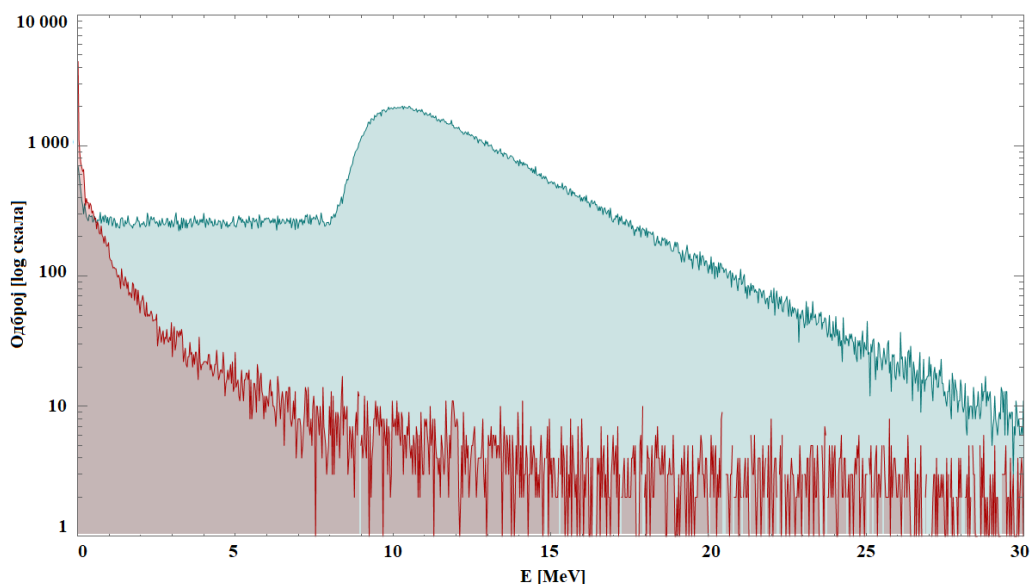


Слика 7.61 Спектар добијен у симулацијама који потиче само од неутрона. У спектру су означене изражене неутронске линије.

Посматрајући регион до пика директне депозиције енергије миона (1,5–8,0) MeV у пластичном сцинтилатору дебљине 5 cm, удео мионске компоненте је 91,3%, док је удео неутронске компоненте 8,7%. С друге стране, у самом пику директне депозиције енергије миона, удео мионске компоненте је 99,5%, односно удео неутронске компоненте је свега 0,5%.



Слика 7.62 Узмаци језгара, који су последица нееластичног расејања неутрона, у нискоенергијском континууму до 100 keV.



Слика 7.63 Мионска (зелена) и неутронска (црвена) компонента у директном спектру пластичног сцинтилационог детектора.

7.2.2.3 Анализа електромагнетних и хадронских процеса у коинцидентном спектру

Имајући у виду комплексност процеса који доводе до фонских догађаја забележених у коинцидентним спектрима HPGe детектора велике запремине, надаље су анализирани електромагнетни и хадронски процеси индуковани космичким мионима и неутронима у детекторској систему кроз Монте Карло симулације. Коришћена је експериментална поставка као и у претходним симулацијама (Слика 7.47), број емитованих честица је износио 385 811, од чега је 319 542 миона, а 66 269 неутрона, при чему је коришћена CRU енергијска и угаона расподела. Треба напоменути да су анализирани догађаји забележени у детектору и одговарају свим догађајима и честицама које су депоновале енергију унутар детектора. Иако је коинцидентни

интервал био 50 μ s, детектовани су и процеси за чија су одигравања потребна и дужа времена, тј. детектовани су сви процеси који су за резултат имали депозицију енергије унутар детектора, независно од времена трајања.

Табела 7.9 Врста и бројност процеса детектованих HPGe детектором.

Врста процеса	Тип процеса	Број догађаја
Јонизација мионима	ЕМ	568 425
Јонизација електронима	ЕМ	137 881
Закочно зрачење (електрони)	ЕМ	58 354
Фотоефекат	ЕМ	65 720
Комптонов ефекат	ЕМ	77 546
Производња парова електронима	ЕМ	28 167
Анихилација	ЕМ	1 958
Кулоново расејање	ЕМ	177
Распад честице	ЕМ ¹⁵	3 609
Радиоактивни распад	ЕМ ¹⁶	595
Производња парова мионима	ЕМ	1160
Закочно зрачење (миони)	ЕМ	7
Еластично расејање хадрона	Хадронски	15 097
Нееластично расејање неутрона	Хадронски	10 154
Нееластично расејање протона	Хадронски	302
Јонизација хадронима	Хадронски	6 108
Захват неутрона	Хадронски	218

Листа процеса који су се одиграли у детектору дата је у Табели 7.9. У табели је назначено који је тип процеса, као и број догађаја који одговарају датом процесу. Поредићи број догађаја за сваки процес, може се уочити да су јонизације које се одвијају у интеракцијама миона и електрона доминантни процеси, као и електромагнетни процеси у којима електрон губи своју енергију (закочно зрачење, фотоефекат, Комптонов ефекат). Међу хадронским процесима доминантан је процес еластичног расејања хадрона (протона и неутрона), као и процес нееластичног расејања неутрона.

¹⁵ Распад честице може да се одвија и под дејством слабе интеракције.

¹⁶ Радиоактивни распад може да се одвија и под дејством слабе или јаке интеракције.

Врста и бројност честица које су учествовале у еластичном расејању хадрона дати су у Табели 7.10. Највећи број еластичних расејања хадрона укључује изотоп германијума ^{74}Ge , који је и процентуално најзаступљенији изотоп германијума (36,7%). Врста и бројност честица које су учествовале у нееластичном расејању неутрона дате су у Табели 7.11. Набројана језгра су могла бити креирана у процесима спалације или радиоактивног распада, или су учествовала у процесима расејања, па је енергија узмака језгра депонована у самом детектору.

Табела 7.10 Врста честица и бројност догађаја који су учествовали у процесима еластичног расејања хадрона.

Врста честице	Број догађаја
^{70}Ge	3 355
^{72}Ge	3 942
^{73}Ge	1 141
^{74}Ge	5 515
^{76}Ge	1 141
Протон	3

У Табели 7.12 приказане су честице и број догађаја које су учествовале у процесима захвата неутрона.

Табела 7.11 Врста честица и бројност догађаја који су учествовали у процесима нееластичног расејања неутрона. [0,0] означава језгро у основном стању.

Врста честице	Бројност	Врста честице	Бројност
Гама зрачење	1 461	⁶⁴ Zn [0,0]	3
Протон	5320	⁶⁵ Zn [0,0]	7
Алфа	329	⁶⁶ Zn [0,0]	9
Деутерон ¹⁷	63	⁶⁷ Zn [0,0]	8
Тритон ¹⁸	24	⁶⁸ Zn [0,0]	7
³ He	30	⁶⁹ Zn [0,0]	4
π^+	526	⁷⁰ Zn [0,0]	4
π^-	797	⁷¹ Zn [0,0]	1
³⁵ S [0,0]	1	⁷² Zn [0,0]	2
⁵² Cr [0,0]	2	⁶⁶ Ga [0,0]	1
⁵⁴ Mn [0,0]	1	⁶⁸ Ga [0,0]	4
⁵⁶ Fe [0,0]	1	⁶⁹ Ga [0,0]	5
⁵⁹ Co [0,0]	3	⁷⁰ Ga [0,0]	9
⁶⁰ Co [0,0]	1	⁷¹ Ga [0,0]	9
⁶¹ Co [0,0]	3	⁷² Ga [0,0]	5
⁶⁰ Cu [0,0]	1	⁷³ Ga [0,0]	7
⁶³ Cu [0,0]	6	⁷⁴ Ga [0,0]	3
⁶⁴ Cu [0,0]	6	⁷⁵ Ga [0,0]	1
⁶⁵ Cu [0,0]	2	⁷⁶ Ga [0,0]	1
⁶⁶ Cu [0,0]	4	⁶⁸ Ge [0,0]	2
⁶⁷ Cu [0,0]	1	⁶⁹ Ge [0,0]	5
⁶⁹ Cu [0,0]	1	⁷⁰ Ge [0,0]	192
⁵⁹ Ni [0,0]	2	⁷¹ Ge [0,0]	25
⁶⁰ Ni [0,0]	1	⁷² Ge [0,0]	380
⁶¹ Ni [0,0]	4	⁷³ Ge [0,0]	236
⁶² Ni [0,0]	3	⁷⁴ Ge [0,0]	569
⁶³ Ni [0,0]	2	⁷⁵ Ge [0,0]	3
⁶⁴ Ni [0,0]	3	⁷⁶ Ge [0,0]	114

Табела 7.12 Врста честица и бројност догађаја који су учествовали у процесима захвата неутрона. [0,0] означава језгро у основном стању.

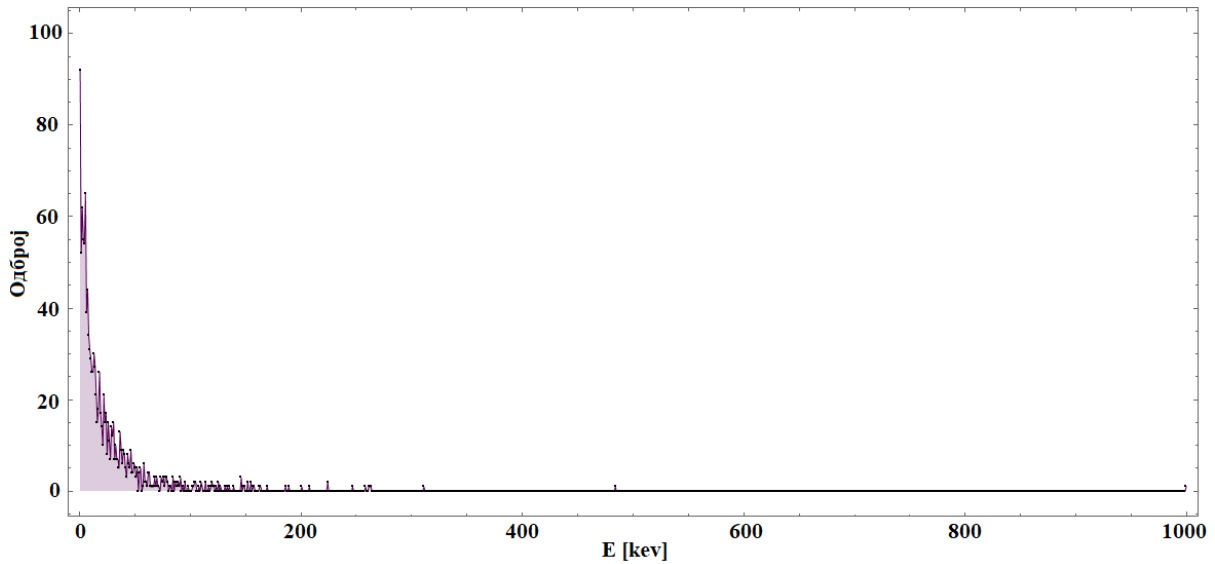
Врста честице	Број догађаја
Гама зрачење	121
⁷¹ Ge [0,0]	31
⁷³ Ge [0,0]	16
⁷⁴ Ge [0,0]	31
⁷⁵ Ge [0,0]	15
⁷⁷ Ge [0,0]	4

¹⁷ Деутерон је језгро деутеријума, изотопа водоника масеног броја 2, ²H.

¹⁸ Тритон је језгро трицијума, изотопа водоника масеног броја 3, ³H.

У Табели 7.13 приказане су врсте честица и број догађаја за процес Кулоновог расејања, а у Табели 7.14 нееластичног расејања протона. Честице које су учествовале у процесу радиоактивног распада набројане су у Табели 7.15.

Спектар депоноване енергије у детектору који су резултат процеса који су укључивали изотоп ^{74}Ge је дат на Слици 7.64. Из добијеног спектра се може закључити да је допринос процеса који се одвијају на ^{74}Ge коинцидентном спектру HPGe детектора доминантно до 50 keV.



Слика 7.64 Спектар депоноване енергије у детектору у процесима у којима је учествовао изотоп германијума ^{74}Ge .

Табела 7.13 Врста честица и бројност догађаја који су учествовали у процесима Кулоновог расејања. [0,0] означава језгро у основном стању.

Врста честице	Број догађаја
^{70}Ge [0,0]	281
^{72}Ge [0,0]	59
^{73}Ge [0,0]	14
^{74}Ge [0,0]	64
^{76}Ge [0,0]	12

Табела 7.14 Врста честица и бројност догађаја који су учествовали у процесима нееластичног расејања протона. [0,0] означава језгро у основном стању.

Врста честице	Број догађаја
Гама зрачење	10
Протон	287
Алфа честице	2
^{72}Ge [0,0]	1
^{60}Ni [0,0]	1
^{64}Ni [0,0]	1

Табела 7.15 Честице и број догађаја у процесу радиоактивног распада. [0,0] означава језгро у основном стању, док број у загради означава вредност енергије побуђеног стања.

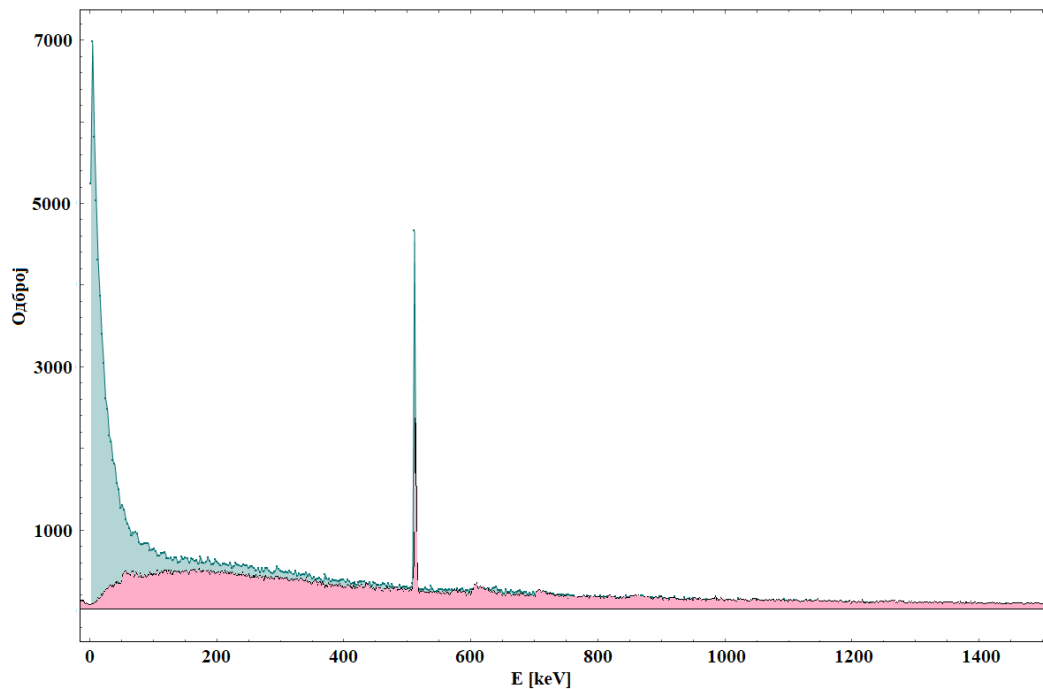
Врста честица	Број догађаја	Врста честица	Број догађаја
Електрон	308	^{75}As [264.6]	3
Позитрон	39	^{77}As [215.5]	1
Гама зрачење	85	^{77}As [1971.1]	1
^{54}Cr [834.8]	1	^{77}As [2341.7]	1
^{35}Cl [0.0]	1	^{77}As [2354.1]	1
^{59}Co [0.0]	2	^{70}Ge [0.0]	9
^{60}Ni [3124.2]	1	^{72}Ge [834.0]	1
^{60}Ni [2505.7]	1	^{72}Ge [1728.3]	1
^{61}Ni [67.4]	3	^{72}Ge [2514.8]	1
^{64}Ni [0.0]	5	^{72}Ge [2943.5]	1
^{63}Cu [0.0]	2	^{72}Ge [3035.6]	3
^{65}Cu [0.0]	3	^{73}Ge [364.1]	6
^{65}Cu [1115.5]	4	^{73}Ge [554.9]	1
^{64}Zn [0.0]	1	^{74}Ge [1463.7]	1
^{66}Zn [0.0]	3	^{74}Ge [1482.6]	1
^{66}Zn [3791.2]	1	^{74}Ge [2949.5]	1
^{67}Zn [0.0]	1	^{75}Ge [0.0]	1
^{68}Zn [0.0]	6	^{76}Ge [3951.9]	1
^{69}Zn [0.0]	1	^{69}Ga [872.0]	1
^{68}Ga [0.0]	2	^{71}Ga [0.0]	57
^{69}Ga [0.0]	7	^{72}Ga [161.1]	2
^{69}Ga [1336.7]	2	^{77}Se [0.0]	4
^{75}As [0.0]	16		

Број електрона добијених у распадима је износио 1 935, позитрона 1 637, негативних миона 25, а позитивних миона 12. Производња парова од стране миона је дала 659 електрона и 501 позитрон, док су гама фотони креирали 14 547 електрона и 13 620 позитрона.

7.2.2.4 Резултати и дискусија

Поређење експерименталног и симулираног коинцидентног спектра је приказано на Слици 7.65. Квантитативно, интензитети у експерименталном спектру за регионе 0,1–1,5 MeV, 0,1–0,5 MeV и анихилациону линију су износили 0,11(5) cps, $4,2(3) \cdot 10^{-3}$ cps и 0,062(3) cps, респективно, док су у симулираном спектру интензитети износили 0,13(4) cps, $4,93(7) \cdot 10^{-3}$ cps и 0,07039(27)cps, респективно. Према нађеним интензитетима, релативна одступања за наведене регионе су била 18%, 16,5% и 12,6%, указујући на добро слагање између експерименталног и симулираног спектра.

За разлику од коинцидентног спектра, и експерименталног и симулираног, добијеног у случају HPGe детектора мале активне запремине, видљиве су неутронске линије, које су резултат расејања неутрона на кристалу германијума (595,9 keV, 691,3 keV, 834,0 keV и 1063,6 keV), као и на слоју оловне заштите (803,4 keV) и бакарне заштите (962,1 keV). Интензитет неутронских линија је око 30% већи у случају симулираног спектра. Конкретно, за линију на 595,9 keV, која је најбоље изражена у спектру, одброј у експерименталном коинцидентном спектру је износио $0,48(11) \cdot 10^{-3}$ cps, док је у симулираном коинцидентном спектру износио $0,616(25) \cdot 10^{-3}$ cps.



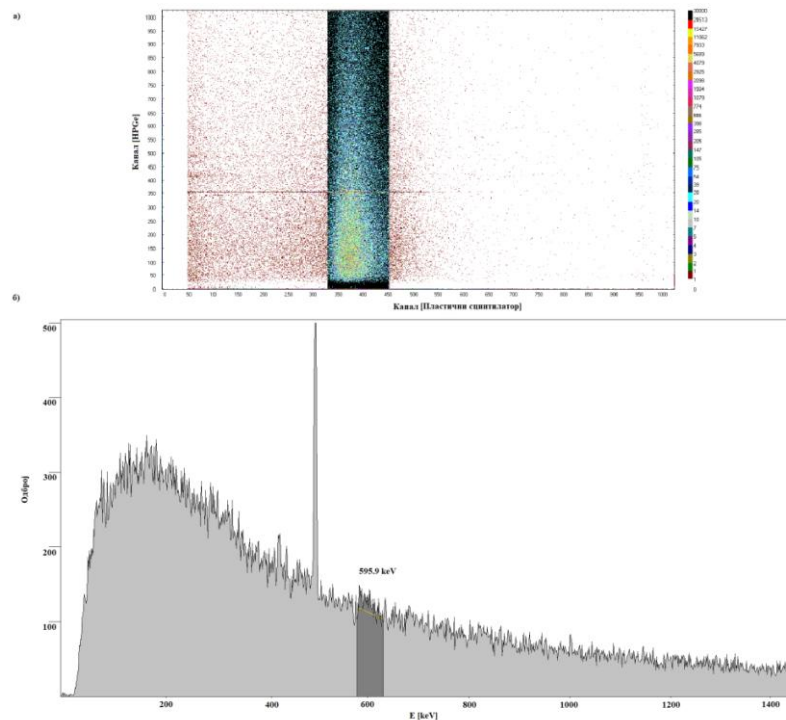
Слика 7.65 Поређење експерименталног (црвени) и симулираног спектра (зелени) за регион до 1,5 MeV.

У симулацијама су раздвојене мионске и неутронске компоненте у коинцидентном спектру HPGe детектора, у којима је добијено да космички неутрони значајније доприносе нискоенергијском континууму, пре свега у интервалу енергија до 100 keV, као и стварању неутронских (n,n') линија. Допринос мионске компоненте продукцији неутронских линија је релативно слаб. Поред раздвајања мионске и неутронске компоненте у коинцидентном спектру HPGe детектора, ове компоненте су раздвојене и у директном спектру пластичног сцинтилационог детектора. Добијено је да се допринос неутронске компоненте не може занемарити у региону до мионског пика (до ≈ 8 MeV), док је у енергијском интервалу који одговара пику (8–10,5 MeV) допринос неутронске компоненте занемарљив ($\approx 0,5\%$). На основу добијених резултата,

а сходно могућности да се у 2D спектру снимљеним мултипараметарским системом МРА-3 селектују одређени енергијски региони, догађаји који одговарају овим регионима у пластичном сцинтилаторном детектору су селектовани у експерименталном спектру и добијени су одговарајући спектри.

Из 2D коинцидентног спектра 2B2C у ком је приказана зависност догађаја HPGe детектора од догађаја пластичног сцинтилационог детектора, селектован је регион који одговара мионском пику и пројектован на осу HPGe детектора (y-оса) (Слика 7.66а)) и добијени спектар је приказан на Слици 7.66б). У спектру су слабо видљиве неутронске линије, једина значајна линија је неутронска линија на 595,9 keV. Селектујући регион у 2D коинцидентном спектру до мионског пика (одговара интервалу енергија (1,5–8) MeV) добијен је спектар приказан на Слици 7.67. У добијеном спектру значајније су видљиве неутронске линије обележене на приказаној слици. Селектујући ове регионе, може се закључити да сами космички миони врло мало доприносе интензитету неутронских линија, што је у складу са закључком добијеним и у симулацијама.

Да би се квантитативно проценио укупни ефективни ефикасни пресек за производњу неутрона у интеракцијама космичких миона са оловном заштитом за дату експерименталну поставку, анализиран је спектар са Сlike 7.66б), и линија на 595,9 keV. Линија на 595,9 keV је изабрана из разлога што је најинтензивнија линија у снимљеним спектрима, што је у складу са констатацијом добијеном у [8].



Слика 7.66 2D коинцидентни спектар догађаја HPGe детектора (y-оса) у зависности од догађаја пластичног сцинтилационог детектора (x-оса) и селекција мионског пика (а). Коинцидентни спектар HPGe детектора добијен пројекцијом селектованог региона (б). Тамносивот је означен регион неутронске линије на 595,9 keV, коришћен за процену ефикасног пресека за продукцију неутрона индукованих мионима у оловној заштити.

За одређивање ефикасног пресека коришћена је веза између интензитета одговарајуће спектралне линије I , ефикасног пресека σ_{eff} , флукса честица ϕ_μ и броја центара за интеракцију N :

$$\sigma_{eff} = \frac{I}{N \cdot \phi_{\mu}} \quad (7.1)$$

Број центара за интеракцију је добијен на следећи начин. Концентрација језгара, односно број језгара у јединици запремине, одговарајућег изотопа се може изразити као:

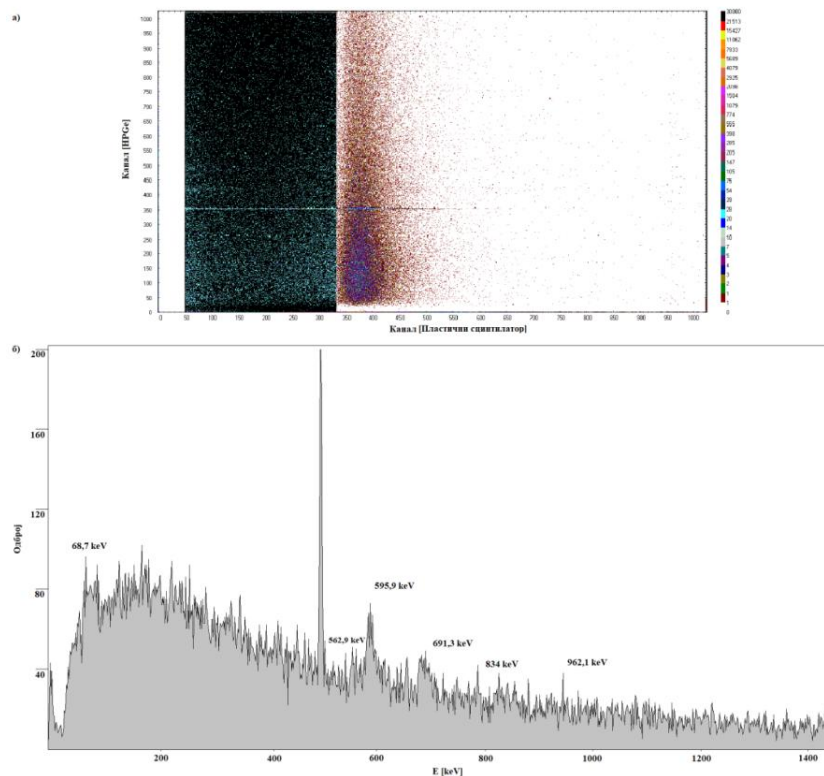
$$n = \rho \cdot \frac{N_A}{M} \quad (7.2)$$

где је ρ густина германијума и износи $5,323 \text{ g cm}^{-3}$, N_A је Авогадров број и износи $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, а M је моларна маса датог изотопа (масени број изотопа изражен у g mol^{-1}).

Број језгара изотопа германијума ^{74}Ge се добија када се концентрација језгара n помножи релативном заступљеношћу δ , која у овом случају износи 36,7%, и укупном активном запремином детектора V :

$$N = n \cdot \delta \cdot V \quad (7.3)$$

Уврштавањем бројних вредности, добија се број центара за интеракцију који одговара броју од $60,41 \cdot 10^{23}$ језгара. Флуks упадних миона је добијен из спектра пластичног сцинтилационог детектора који је радио у директном режиму и износио је $130 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

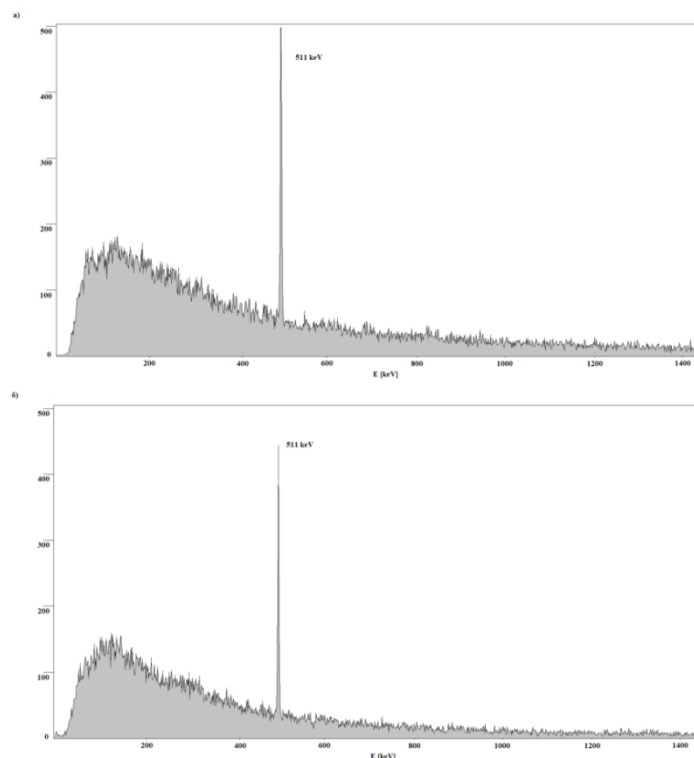


Слика 7.67 2D коинцидентни спектар догађаја HPGe детектора (y-оса) у зависности од догађаја пластичног сцинтилационог детектора (x-оса) и селекција региона до мионског тика (а). Коинцидентни спектар добијен пројекцијом селектованог региона (б). У спектру су означене на најизраженије неутронске линије.

Уврштавањем бројних вредности у релацију (7.1), добија се ефективни ефикасни пресек за производњу неутрона интеракцијом космичких миона са оловом од свега 3 mbarn . Треба нагласити да процењена вредност ефикасног пресека зависи од количине материјала у оловној заштити, као и од саме геометрије експерименталне

поставке. У случају других неутронских линија, вредност ефикасног пресека би била још мања, с обзиром да је одброј ових линија у коинцидентном спектру (Слика 7.66) врло мали. Имајући у виду вредност ефикасног пресека од неколико $mbarn$ и мањег германијумског кристала коришћеног у претходној анализи догађаја индукованих мионима, вероватноћа за интеракцију миона са оловном заштитом, а потом и неутрона са германијумским кристалом у случају детектора мале активне запремине је занемарљиво мала, што је резултовало изостанком неутронских линија у симулираним спектрима, као и slabим неутронским линијама у експерименталном спектру L детектора.

Како би се проценио допринос неутрона индукованих космичким мионима у оловној заштити интензитету неутронских линија у фонском спектру HPGe детектора, извршено је прикупљање експерименталног спектра у коинцидентном режиму при чему је оловна заштита изнад детектора (поклопац) уклоњена, а пластични сцинтилациони детектор постављен на исту висину, као и у претходној експерименталној поставци. У случају експерименталне поставке без оловног поклопаца, укупна маса оловне заштите је била 1 214 kg. Спектри добијени пројекцијом истих региона као на Слици 7.66 и 7.67 приказани су на Слици 7.68. У поређењу са спектром када је присутан оловни поклопац, интензитет анихилационе линије је готово дупло већи, као и интензитет региона до 1 MeV. Неутронске линије нису изражене у добијеним спектрима.



Слика 7.68 Коинцидентни спектри HPGe детектора са заштитом без оловног поклопаца добијени пројекцијом мионског пика (а) и региона до мионског пика (б) у 2D коинцидентном спектру.

Одсуство неутронских линија у прикупљеном коинцидентном спектру HPGe детектора у случају када је поклопац оловне заштите уклоњен (Слика 7.68) указује на чињеницу да се продукција неутрона од стране космичких миона

доминантно одиграва у масивном оловном поклопцу детекторске заштите. Наиме, одговарајући коинцидентни спектар показује присуство неутронима индукованих линија у случају када је оловни поклопац присутан изнад HPGe детектора (Слика 7.66).

7.3 Закључак

У овом поглављу представљени су резултати примењене коинцидентне методе за временску анализу нуклеарних процеса индукованих космичким мионима и неутронима у представљеном детекторском систему HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора. Анализирани су процеси који се јављају у детекторском систему HPGe детектора мале активне запремине и пластичног сцинтилатора димензија $0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m} \times 0,05 \text{ m}$ и HPGe детектора велике активне запремине и пластичног сцинтилатора пречника 20 cm. У оба случаја извршене су Монте Карло симулације детекторских система и резултати симулација су упоређени са експерименталним. Добра слагања коинцидентних спектра добијених у експерименту и у симулацијама потврђују ефикасност коришћених коинцидентних система. Коинцидентни интервал у симулацијама детекторских коинцидентних система износио је 50 μs , у циљу регистровања догађаја са значајним кашњењем, док је експериментални коинцидентни интервал у случају HPGe детектора велике активне запремине износио 5 μs , а у случају HPGe детектора мале активне запремине износио 10 μs , што је довело до извесне редукције брзине бројања у експерименталним коинцидентним спектрима у односу на симулиране спектре.

Временском селекцијом догађаја регистрованих HPGe детектором фонски догађаји који су резултат интеракције космичких миона и неутрона са детекторским системом се могу раздвојити у две групе—брзе (*prompt*) и споре (*delayed*), при чему брзим догађајима припадају директне интеракције миона и неутрона са детекторским системом, док се спорим догађајима могу приписати интеракције секундарних честица индукованих мионима и неутронима, што је у сагласности са резултатима публикованим у [3, 98]. У групи спорих догађаја, неутронске линије се могу приписати закаснелим догађајима у односу на секундарне честице доминантно индуковане мионима. Показано је да се одабиром одговарајућих региона у временској криви добијају спектри чији се интензитети догађаја могу значајно разликовати, те се на тај начин може селектовати регион у ком би догађаји од интереса били мање или више изражени. Неутронима индуковане линије, као и регион који потиче од узмака језгара, припадају закаснелим догађајима и значајније постају изражени у случају селекције региона након самог пика временске криве. С друге стране, селекцијом региона који одговарају брзим догађајима (почетак временске криве) и догађајима унутар самог пика временске криве, добијају се спектри у којима нискоенергијски континуум који потиче од узмака језгра након расејања неутрона и неутронима индуковане линије нису изражени.

У контексту доприноса неутронима индукованих линија и нискоенергијског континуума фонском коинцидентном спектру HPGe детектора, доказано је да детектор мале активне запремине има знатно мање ових догађаја, док се у детектору велике активне запремине ови догађаји не могу занемарити. Поређења ради, интензитет анихилационе линије у коинцидентном спектру HPGe детектора велике активне запремине је око 120 пута већи у односу на анихилациону линију у спектру HPGe детектора мале активне запремине. Надаље, извршене су Монте Карло симулације детекторског система HPGe детектора велике активне запремине и пластичног сцинтилатора пречника 20 cm у којима су анализирани доприноси миона и неутрона коинцидентном спектру HPGe детектора и пластичног сцинтилаторног детектора. Уочено је да је допринос мионима индукованих неутрона продукцији неутронских

линија и нискоенергијског континуума значајно мањи у поређењу са доприносом продукције ових догађаја директно индукованих космичким неутронима.

Извршена је и анализа електромагнетних и хадронских догађаја регистрованих у HPGe детектору на основу резултата Монте Карло симулација. Међу електромагнетним процесима, најбројнији су јонизација које врши миони, потом електрони, а затим и фотоелектрични ефекат, Комптонов ефекат и закочно зрачење електрона, који доприносе нискоенергијском континууму (доминантно региону до анихилационе линије). Међу хадронским процесима, најдоминантнија су нееластична расејања неутрона, као и еластична расејања хадрона која се претежно одвијају на изотопу германијума ^{74}Ge . У процесима нееластичног расејања неутрона и радиоактивног распада учествује велики број честица, излистаних у Табелама 7.10 и 7.14. Добијени догађаји су сви догађаји који су регистровани у HPGe детектору, без обзира на време одвијања и коинцидентни интервал од 50 μs , те се њихов допринос спектру може редуковати одабиром одговарајућег коинцидентног интервала, као и одговарајућих прагова на HPGe детектору.

ЗАКЉУЧЦИ И ПРАВЦИ ДАЉИХ ИСТРАЖИВАЊА

У оквиру дисертације приказани су резултати развијених и примењених коинцидентних метода са циљем анализе временских карактеристика нуклеарних процеса. Експерименталне поставке су симулиране коришћењем софтверског пакета *Geant4*, базираног на Монте Карло симулацијама, у циљу валидације ефикасности развијених коинцидентних система, као и спровођења додатних анализа процеса који се одвијају у представљеним коинцидентним системима. Коинцидентне методе развијене у оквиру спроведених студија се заснивају на системима који се састоје од HPGe детектора и пластичног сцинтилационог детектора, при чему су подаци прикупљани мултипараметарским системом.

Први део дисертације и примене коинцидентне методе односи се на анализу варијација интензитета космичког зрачења посредством нискоенергијских фотона. Већина досадашњих експеримената који се баве варијацијама интензитета космичког зрачења базирана је на детекцији мионског флукса, или на детекцији космичких неутрона. Примењена метода укључује детекцију нискоенергијских фотона космичког порекла, која поред анализе временских варијација интензитета космичког зрачења, омогућава и анализе могућих периодичних понашања и појединачних аперидичних догађаја. Показано је да се селекцијом одређених региона у прикупљеним спектрима омогућава бољи увид у понашање енергијских региона, који је значајан пре свега за анализу фонских догађаја при детекцији догађаја са малом вероватноћом одвијања. Извршена је и анализа периодичности понашања космичког зрачења, као и детекције потенцијалних аперидичних догађаја. У циљу валидације коришћеног експерименталног система, извршене су Монте Карло симулације. Добра слагања експерименталног и симулираног спектра потврдила су ефикасност развијеног коинцидентног система. У оквиру времена аквизиције података у трајању од 42 дана, нису нађени статистички значајни аперидични догађаји (сем једног догађаја који наликује Форбуш ефекту), нити значајна периодичност анализираних података.

Циљ студије је био представљање методе корисне за истраживања фонских варијација интензитета нискоенергијских фотона, чији утицај на енергијске регионе од интереса не може бити занемарен у случају експеримената који трагају за ретким догађајима, или потенцијалним малим девијацијама закона радиоактивног распада. Стога, аквизиција података о фонским догађајима и анализа која је приказана у овој студији би требало да буду предуслов који би морао да буде испуњен при извођењу свих будућих експеримената чији је циљ детекција догађаја са малом вероватноћом одигравања и њихових потенцијалних варијација.

Други део експеримента односио се на анализу флукуација константе распада радиоизотопа ^{22}Na . Пратећи актуелну област нуклеарне физике и астрофизике, развијен је коинцидентни систем који се базирао на HPGe детектору и пластичном сцинтилаторном детектору, при чему су временски праћени одброји анихилационе линије, која настаје као резултат анихилације позитрона добијеног β^+ -распадом испитиваног радиоизотопа. За разлику од осталих експеримената, представљених у доступној литератури, који су истраживали флукуације константе распада, овај експеримент је био специјално дизајниран и посвећен праћењу временских флукуација константе распада. Посебна пажња је посвећена анализи фонских догађаја у коинцидентном спектру, како би се искључио евентуални допринос варијација интензитета космичког зрачења на анализирану анихилациону линију. Додатно су праћени спољашњи параметри (атмосферска температура, притисак и релативна влажност), као и

стабилност извора високог напона, како би се елиминисао потенцијални утицај и ових фактора на експерименталне резултате. Извршено је поређење експерименталног коинцидентног спектра са спектром добијеним Монте Карло симулацијама, при чему су добијена веома добра слагања. Примењена Ломб-Скаргл анализа на експерименталним подацима није открила периодично понашање, тј. значајне фреквенције на нивоу поверења од $\alpha=0,005$ константе распада ^{22}Na . Одсуство детекције флукуација у великој мери доприноси резултатима осталих научно-истраживачких група у оквиру ове, још увек актуелне, тематике у научној заједници. У одсуству теорије која би узела у обзир пријављене варијације у константама распада за бројне друге радиоизотопе, резултат добијен у овој студији не би требало непосредно генерализовати, тј. узети као негацију варијација константе распада уочених код других радиоизотопа.

Уочавање дуготрајних временских варијација интензитета космичког зрачења или флукуација константе распада би захтевало знатно дужа времена аквизиције података (дужа од времена аквизиције у представљеним експериментима, која су износила ≈ 35 дана) развијеним коинцидентним методама. На пример, да би се училе годишње модуларације космичког зрачења у интензитету фотона индукованих космичким зрачењем представљеном експерименталном поставком базираном на коинцидентном детектовању догађаја, процењено је да би, за време аквизиције од 2 године, експеримент достигао осетљивост од $\sim 2\%$ варијација података усредњених на 24 h у случају анализе региона нискоенергијских фотона (10 keV–1 220 keV).

Трећи део студије садржи примену коинцидентне методе за временску анализу нуклеарних процеса, како у HPGe детектору мале активне запремине, тако и у HPGe детектору велике активне запремине. Експериментално добијена временска крива је по први пут упоређена са временском кривом добијеном у симулацијама. Детаљном селекцијом различитих региона показано је да се интензитети одређених региона од интереса значајно мењају са променом временских интервала, те се одговарајућим одабиром коинцидентних интервала може постићи значајније истицање енергијских региона или линија од интереса у коинцидентном режиму рада детектору, или пак одбацивање фонских догађаја индукованих космичким мионима и неутронима у антикоинцидентном режиму рада. Показано је да је анализу временске криве добијене како у експерименту, тако и у симулацијама корисно спровести приликом дефинисања коинцидентних интервала детектора, како би се на што бољи начин смањило допринос нежељених фонских догађаја у добијеним спектрима.

Селекцијом различитих региона временске криве добијене у симулацијама, извршена је детаљна анализа временског одигравања фонских догађаја индукованих космичким мионима и неутронима у непосредној околини детекторског система. На основу симулационих резултата, закључено је да се фонски догађаји у коинцидентном спектру HPGe детектора могу раздвојити у две велике групе догађаја–брзе (*delayed*) и споре (*prompt*), што је у сагласности са експерименталним резултатом добијеним у [3, 98]. У брзе догађаје сврставају се догађаји који су резултат директне интеракције миона са коинцидентним системом, као и догађаји који доприносе нискоенергијском делу, а који могу настати услед интеракције миона са оловном заштитом (без првобитне интеракције са пластичним сцинтилационим детектором). Пик директне депозиције енергије миона се појављује у временским интервалима који одговарају почетку пика временске криве, односно брзим догађајима, а припадају високоенергијском делу спектра. Анихилациона линија се појављује у групи догађаја који се налазе на почетку и крају пика временске криве, док сам пик временске криве карактерише одсуство анихилационе линије. Овакво понашање анихилационе линије указује на два механизма настајања–брзи догађаји који индукују анихилациону линију су резултат анихилације

позитрона насталих у електромагнетним каскадама продукованих мионима и неутронима у материјалима у околини детекторског система, док су спорији догађаји резултат анихилације позитрона који настају након распада претходно заустављених позитивних миона [3, 98].

У споре догађаје се сврставају догађаји индуковани секундарним честицама произведених интеракцијама космичких миона, као и неутрона са детекторским системом. Анализом временске криве добијене у симулацијама, закључено је да су неутронске линије и нискоенергијски континуум до 100 keV, у спектру HPGe детектора, закаснили догађаји у групи спорих догађаја. Детаљном анализом региона који одговарају селекцији закаснилих догађаја, добијене су значајније изражене неутронске линије, при чему се испоставља да су у одговарајућем региону, анихилациона линија, као и пик директно депоноване енергије миона, слабо изражени. Истовремено се уочава значајно повећање одброја континуума највећим делом услед појаве компоненте нискоенергијског дела спектра до 100 keV.

На основу Монте Карло симулација, процењен је удео неутронске компоненте у коинцидентном спектру HPGe детектора, као и у директном спектру пластичног сцинтилационог детектора. Симулацијама је утврђено да у нискоенергијском континууму спектра пластичног сцинтилационог детектора (0,5–5,0 MeV) релативни допринос неутронске компоненте у односу на мионску износи $\approx 10\%$. Међутим, иако мали, овај допринос се може манифестовати у HPGe детектору доминантно преко продукције неутронима индукованих линија, што је и видљиво када се прикаже коинцидентни спектар HPGe детектора који одговара коинцидентном делу спектра пластичног сцинтилационог детектора испод 5 MeV. Дакле, неутронским линијама, које су резултат преваходно нееластичног расејања неутрона на кристалу германијума и језгрима олова у пасивној заштити HPGe детектора, доминантно доприносе сами космички неутрони, док је укупни процењени ефективни ефикасни пресек за производњу неутрона интеракцијом космичких миона непосредно у оловној заштити детектора веома мали (реда величине 1 mbarn).

Детаљном анализом различитих региона временске криве добијене у симулацијама, закључено је да се неутронима индуковани догађаји, који су последица узмака језгра и махом припадају енергијском региону до 100 keV у спектру HPGe детектора, у постављеној геометрији детекторског система, налазе у временском региону $>10 \mu\text{s}$. У укупном спектру HPGe детектора добијеном у симулацијама, удео неутронске компоненте у овом региону енергија је $\approx 88\%$. У експериментима који трагају за хипотетичким честицама тамне материје (*WIMP*-овима), очекивани сигнали су управо у овом региону енергија, те је у оваквим експериментима значајно извршити одбацивање догађаја индукованих неутронима, који би могли да маскирају или имитирају очекиване сигнале.

На основу резултата Монте Карло симулација, извршена је анализа електромагнетних и хадронских процеса детектованих HPGe детектором велике активне запремине. Разноврсност и бројност догађаја указују на комплексност процеса који доприносе фонском спектру HPGe детектора у коинцидентном режиму рада. Међу електромагнетним процесима, најбројнији су јонизација које врши миони, потом електрони, а затим и фотоелектрични ефекат, Комптонов ефекат и заочно зрачење електрона, који доприносе нискоенергијском континууму (доминантно у региону до анихилационе линије). Међу хадронским процесима, најдоминатнија су нееластична расејања неутрона, као и еластична расејања хадрона која се највише одвијају на изотопу германијума ^{74}Ge .

Представљене коинцидентне методе, специјално развијене и дизајниране за извођење специфичних експеримената описаних у оквиру ове дисертације, указују на

широке могућности примене у експериментима чији је циљ истраживање ретких нуклеарних процеса, односно процеса са малом вероватноћом одигравања. Даљи правци истраживања, утемељени на представљеним резултатима, могу укључивати детекцију аperiодичних догађаја који су резултат активности Сунца (попут Форбуш ефекта), затим анализе флукуација константе распада других радиоизотопа или потрагу за честицама тамне материје (*WIMP*-овима). Развијањем Монте Карло симулација отворен је пут за даље студије фонских догађаја индукованих космичким зрачењем у спектрима HPGe детектора. Монте Карло симулације су се показале као користан алат приликом планирања експеримената, чија цена извођења, комплексност система или захтев за ниским одбројем фонских догађаја представљају ограничавајуће факторе, стога није једноставно понављање и поновно скупљање резултата, те се резултати симулација могу употребити, како у циљу одабира материјала пасивне заштите, тако и у одабиру коинцидентних интервала у случају коришћења активне заштите. У контексту развијања пасивне заштите детектора, могућа су даља истраживања која би за циљ имала одређивање ефикасног пресека за продукцију неутрона од стране космичких миона у различитим материјалима, са циљем одабира материјала и оптималне дебљине која би довела до додатне редуције броја фонских догађаја, првенствено у нискоенергијском делу спектра. Анализом резултата добијених у симулацијама, закључено је да се једино на основу симулационих резултата може извршити раздвајање догађаја према врсти честица које су довеле до одговарајућег догађаја и на тај начин се може извршити добијање одговарајућих спектра које одговарају жељеним компонентама, што отвара могућности за даља истраживања и усавршавања у овој области.

ПРИЛОЗИ

Примери задавања генерисања догађаја и конструкције објеката у Geant4 симулационом софтверском пакету

ПРИЛОГ 1

Интеракције космичких миона са коинцидентним системом пластични сцинтилациони детектор–планарни HPGe детектор (верзија 10.2)

* Задавање генерисања космичких миона из квадратне површине 0,25 m× 0,25 m у .mac фајлу (CRY база података)

```
/control/verbose 1
/run/initialize
/process/em/deexcitation World true true true
/process/em/fluor true
/process/em/auger true
/process/em/pixe true
/CRY/input returnMuons 1
/CRY/input returnNeutrons 0
/CRY/input returnProtons 0
/CRY/input returnGammas 0
/CRY/input returnElectrons 0
/CRY/input returnPositrons 0
/CRY/input date 7-1-2012
/CRY/input latitude 45.0
/CRY/input altitude 0
/CRY/input subboxLength 0.25*m
/CRY/update
/run/printProgress 100
/tracking/verbose 0
/event/verbose 0
/run/beamOn 5000000
```

* Конструкција планарног HPGe детектора у *DetectorConstruction.cc*

```
//Planarni detector
GeCrystalRadius = 40 * mm; GeCrystalHeight = 35 * mm;
CrystalRoundingRadius = 6.0*mm;
TopInactiveGeLayerThick = 0.001*mm; InactiveGeLayerThick = 0.5*mm;
```

```

    HoleRadius = 8 * mm;    HoleDepth = 15 * mm;    CoreInactiveGeThick =
0.3*micrometer;

    CanOuterRadius = 51.0*mm;    CanFrontInnerRadius = 41.5*mm;
    CanThick = 1.5*mm;
    WindowSupportInnerRadius=CanFrontInnerRadius-5*mm;    WindowSupportThick =
0.5*mm;    WindowThick = 0.6*mm;
    WindowMaterial = cfrp;
    VacuumFrontHeight = 6.0*mm - CanThick;
    HousingMaterial = Copper;
    HousingThick = 0.533333*mm;    HousingInnerRadius = GeCrystalRadius + 1 * mm;
HousingHeight = 125 * mm;
    HousingOuterRadius = HousingInnerRadius + HousingThick;
    HousingRingInnerRadius = HousingOuterRadius; HousingRingOuterRadius =
HousingRingInnerRadius + 2 * mm;
    HousingRingHeight = 8.6*mm;
    HousingRing1Z = 1 * mm;    HousingRing2Z = HousingRing1Z + HousingRingHeight +
19 * mm;
    HousingBottomHeight = 3.2*mm;    HousingBottomInnerRadius = 5 * mm;
    ProtectiveCapThick = 2 * mm;    ProtectiveCapFrontZ = -ProtectiveCapThick - 2 *
mm;
    PlatformThick = 0 * mm;    PlatformFrontZ = ProtectiveCapFrontZ;

```

* Дефинисање коинцидентног временског интервала и енергијских прагова на target-у и планарном HPGe детектору у *EventAction.cc*

```

const G4double TimeWindow (1*microsecond);
//threshold in target and detector:
const G4double Threshold1(10*keV), Threshold2(10*keV);

```

ПРИЛОГ 2

Радиоактивни распад ^{22}Na анализиран коинцидентним системом пластични сцинтилациони детектора–планарни HPGe детектор (верзија 10.2)

* Задавање радиоактивног распада и позиционирање тачкастог извора у .mac фајлу

```

/control/verbose 2
/run/verbose 2
/run/initialize
/process/list
/gps/position 0 0 -40 mm
/gps/particle ion
/gps/ion 11 22
/gps/energy 0 keV

```



```

/run/printProgress 1000
/tracking/verbose 0
/run/beamOn 5000000

```

*** Избор типа радиоактивног извора—тачкасти извор у *DetectorConstruction.cc***

```

SourceCode="P"; // <---Select source here, P-point,C-cylinder,M-Marinelli
if(SourceCode=="P") //POINT SOURCE VIRTUAL
{ContainerCode="Point"; SourceX=+(0*mm); SourceY=-(0*mm); SourceZ=-50*mm ;

```

(у *GPS—General Particle Source* грани, позиционирање извора има приоритет преко .mac фајла)

*** Дефинисање *Cu*-анихилатора у виду два диска између којих се позиционира тачкасти извор**

****Cu* апсорбер 1**

```

G4Tubs* solidCylAbsorber = new
G4Tubs("solidCylAbsorber",0*mm,12.5*mm,0.1*mm,0.0*deg,360.0*deg);
G4LogicalVolume* logicalCylAbsorber = new G4LogicalVolume(solidCylAbsorber,
Copper,"logicalCylAbsorber",0,0,0);
logicalCylAbsorber-
>SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0.9,0.9,0.8)));
G4VPhysicalVolume* physicalCylAbsorber=
new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0*mm,0,-
41*mm),logicalCylAbsorber,"physicalCylAbsorber",logicalWorld,false,0);

```

****Cu* апсорбер 2**

```

G4Tubs* solidCylAbsorber1 = new G4Tubs("solidCylAbsorber1", 0 * mm, 12.5*mm,
0.1*mm, 0.0*deg, 360.0*deg);
G4LogicalVolume* logicalCylAbsorber1 = new
G4LogicalVolume(solidCylAbsorber1, Copper, "logicalCylAbsorber1", 0, 0, 0);
logicalCylAbsorber1->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0.9, 0.9,
0.8)));
G4VPhysicalVolume* physicalCylAbsorber1 =
new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0 * mm, 0,
-39 * mm), logicalCylAbsorber1, "physicalCylAbsorber1", logicalWorld, false, 0);

```

ПРИЛОГ 3

Интеракције миона који поседују Гаусову енергијску и угаону расподелу са коинцидентним системом пластични сцинтилациони детектор—*GMX* детектор (верзија 4.9.5)

*** Дефинисање угаоне и енергијске дистрибуције миона који се генеришу из квадратне површине димензија $0,5\text{ m} \times 0,5\text{ m}$**

```

/control/verbose 1
/exrdm/phys/SelectPhysics Hadron
/exrdm/phys/setCuts 1 um
/run/initialize

```

```

/grdm/allVolumes
/grdm/verbose 0
/process/em/deexcitation World true true true
/process/em/fluor true
/process/em/auger true
/process/em/pixe true
/tracking/verbose 0
/tracking/storeTrajectory 1
/gps/pos/type Plane
/gps/pos/shape Square
/gps/pos/halfx 25.0 cm      #polovina dužine stranice
/gps/pos/halfy 25.0 cm      #polovina dužine stranice
/gps/pos/centre 0. 0. -1795 mm
/gps/ang/type beam1d      #generated directions have a spread around the
negative Z axis
/gps/ang/sigma_r 20 deg    #degree spread around the negative Z axis
/gps/ang/rot1 -1 0 0      #aligns the direction coordinate system so that it's
negative
/gps/ang/rot2 0 1 0      Z axis points along the global Z axis
/gps/particle mu-
/gps/ene/type Gauss
/gps/ene/mono 2 GeV
/gps/ene/sigma 1 GeV
/run/beamOn 1500000

```

* Дефинисање пластичног сцинтилационог детектора димензија $0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m} \times 0,05 \text{ m}$

```

// TARGET B O X
TargetMater = mat->FindOrBuildMaterial("G4_POLYSTYRENE");
G4ThreeVector positionTarget = G4ThreeVector(0.,0.,-177*cm);
        solidTarget=new
G4Box("Target",25*cm,25*cm,2.5*cm); //polovine stranica i poluvisina
        logicTarget=new
G4LogicalVolume(solidTarget,TargetMater,"Target",0,0,0);

        physiTarget=new
G4PVPlacement(0,positionTarget,logicTarget,"Target",logicWorld,false,0);

```

ПРИЛОГ 4

Интеракције космичких миона и неутрона са коицидентним системом пластични сцинтилациони детектор–HPGe детектор велике запремине (верзија 4.9.5)

* Генерисање космичких миона и неутрона из квадратне површине 0,25 m x 0,25 m (CRY база података)

```

/exrdm/phys/SelectPhysics Hadron
/run/initialize
/process/em/deexcitation World true true true
/process/em/fluor true
/process/em/aufer true
/process/em/pixe true
/CRY/input returnMuons 1
/CRY/input returnNeutrons 1
/CRY/input returnProtons 0
/CRY/input returnElectrons 0
/CRY/input returnPositrons 0
/CRY/input returnGammas 0
/CRY/input returnPions 0
/CRY/input returnKaons 0
/CRY/input date 7-1-2012
/CRY/input latitude 45.0
/CRY/input altitude 0
/CRY/input subboxLength 0.25
/CRY/update
/run/beamOn 1000000

```

* Дефинисање пластичног сцинтилационог детектора пречника 20 cm и дебљине 5 cm

```

// TARGET P O L Y C O N E
TargetMater = mat->FindOrBuildMaterial("G4_POLYSTYRENE");
G4ThreeVector positionTarget = G4ThreeVector(0.,0.,-26.5*cm);
G4double PbzSteps=2;
G4double PbzPlane[2]={0.0*cm, -5.0*cm}; // <----- z-pozicije zadate
2 ravni , u odnosu na z=0.
G4double Pbr[2]={0*cm, 0*cm}; // untrasnji poluprecnici na 2 ravni
G4double Pbr[2]={10*cm, 10*cm}; // spoljni poluprecnici na 2 ravni
solidTarget=new
G4Polycone("Target",0*deg,360*deg,PbzSteps,PbzPlane,Pbr,Pbr);
logicTarget =new G4LogicalVolume(solidTarget,TargetMater,"Target",0,0,0);
physiTarget = new
G4PVPlacement(0,positionTarget,logicTarget,"Target",logicWorld,false,0);

```

РЕФЕРЕНЦЕ

-
- [1] R. Schlickeiser, *Cosmic Ray Astrophysics*, Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2003.
- [2] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2005.
- [3] K. Bikit, *Promene nuklearnih spektara pod dejstvom kosmičkog zračenja*. Doktorska disertacija, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad, Republika Srbija, 2015.
- [4] S. Mollerach, E. Roulet, *Progress in high-energy cosmic ray physics*, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 98, p. 85–118, 2018. doi.org/10.1016/j.pnnp.2017.10.002.
- [5] C. Patrignani, et al., *Particle data group*, *Chin. Phys. C*. vol. 40, No. 10, p. 100001, 2016. 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [6] A. Kamal, *Particle Physics*, Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2014.
- [7] L. V. Volkova, *Bremsstrahlung Photons from Cosmic Ray Muons of High and Ultrahigh Energies*, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics*, vol. 75, No. 3, p. 405–407, 2011. doi.org/10.3103/S1062873811030476.
- [8] Н. Јованчевић, *Анализа неутронима генерисане активности у нискофонским гама спектроскопским системима*. Докторска дисертација, Нови Сад: Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Нови Сад, Република Србија, 2010.
- [9] T. P. Gorringer, D. W. Hertzog, *Precision Muon Physics*, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 84, p. 73–123, 2015. doi.org/10.1016/j.pnnp.2015.06.001.
- [10] J. M. Carmona, et al., *Neutron background at the Canfranc Underground Laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment*, *Astroparticle Physics*, vol. 21, No. 5, p. 523–533, 2004. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.04.002.
- [11] P. Shukla, S. Sankrith, *Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth*. *International Journal of Modern Physics A*, vol. 33, No. 30, p. 1850175, 2018. doi.org/10.1142/S0217751X18501750.
- [12] B. Heinsinger, et al., *Production of selected cosmogenic radionuclides by muons*, *Earth and Planetary*, vol. 200, No. 3–4, p. 345–355, 2002. doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00641-6.
- [13] Budapest Neutron Centre. [Online]. Доступно на: https://www.bnc.hu/?q=radiative_neutron_capture. [приступљено 15.03.2020].
- [14] K. S. Krane, D. Halliday, *Introductory Nuclear Physics*, vol. 465. New York: Wiley, 1988.
- [15] D. Mrđa, *Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara*, Doktorska disertacija, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad, Republika Srbija, 2007.
- [16] P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth, Researcher's Reference Manual and Data Book*, Amsterdam: Elsevier, 2001.
- [17] S. E. Forbush, *Cosmic-ray intensity variations during two solar cycles*, *Journal of Geophysical Research*, vol. 63, No. 4, p. 651–669, 1958. doi.org/10.1029/JZ063i004p00651.

- [18] S. E. Forbush, On World-Wide Changes in Cosmic-Ray Intensity, *Physics Review*, vol. 54, No. 12, p. 975, 1938. doi.org/10.1103/PhysRev.54.975.
- [19] I. Angelov, E. Malamova, J. Stamenov, The Forbush decrease after the GLE on 13 December 2006 detected by the muon telescope at BEO-Moussala, *Advances in Space Research*, vol. 43, p. 504–508, 2009. doi.org/10.1016/j.asr.2008.08.002.
- [20] V. L. Yanchukovsky, G. Ya. Filimonov, R. Z. Hisamov, Atmospheric Variations in Muon Intensity for Different Zenith Angles, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 71, No. 7, p. 1038–1040, 2007. DOI: 10.3103/S106287380707043X.
- [21] M. Savić, Pressure and temperature effect corrections of atmospheric muon data in the Belgrade cosmic ray station, *Journal of Physics: Conference Series* 632 012059, 2015. doi:10.1088/1742-6596/632/1/012059.
- [22] K. P. Arunbabu et al., 2017, Dependence of the muon intensity on the atmospheric temperature measured by the GRAPES-3 experiment, *Astroparticle Physics*, vol. 94, p. 22–28, 2017. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2017.07.002.
- [23] R. Agnese, et al. (SuperCDMS Collaboration), Search for Low-Mass WIMPs with Super CDMS, 2014. arXiv:1402.7137.
- [24] D. S. Akerib, et al. (LUX Collaboration), Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure, 2017. arXiv:1608.07648.
- [25] C. Amole, et al. (PICO Collaboration), Dark Matter Search Results from the PICO-60 C3F8 Bubble Chamber, 2017. arXiv:1702.07666.
- [26] E. Aprile, et al. (XENON Collaboration), Dark Matter Search Results from a One Tonne Year Exposure of XENON1T, 2018. arXiv:1805.12562.
- [27] V. A. Ditlov, Track theory and nuclear photographic emulsions for Dark Matter searches, *Radiation Measurements*, vol. 50, p. 7–15, 2013. doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.11.016.
- [28] P. S. Cooper, Searching for modifications to the exponential radioactive decay law with the Cassini spacecraft, *Astroparticle Physics*, vol. 31, p. 267–269, 2009. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.02.005.
- [29] J. H. Jenkins, et al., Evidence of correlations between nuclear decay rates and Earth-Sun distance, *Astroparticle Physics*, vol. 32, p. 42–46. 2009. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.05.004.
- [30] D. P. Veprev, V. I. Muromstev, Evidence of solar influence on the tritium decay rate, *Astroparticle Physics*, vol. 36, p. 26–30. 2012. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.04.012.
- [31] W. D. Apel, The KASCADE-Grande experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 620, p. 202–216, 2010. doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.147.
- [32] W. D. Apel, The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande, *Astroparticle Physics*, vol. 36, p. 183–194, 2012. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.023.
- [33] A. Chiavassa, et al., KASCADE-Grande experiment measurements of the cosmic-ray spectrum and large scale anisotropy, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 279–281, p. 56-62, 2016. doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2016.10.009.

- [34] M. A. Darzi, et al., Cosmic ray modulation studies with Lead-Free Gulgarg Neutron Monitor, *Astroparticle Physics*, vol. 54, p. 81–85, 2014. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.11.010.
- [35] M. V. Alania, et al., Features of 27-day variations of galactic cosmic rays and of Solar activity, *Advances in Space Research*, vol. 23, p. 471–474, 1999.
- [36] D. D. Angelo, Seasonal modulation in the Borexino cosmic muon signal, 32nd international cosmic ray conference, Beijing, 2011.
- [37] G. Bellini, et al., Cosmic-muon flux and annual modulation in Borexino at 3800 m water-equivalent depth, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 05, 2012. doi:10.1088/1475-7516/2012/05/015.
- [38] A. V. Belov, et al., The spectrum of cosmic ray variations during the 19th–22nd Solar cycles, *Radiation Measurements*, vol. 26, p. 471–475, 1996.
- [39] A. Bhaskar, et al., A study of secondary cosmic ray flux variation during the annular eclipse of 15 January 2010 at Rameswaram, India, *Astroparticle Physics*, vol. 35, p. 223–229, 2011. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.08.003.
- [40] M. Крмар, Увод у нуклеарну физику, Нови Сад: Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, 2013.
- [41] D. Mrđa, I. Bikit, *Osnove fizike čestica i nuklearne fizike*, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, 2016.
- [42] L. Marinkov, *Osnovi nuklearne fizike*, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, 1976.
- [43] MIT, Lecture Notes, Chapture 7, Radioactive Decay, Part II. [Online]. Доступно на: https://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-02-introduction-to-applied-nuclear-physics-spring-2012/lecture-notes/MIT22_02S12_lec_ch7.pdf, [приступљено 15.03.2020].
- [44] J. L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, *Fundamentals in Nuclear Physics, From Nuclear Structure to Cosmology*, Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2005.
- [45] S. Pommé, et al., Is decay constant?, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 134, p. 6–12, 2018. doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.09.002.
- [46] T. M. Semkow, *Exponential Decay Law and Nuclear Statistics, Applies Modeling and Computations in Nuclear Science*, American Chemical Society, Chapter 4, p. 42–56, 2006. DOI: 10.1021/bk-2007-0945.ch004.
- [47] S. Pommé, The uncertainty of the half-life, *Metrologia*, vol. 52, p. S51–S65, 2015. doi:10.1088/0026-1394/52/3/S51.
- [48] E. Fischbach, et al., Time-Dependent Nuclear Decay Parameters: New Evidence for New Forces?, *Space Science Review*, vol. 145, p. 285–335, 2009. DOI 10.1007/s11214-009-9518-5.
- [49] G. T. Emery, Perturbation of Nuclear Decay Rates, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 22, p. 165–202, 1972. doi.org/10.1146/annurev.ns.22.120172.001121.
- [50] E. B. Norman, et al., Evidence against correlations between nuclear decay rates and Earth–Sun distance, *Astroparticle Physics*, vol. 31, p. 135–137, 2009. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.12.004.

[51] N. J. Stone, et al., On the absence of appreciable half-life changes in alpha emitters cooled in metals to 1 Kelvin and below, *Nuclear Physics A*, vol. 793, p. 1–19, 2007. Doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.06.003.

[52] S. Pommé, et al., Evidence against solar influence on nuclear decay constants, *Physics Letters B*, vol. 761, p. 281–286, 2016. doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.038.

[53] M. P. Silverman, Search for anomalies in the decay of radioactive Mn-54, *Europhysics Letters*, vol. 114, p. 62001, 2016. doi: 10.1209/0295-5075/114/62001.

[54] D. Falkenberg, Radioactive decay caused by neutrinos?, *Aperion*, vol. 8, No. 2, p. 32–45, 2001.

[55] J. H. Jenkins, et al., Evidence of correlations between nuclear decay rates and Earth–Sun distance, *Astroparticle Physics*, vol. 32, p. 42–46, 2009. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.12.004.

[56] G. Cocco, G. Mangano, M. Messina, Probing low energy neutrino backgrounds with neutrino capture on beta decaying nuclei, *Journal of Physics: Conference Series* 110, 2008.

[57] J. A. Borrelo, A. Wuosmaa, M. Watts, Non-dependence of nuclear decay rates of ^{123}I and $^{99\text{m}}\text{Tc}$ on Earth-Sun distance, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 132, p. 189–194, 2018. doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.12.006.

[58] J. H. Jenkins, E. Fischbach, Perturbation of nuclear decay rates during the solar flare of 2006 December 13, *Astroparticle Physics*, vol. 31, p. 407–411, 2009. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.04.005.

[59] P. A. Sturrock, et al., Analysis of gamma radiation from a radon source: indications of a solar influence, *Astroparticle Physics*, vol. 36, p. 18–25, 2012. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.04.009.

[60] T. Moshinally, et al., Evidence for correlations between fluctuations in ^{54}Mn decay rates and solar storms, *Astroparticle Physics*, vol. 78, p. 29–37, 2016. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2015.10.007.

[61] E. Belloti, et al., Search for correlations between solar flares and decay rate of radioactive nuclei, *Physics Letters B*, vol. 720, p. 116–119, 2013. doi.org/10.1016/j.physletb.2013.02.002.

[62] E. Belloti, et al., Search for time modulations in the decay rate of ^{40}K and ^{232}Th , *Astroparticle Physics*, vol. 6, p. 82–87, 2015. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.05.006.

[63] K. Bikit, et al., Reinvestigation of the irregularities in the ^3H decay, *Astroparticle Physics*, vol. 47 p. 38–44, 2013. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.05.013.

[64] S. Pommé, et al., A reply to the rebuttal by sturrock et al., *Astroparticle Physics*, vol. 107, p. 22–25, 2018. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.11.005.

[65] V. E. Barnes, et al., Upper limits on perturbations of nuclear decay rates induced by reactor electron antineutrinos, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 149, p. 182–199, 2019. doi.org/10.1016/j.apradiso.2019.01.027.

[66] R. J. de Meijer, M. Blaauw, F.D.Smit, No evidence for antineutrinos significantly influencing exponential β^+ decay, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 69, p. 320–326, 2011. doi.org/10.1016/j.apradiso.2010.08.002.

[67] P. A. Sturrock et al., Comparative study of beta-decay data for eight nuclides measured at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt, *Astroparticle Physics*, vol. 59, p. 47–58, 2014. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.04.006.

[68] D. P. Veprev, V.I. Muromtsev, Evidence of solar influence on the tritium decay rate, *Astroparticle Physics*, vol. 36, p. 26–30, 2012. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.04.012.

[69] M. P. Silverman, W. Strange, Search for correlated fluctuations in the β^+ decay of Na-22, *Europhysics Letters*, vol. 87, p. 32001, 2009. doi: 10.1209/0295-5075/87/32001.

[70] Т. Немеш, Апсолутно одређивање активности гама емитера помоћу једног детектора. Докторска дисертација, Нови Сад: Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Нови Сад, 2015.

[71] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment—A How-To Approach*, Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 1994.

[72] C. Pease: An Overview of Monte Carlo Methods. [Online]. Доступно на: <https://towardsdatascience.com/an-overview-of-monte-carlo-methods-675384eb1694>, [приступљено 15.06.2020].

[73] И. Станковић, Монте-Карло симулације утицаја матрице узорка на ефикасност детекције HPGe детектора. Мастер рад, Нови Сад: Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Нови Сад, Република Србија, 2014.

[74] Geant4 Collaboration: Geant4 A Simulation Toolkit, User Support. [Online]. Доступно на: <https://geant4.web.cern.ch/support>, [приступљено 10.06.2018].

[75] S. Agostinelli, et al., Geant4—a simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 506, p. 250–303, 2003. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[76] J. Allison, et al., Recent developments in GEANT4, *Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 835, p. 186–225, 2016. doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125.

[77] J. Apostolakis, et al., Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and mediumenergy applications, *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 78, p. 859–873, 2009. 10.1016/j.radphyschem.2009.04.026.

[78] Д. Кнежевић, Компаративна анализа симулиране и ексерименталне ефикасности германијумског детектора, Мастер рад, Нови Сад: Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Нови Сад, Република Србија, 2012.

[79] Chris Haggmann et al., *Cosmic-ray Shower Library (CRY)* Lawrence Livermore National Laboratory, 2012.

[80] Chris Haggmann et al., *Monte Carlo Simulation of Proton-induced Cosmic-ray Cascades in the Atmosphere* Lawrence Livermore National Laboratory, 2012.

[81] I. Bikit, et al., Production of X-rays by cosmic-ray muons in heavily shielded gamma-ray spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. vol. 606, p. 495-500, 2009. doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.153.

[82] D. R. Jokovic, et al., Monte Carlo simulations of the response of a plastic scintillator and an HPGe spectrometer in coincidence, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 67, p. 719–722, 2009. doi.org/10.1016/j.apr.

- [83] R. Breier, P. P. Povinec, Simulation of background characteristics of low-level gamma-ray spectrometers using Monte Carlo method, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 68, p. 1231–1235, 2010. doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.11.010.
- [84] N. Quoc Hung, V. Hong Hai, M. Nomachi, Investigation of cosmic-ray induced background of Germanium gamma spectrometer using GEANT4 simulation, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 121, p. 87–90, 2017. doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.047.
- [85] J. M. Puzovic, I. V. Anicin, Production of positron annihilation radiation by cosmic-rays near sea level, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 480, p. 565–570. 2002. doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01224-4.
- [86] G. Heusser, Cosmic ray interaction study with low-level Ge-spectrometry, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 369, p. 539–543, 1996. doi.org/10.1016/S0168-9002(96)80046-5.
- [87] D. Mrda, et al., First tests of the active shield for a gamma ray spectrometer. *Radiation Measurements*, vol. 42, p. 1361–1367, 2007. doi.org/10.1016/j.radmeas.2007.03.001.
- [88] I. Angelov, et al., Muon telescopes at basic environmental observatory Moussala and South-West University – Blagoevgrad, *Sun and Geosphere*, vol. 3(1), p. 20–25, 2008.
- [89] M. R. Da Silva, et al., Cosmic ray muon observation at southern space observatory–SSO (29°S, 53°W), *Astrophysics and Space Science*, vol. 290, p. 389–397, 2004.
- [91] M. R. Da Silva, et al., Global muon detector network observing geomagnetic storm's precursors since March 2001. *Proceedings of the 31st ICRC. Lodz, Poland, 2009*
- [90] M. Ganeva, Seasonal variations of the muon flux seen by muon telescope MuSTAnG. *Journal of Physics: Conference Series*. vol. 409, p. 012242, 2013. doi:10.1088/1742-6596/409/1/012242.
- [92] F. Jansen, et al., Muon detectors–the real-time, ground based forecast of geomagnetic storms in Europe, *ESA Space Weather Workshop*, 2001.
- [93] D. Nygren, A testable conventional hypothesis for the DAMA-LIBRA annual modulation, 2011. arXiv:1102.0815.
- [94] R. Bernabei, et al., New results from DAMA/LIBRA, *European Physics Journal C*, vol. 67, p. 39-49, 2010. doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1303-9.
- [95] R. Bernabei, et al., No role for muons in the DAMA annual modulation results, *European Physics Journal C*, vol. 72, p. 2064, 2012. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-2064-4.
- [96] D. Mrdja, et al., Study of radiation dose induced by cosmic-ray origin low-energy gamma rays and electrons near sea level, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 123, p. 55–63, 2015. doi.org/10.1016/j.jastp.2014.12.007.
- [97] J. Swarup, Photon spectra of gamma rays backscattered by infinite AIR. II. Skyshine, *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 172, p. 559–566, 1980. doi.org/10.1016/0029-554X(80)90349-3.
- [98] D. Mrda, et al., Time resolved spectroscopy of cosmic-ray muons induced background, *Astroparticle Physics*, vol. 42, p. 103–111, 2013. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.12.007.

- [99] J. Knezevic, et al., Simple coincidence technique for cosmic-ray intensity exploration via low-energy photon detection, *Applied Radiation Isotopes*, vol. 151, p. 157–165, 2019. doi: 10.1016/j.apradiso.2019.06.009.
- [100] J. R. Angevaere, et al., A precision experiment to investigate long-lived radioactive decays, *Journal of Instrumentation*, vol. 13, No. 07, p. P07011, 2018. doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07011.
- [101] MPA-3 User Manual, Multiparameter Data Acquisition System, Version 159, 2005.
- [102] Geant4 Collaboration, 2012. Geant4 user's manual guide for application developers. [Online]. Доступно: https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation. [приступљено 15.01.2019].
- [103] M. Bektasoglu, H. Arslan, Investigation of the zenith angle dependence of cosmic-ray muons at sea level, *PRAMANA–Journal of physics*, vol. 80, No. 5, p. 837–846, 2013.
- [104] W. H. Press, et al., *Numerical Recipes in Fortran 77–The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, p. 569–57, 1992.
- [105] J. T. VanderPlas, Understanding the Lomb-Scargle Periodogram, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 236, No. 1, p. 16, 2018. doi.org/10.3847/1538-4365/aab766.
- [106] S. Tilav, et al., Atmospheric Variations as observed by IceCube, *Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009*.
- [107] P. Adamson, et al., (MINOS Collaboration), Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector. *Phys. Rev. D.*, vol. 81, p. 012001. 2010. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.012010.
- [108] National Nuclear Data Center at Brookhaven National Laboratory, база података о нуклидима. [Online]. Доступно на: <https://www.nndc.bnl.gov/chart/>, [приступљено 01.11.2019].
- [109] Table of Radionuclides, Laboratoire National Henri Becquerel. Доступно на: http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Introduction_2011.pdf, [приступљено 01.11.2019].
- [110] Q. McKnight, et al., 2.7 years of beta-decay-rate ratio measurements in a controlled environment, *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 142, p. 113–119, 2018. doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.09.021.
- [111] J. Knezevic, et al., Search for variations of ^{22}Na decay constant, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 163, p. 109178, 2020. doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109178.
- [112] National Nuclear Data Center, Evaluated Nuclear Structure Data File. [Online]. Доступно на: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>. [приступљено 20.01.2020].
- [113] S. Hauf, et al., Radioactive decays in Geant4, arxiv.org/abs/1307.0996.
- [114] S. T. Perkins, et al., Tables and graphs of 370 atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL evaluated atomic data library (EADL), Z=1–100, Livermore, CA: Lawrence Livermore Nat. Lab.
- [115] M. Bravin et al., The CRESST dark matter search, *Astroparticle Physics*, vol. 12, p. 107–114, 1999. doi.org/10.1016/S0927-6505(99)00073-0.

[116] F. Pointurier et al., Cosmic-ray induced background reduction by means of an anticoincidence shield, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 47, No. 9/10, p. 1043–1048, 1996. doi.org/10.1016/S0969-8043(96)00103-0.

[117] N. Qouc Hung, V. Hong Hai, M. Nomachi, Investigation of cosmic-ray induced background of Germanium gamma spectrometer using GEANT4 simulation, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 121, p. 87–90, 2017. doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.047.

[118] E. Armengaud, et al., Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment, *Astroparticle Physics* 47, p. 1–9, 2013. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.05.004.

[119] H. W. Bae, et al., Neutron and muon-induced background studies for the AMoRE double-beta decay experiment, *Astroparticle Physics* 114, p. 60–67, 2020. doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.06.006.

[120] P. P. Povinec et al., IAEA-MEL's underground counting laboratory (CAVE) for the analysis of radionuclides in the environment at very low-levels, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 263, No. 2, p. 441–445, 2005. doi.org/10.1007/s10967-005-0606-z.

БИОГРАФИЈА



Јована Кнежевић је рођена 23.01.1993. године у Новом Саду. Основну школу "Мирослав Антић" завршава у Футогу, а потом уписује Гимназију "Исидора Секулић" у Новом Саду, природно-математички смер, коју завршава као носилац Вукове дипломе. 2012. године уписује Природно-математички факултет, Универзитета у Новом Саду, смер Професор физике, који завршава 2016. године одбраном дипломског рада под називом "Монте-Карло симулације закочног зрачења индукованог бета емитерима" са просечном оценом 9,73. Мастер студије уписује на истом факултету, у области нуклеарне физике, које завршава 2017. године одбраном мастер рада под називом "Методе мерења

²²²Rn у води" са просечном оценом 10,00. Током студија је била стипендиста Фонда за младе таленте, за свој успех током студија награђивана је од стране факултета и учествовала је на бројним фестивалима промоције науке.

Од јула 2018. године је запослена на Департману за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду, као истраживач-приправник. Јануара 2020. године стиче звање истраживач-сарадник. У току трајања докторских студија, успешно полаже све испите предвиђене планом и програмом са просечном оценом 10,00. Аутор и коаутор је више радова у међународним часописима категорија M21 и M22, као и неколико саопштења са домаћих и међународних скупова.

Током докторских студија похађала је више тренинг курсева у иностранству:

- *International Student Practice* 2019–Дубна, Русија
- *Structure, Real-time Dynamics and Processes in Complex Systems–RACIRI* 2019–Светлогорск, Каљининград, Русија
- *Measurement techniques used in monitoring of naturally occurring radionuclides–CONCERT* 2019–Катовице, Пољска
- *Connecting scientist in the western Balkans region–CONNECT* 2017–Неум, Босна и Херцеговина

У оквиру свог ангажовања на Природно-математичком факултету, учествује у извођењу наставе на предметима Физика елементарних честица, Физика за студенте биологије и Физика за студенте хемије. Од 2019. године је спољни сарадник Гимназије "Јован Јовановић Змај" у Новом Саду и члан маркетинг тима Природно-математичког факултета.

Научно-истраживачки рад од 2018. године реализује у оквиру националног пројекта "Нуклеарне методе истраживања ретких догађаја и космичког зрачења" Министарства просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије, ОИ171002 (од 2020. године Програм под бројем 451-03-68/2020-14/200125). Научне области којима се бави су гама спектрометрија, Монте Карло симулације, радиоекологија.

Нови Сад, 14.07.2020. године

Јована Кнежевић

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

<i>Редни број:</i> РБР	
<i>Идентификациони број:</i> ИБР	
<i>Тип документације:</i> ТД	Монографска документација
<i>Тип записа:</i> ТЗ	Текстуални штампани материјал
<i>Врста рада:</i> ВР	Докторска дисертација
<i>Аутор:</i> АУ	Јована Кнежевић
<i>Ментор:</i> МН	проф. др Душан Мрђа, редовни професор Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду
<i>Наслов рада:</i> НР	Коинцидентне методе за анализу временских карактеристика нуклеарних процеса
<i>Језик публикације:</i> ЈП	српски (ћирилица)
<i>Језик извода:</i> ЈИ	српски/енглески
<i>Земља публикавања:</i> ЗП	Република Србија

<i>Уже географско подручје:</i> УГП	Војводина
<i>Година:</i> ГО	2020
<i>Издавач:</i> ИЗ	Ауторски репринт
<i>Место и адреса:</i> МА	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 3, Нови Сад
<i>Физички опис рада:</i> ФО	9 поглавља/170 страна/120 референци/18 табела/135 слика
<i>Научна област:</i> НО	Физика
<i>Научна дисциплина:</i> НД	Нуклеарна физика
<i>Предметна одредница/ кључне речи:</i> ПО УДК	Коинцидентне методе, гама спектрометрија, HPGe детектор, пластични сцинтилациони детектор, космичко зрачење, флукуације константе распада, временска селекција нуклеарних догађаја, Монте Карло симулације
<i>Чува се:</i> ЧУ	Библиотека Департмана за физику, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад.
<i>Важна напомена:</i> ВН	нема
<i>Извод:</i> ИЗ	У докторској дисертацији приказани су резултати развијених и примењених коинцидентних метода за временску анализу нуклеарних процеса. Експериментални коинцидентни системи засновани су на HPGe и пластичним сцинтилационим детекторима. Извршена су три експеримента, која су показала примењивост развијених коинцидентних система. Први део

	<p>експерименталног дела обухвата анализе временских варијација интензитета космичког зрачења посредством нискоенергијских фотона. Показано је да се праћењем интензитета нискоенергијских фотона у току времена у различитим енергијским регионима остварује бољи увид у анализу фонских догађаја, стварајући предуслове за извођење експеримената који трагају за ретким нуклеарним процесима. Поред праћења временских варијација интензитета, метода се може применити и на детекцију периодичних и аperiodичних догађаја повезаних са активношћу Сунца.</p> <p>Други део дисертације обухватао је истраживања везана за детекцију потенцијалних флукуација константе распада ^{22}Na. Развијен је коинцидентни систем и у току времена је праћен интензитет анихилационе линије, која је резултат анихилације позитрона емитованог распадом ^{22}Na. За време трајања аквизиције података, нису пронађена значајна одступања испитиване константе распада од стандардног експоненцијалног закона радиоактивног распада.</p> <p>У трећем делу експерименталног рада, приказана је коинцидентна метода за временско раздвајање догађаја индукованих мионима и неутронима у околини детекторског система. Добијена је временска крива у експерименту и извршена је детаљна анализа различитих временских региона. Извршене су Монте Карло симулације, на основу којих је добијена временска крива. Анализом различитих региона симулиране временске криве, показано је да се ови догађаји могу раздвојити у две велике групе—брзе и споре догађаје. Међу спорим догађајима, показано је да се може направити разлика између догађаја индукованих мионима, међу којима доминира анихилација, и догађаја индукованих неутронима, који спадају у закаснеле догађаје у групи спорих догађаја. Добијено је да неутрони највише доприносе нискоенергијском региону, првенствено у региону до ≈ 50 keV, што их чини нежељеном кариком фонских догађаја у експериментима који трагају за ретким нуклеарним догађајима. На основу резултата симулација, анализирани су електромагнетни и хадронски процеси индуковани мионима и неутронима, као и удели мионске и неутронске компоненте у коинцидентном спектру HPGe детектора и директном спектру пластичног</p>
--	---

	сцинтилационог детектора. Закључено је да нискоенергијском спектру, који је превасходно значајан за ретке нуклеарне процесе, доминантно доприносе неутрони.
<i>Датум прихватања теме од НН већа:</i> ДП	26.09.2019.
<i>Датум одбране:</i> ДО	
<i>Чланови комисије:</i> КО	
<i>Председник:</i>	др Иштван Бикит, професор емеритус Универзитета у Новом Саду
<i>члан:</i>	др Кристина Бикит-Шредер, доцент Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду
<i>члан:</i>	др Томас Немеш, доцент Факултета техничких наука, Универзитета у Новом Саду
<i>члан:</i>	др Јован Пузовић, редовни професор Физичког факултета, Универзитета у Београду
<i>члан/ментор:</i>	др Душан Мрђа, редовни професор Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES

KEY WORDS DOCUMENTATION

<i>Accession number:</i> ANO	
<i>Identification number:</i> INO	
<i>Document type:</i> DT	Monograph publication
<i>Type of record:</i> TR	Textual printed material
<i>Content code:</i> CC	Doctoral dissertation
<i>Author:</i> AU	Jovana Knežević
<i>Mentor/comentor:</i> MN	Dušan Mrđa, PhD, full professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
<i>Title:</i> TI	Coincidence methods for time characteristics analysis of nuclear processes
<i>Language of text:</i> LT	Serbian (Cyrilic)
<i>Language of abstract:</i> LA	Serbian/English
<i>Country of publication:</i> CP	Republic of Serbia
<i>Locality of</i>	Vojvodina

<i>publication:</i> LP	
<i>Publication year:</i> PY	2020
<i>Publisher:</i> PU	Author's reprint
<i>Publication place:</i> PP	Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 3, Novi Sad
Physical description: PD	9 chapters/170 pages/120 literature/18 tables/135 pictures
<i>Scientific field:</i> SF	Physics
<i>Scientific discipline:</i> SD	Nuclear physics
<i>Subject/ Key words:</i> SKW UC	Coincidence methods, gamma spectrometry, HPGe detector, plastic scintillation detector, cosmic rays, decay constant fluctuations, time selection of nuclear events, Monte Carlo simulations
<i>Holding data:</i> HD	Library of Department of Physics, Faculty of Science, University of Novi Sad, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad.
<i>Note:</i> N	none
<i>Abstract:</i> AB	In this doctoral thesis, the results of the developed and applied coincidence methods on the time-analysis of nuclear processes are presented. Coincidence systems, used in presented experiments, are based on the HPGe and plastic scintillation detectors. Three experiments were performed, showing a wide application of the developed coincidence systems. The first part of the experimental work involves the analysis of the time variations of cosmic rays via low-energy photons. It was shown that by analyzing the intensity of low-energy photons better insight into the behavior of the

	<p>background events is provided, which is especially important as a precondition for rare nuclear events experiments. Furthermore, it was shown that this method can be applied in order to search for periodic or aperiodic events resulting from the Sun activity.</p> <p>The second part contains the research of the ^{22}Na decay constant fluctuations. The coincidence system was developed and the intensity of the annihilation line, resulting from annihilation of the positrons emitted from ^{22}Na, was followed with time. During the acquisition time, no significant deviations from the standard exponential radioactive decay law were found.</p> <p>In the third part of the experimental work, the coincidence method for time separation of the events, induced by cosmic muons and neutrons in the vicinity of the detectors system, was presented. The time curve was obtained in the experiment and the detailed analysis of the different time regions was performed. The Monte Carlo simulations were conducted and the time curve from the simulation results was obtained. Analyzing the different regions of the simulated time curve, it was noticed that these events can be separated into two groups—prompt and delayed. Between delayed events, it was concluded that events induced by muons, dominantly annihilation line, and events induced by neutrons, which may be classified as more delayed events in the group of the delayed events, can be distinguished. It was concluded the neutrons dominantly contribute to the low-energy region, mostly in the region to ≈ 50 keV, which makes neutrons an important background in the experiments searching for rare nuclear events. Based on the simulation results, electromagnetic and hadronic processes induced by muons and neutrons, as well as portions of muon's and neutron's component in the coincidence spectrum of HPGe detector and direct spectrum of the plastic scintillation detector were analyzed. It was concluded that in the low-energy part of the spectrum, primarily important for the search for rare nuclear events, dominant influence is originated from cosmic neutrons.</p>
<p><i>Accepted by the Scientific Board:</i></p> <p>ASB</p>	<p>26.09.2019.</p>

<i>Defended on:</i> DE	
<i>Thesis defend board:</i> DB	
<i>President:</i>	Ištvan Bikit, PhD, Professor Emeritus, University of Novi Sad
<i>Member:</i>	Kristina Bikit-Šreder, PhD, Assistant Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
<i>Member:</i>	Tomas Nemeš, PhD, Assistant Professor, Faculty of Technical Sciences, University of Novi Sad
<i>Member:</i>	Jovan Puzović, PhD, Full Professor, Faculty of Physics, University of Belgrade
<i>Member/Mentor:</i>	Dušan Mrđa, PhD, Full Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad