



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Анализа експерименталних
могућности истраживања (n,2n)
нуклеарних реакција

– мастер рад –

МЕНТОР:

др. НИКОЛА ЈОВАНЧЕВИЋ

КАНДИДАТ:

ЉУБОМИР ЦИГУРСКИ

НОВИ САД, 2026.

ЗАХВАЛНИЦА

Захваљујем се пре свега мојој дивној жени и остатку породице на максималној подршци, стрпљењу и љубави.

САДРЖАЈ

УВОД	8
ОТКРИЋЕ НЕУТРОНА	9
ДОБИЈАЊЕ НЕУТРОНА	11
Радиоизотопски извори	11
Спонтана фисија	11
(α , n) реакције	12
Фотонеутронски извори	14
Акцелераторски извори	14
Компактни генератори неутрона	16
Извори са спољашњим снопом	17
Спалациони извори	17
Реакторски извори	18
Поређење извора	19
ДЕТЕКЦИЈА НЕУТРОНА	20
Интеракција са материјом	20
Интеракција фотона са материјом	20
Интеракција неутрона са материјом	21
Кинематика расејања неутрона	21
Детекторски систем	23
Избор сцинтилационог материјала	24
Облици и обрада импулса	25
RTD (Rise-Time Discrimination)	27
CCM (Charge Comparison Method)	27
FOM	28
($n, 2n$) РЕАКЦИЈЕ	30
Значај реакција типа ($n, 2n$)	30

Праг и енергетски биланс реакције.....	31
Ефикасни пресек реакције.....	32
Модел сложеног језгра	33
ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ПОСТАВКА	38
Намена и општа организација експерименталне поставке	38
PuBe извор неутрона.....	38
Централни STILBENE детектор.....	38
Прстен периферних EJ309 детектора.....	39
Геометријско поравнање и координатни систем.....	40
Систем за аквизицију података	40
Обрада импулса и неутрон–гама дискриминација	41
Временска калибрација и мерење времена прелета	41
Формирање и класификација коинциденција	41
Заштита, носећа конструкција и утицај околине.....	42
СИМУЛАЦИЈА.....	43
GEANT4 програмски пакет и његове библиотеке	43
ОПИС СИМУЛАЦИЈЕ	44
ОБРАДА ПОДАТАКА.....	47
Класификација симулационих података и садржај ROOT фајлова	47
Идентификација примарних и секундарних честица	47
Формирање детекторских сигнала	47
Класификација према врсти детектованих честица.....	48
Узрочна класификација парова	48
Стварни двоструки догађаји.....	48
<i>Crosstalk догађаји</i>	48
Класификација путање честице.....	49
Класификација места интеракције	49
Офлајн анализа и аналитички ROOT фајл	51

РЕЗУЛТАТИ.....	52
Раздвајање сигнала по врсти честице	56
ЛИТЕРАТУРА	67
БИОГРАФИЈА	70

УВОД

Неутронске нуклеарне реакције представљају важну област експерименталне нуклеарне физике, како због проучавања структуре атомског језгра, тако и због примене у нуклеарној енергетици, дозиметрији, производњи радиоизотопа и развоју детекторских система. Пошто неутрон нема електрично наелектрисање, не производи директну јонизацију и његова детекција се заснива на секундарним наелектрисаним честицама насталим у интеракцији са материјалом детектора.

Посебну групу представљају реакције типа $(n,2n)$, у којима упадни неутрон побуђује језгро мете, након чега се емитују два неутрона. Ове реакције имају праговни карактер, јер је за емисију додатног неутрона потребна одређена минимална енергија. У овом раду посебно је разматрана реакција $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$, за коју је добијена Q -вредност од приближно $-8,44 \text{ MeV}$ и праг реакције од око $9,29 \text{ MeV}$. Подаци из TENDL библиотеке показују да се након отварања канала ефикасни пресек повећава и достиже максимум у области приближно $25\text{--}30 \text{ MeV}$.

Један од главних експерименталних проблема при мерењу $(n,2n)$ реакција јесте утврђивање да ли су два регистрована неутронска сигнала заиста настала од два различита неутрона или је један неутрон, након интеракције у првом детектору, наставио кретање и произвео сигнал у другом. Овај процес представља међудетекторско преслушавање, односно crosstalk, и може да имитира стварну n – n коинциденцију. Због тога су за поуздану класификацију догађаја потребне информације о облику импулса, времену прелета, енергији и геометријском положају детектора.

Разматрана експериментална поставка састоји се од PuBe извора, централног стилбенског детектора и дванаест периферних детектора са течним органским сцинтилатором EJ309, распоређених у прстен са угаоним размаком од 30° . Стилбенски детектор служи као СТАРТ детектор, док EJ309 детектори омогућавају регистрацију неутрона и γ -зрачења. Комбинацијом анализе облика импулса (PSD), времена прелета (TOF) и коинцидентних мерења могуће је формирати и анализирати γ – γ , γ – n , n – γ и n – n догађаје.

За детаљно испитивање процеса у детекторском систему развијен је Монте Карло модел у програмском пакету Geant4. Симулација омогућава праћење примарних и секундарних честица, њихове генеалогije и историје интеракција, што омогућава недвосмислено раздвајање стварних двоструких догађаја од crosstalk-а. Посебно је испитан утицај парафина као материјала за смањење међудетекторског преслушавања, као и механизми расејања који омогућавају прелазак неутрона из једног детектора у други.

Циљ овог рада је анализа експерименталних могућности истраживања $(n,2n)$ реакција кроз испитивање детекторског система, метода неутрон–гама дискриминације и начина раздвајања стварних n – n коинциденција од crosstalk догађаја. Добијени резултати представљају основу за даљу оптимизацију поставке и будућа мерења $(n,2n)$ реакција у неутронским пољима довољно велике енергије.

ОТКРИЋЕ НЕУТРОНА

Неутрон је ненаелектрисана честица која, када је слободна, има полуживот од око 11 минута, док као везана може бити много нестабилнија или много стабилнија. Због тога што не носи наелектрисање, неутрон је детектован тек 1932. године – Чедвик (James Chadwick, 1891. – 1974.) га је описао, те њему иде заслуга, иако су 2 године пре тога Бете (Walter Wilhelm Georg Bothe, 1891. – 1957.) и Бекер (Herbert Becker, 1906. – ?) бомбардовали берилијум алфа честицама и добили продорно нејонизујуће зрачење, али су погрешно протумачили зрачење као фотоне великих енергија.

Прича о неутрону је много компликованија и занимљивија него што то први пасус обећава: наиме, у јуну 1920. године Радерфорд (Ernest Rutherford, 1871. – 1937.) записује своје предавање о саставу језгра (видети [5]) и описује тадашње виђење атома и језгра са становишта врло детаљно заснованог на мноштву експеримената које су извршили цинови физике.

1909. године Гајгер (Hans Geiger, 1882. – 1945.) и Марсден (Ernest Marsden, 1889. – 1970.), под Радерфордовим вођством, анализирају расејавање алфа честица на танкој златној фолији и уочавају да се мали број алфи расејава под веома великим угловима, па чак и враћа назад, што је у супротности са Томсоновим (Joseph John Thompson, 1856. – 1940.) моделом „пудинга са шљивама“.

1911. Радерфорд предлаже орбитални модел атома, према коме се скоро цела маса атома налази у његовом језгру, које је позитивно наелектрисано.

1913. Ван ден Брук (Antonius van den Broek, 1870. – 1926.) претпоставља да је наелектрисање језгра једнако атомском броју елемента, а не атомској маси елемента.

1914. Мозли (Henry Moseley, 1887. – 1915.) дефинише своју чувену формулу и показује да се фреквенције карактеристичних рендгенских зрака елемената заиста мењају са атомским бројем. У то време он уводи емпиријску константу који ми данас знамо као константу екранирања. Непознавање тачног састава језгра довело је до тога да се та константа појави у експериментима, али да не буде објашњена до Боровог модела атома. Радерфорд ће касније истаћи да су Мозлијеви резултати доказали да је наелектрисање језгра једнако атомском броју.

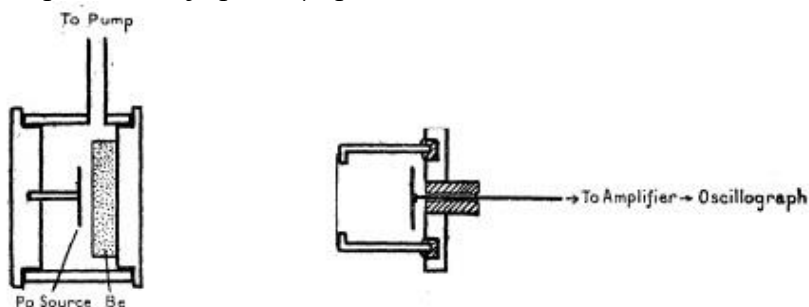
1919. Радерфорд бомбардује азот алфа честицама и увиђа да се појављују честице великог димета које у магнетном пољу скрећу исто као језгра водоника. Он ту дефинише језгро водоника као градивну материју свих елемената – тек касније се дефинише појам протона као засебне честице. Годину дана касније он записује своје предавање и ту дефинише постојање спољашњих и унутрашњих електрона, који се понашају другачије: спољашњи се распоређују даље од језгра и вођени су електричним силама између себе и силом којом језгро делује на њих. Са друге стране, унутрашњи електрони, обзиром на то да се налазе у самом језгру, имају другачије особине због изузетно снажних сила које делују на њих, али ипак формирају стабилне системе. [1, 5]

Изузетно важан део предавања је и „ (...) Under some conditions, however, it may be possible for an electron to combine much more closely with the H nucleus, forming a kind of neutral doublet. Such an atom would have very novel properties. Its external field would be practically zero, except very close to the nucleus, and in consequence it should be able to move freely through matter. Its presence would probably be difficult to detect by the spectroscope, and it may be impossible to contain it in a sealed vessel. On the other hand, it should enter readily the structure of atoms, and may either unite with the nucleus or be disintegrated by its intense field, resulting possibly in the escape of a charged H atom or an electron or both.¹“. Овде се први пут појављује концепт тешке неутралне честице у језгру која има особине данашњег неутрона; додуше, погрешно је

¹ преузето из [5], 23. страна предавања

претпостављено од чега се он састоји, али имајући у виду информације којима су баратали, ово је изузетно импресивно за то време. [5]

После открића Бетеа и Бекера да берилијум, бомбардован α -честицама, емитује веома продорно зрачење, сматрало се да је реч о γ -зрацима.



Слика 1: Поставка Чедвиковог експеримента, преузето из [6], 5.7. 2026. у 21:52

1932. Чедвик тврди да је закључак Киријевих да се зрачење добија Комптоновим расејањем фотона погрешан, јер би за тако енергетске протоне били потребне гаме енергија до 90 MeV, што није било могуће добити реакцијама на берилијуму. Он изводи нови сет огледа, пропуштајући зрачење које је настало бомбардовањем берилијума алфа честицама кроз различите материјале: парафин, водоник, азот, кисеоник, аргон и друге лаке елементе и посматрајући резултате реакција.

Чедвик је припремио извор полонијума, који емитује α -честице. Извор је постављен непосредно уз плочицу чистог берилијума у евакуисаној комори. Приликом бомбардовања берилијума α -честицама настајало је продорно зрачење које је било усмерено ка јонизационој комори повезаној са појачавачем и осцилографом. Осцилограф је бележио појединачне импулсе настале јонизацијом гаса у комори. На почетку је утврђено да зрачење лако пролази кроз дебеле слојеве олова, што је потврдило његову изузетну продорност.

Парафин је изабран међу првима зато што садржи велики број атома водоника. Ако продорно зрачење може да пренесе енергију протонима, они ће бити избачени из парафина и ући у јонизациону комору. То се и десило: број регистрованих импулса нагло се повећао након постављања парафина. Помоћу алуминијумских апсорбера Чедвик је одредио домет избачених протона и закључио да њихова максимална енергија износи приближно 5,7 MeV. Понављајући поступак са другим материјалима, дошао је до закључка да су одскочни атоми (recoil atoms) који се јављају имали много веће енергије него што би се очекивало од гама зрачења.

Пошто се измерене енергије и домети тих насталих честица не могу објаснити интеракцијом са фотонима, Чедвик предлаже да продорно зрачење електронеутралне честице масе приближно једнаке маси протона.

Он уводи да је маса те нове честице око 1,15 маса протона и показује да су резултати у складу са реакцијом:



Занимљиво је да је Чедвик овде још увек поштовао Радерфордову идеју да се неутрон вероватно састоји од протона и електрона, те је приликом рачунања маса, проверавао колико се резултати слажу са том претпоставком. [1, 5, 6]

ДОБИЈАЊЕ НЕУТРОНА

Обзиром на то да се брзина неутрона не може модификовати подешавањем електричног и магнетног поља, јер немају наелектрисање, они углавном започињу свој пут као брзи неутрони, па се успоравају сударима са атомима различитих материјала, тј. њихове брзине се „модерирају“. Код неутрона је проблем то што се одабир извора ослања на спонтану фисију или нуклеарне реакције у којима је упадна честица потамак из неког распада. Према Крејну [1], неутрони се према својој кинетичкој енергији могу поделити на:

1. термалне ($E \approx 0,025 \text{ eV}$)
2. епитермалне ($E \sim 1 \text{ eV}$)
3. споре ($E \sim 1 \text{ keV}$)
4. брзе ($E = 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$)

У новијој литератури издвајају се и високоенергетски, тј. релативистички неутрони, са енергијама преко 10 MeV . Више о модерацији неутрона биће речено касније.

Извори неутрона могу се класификовати на више начина, а једна од најчешће коришћених подела у савременој литератури заснива се на механизму производње неутрона.

Радиоизотопски извори

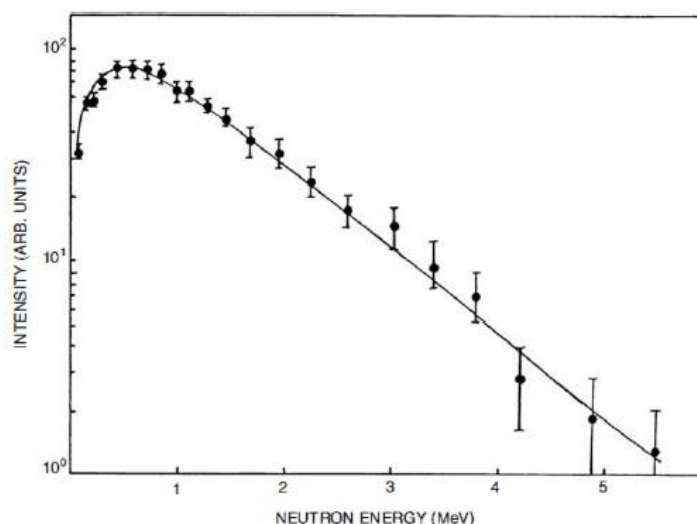
Спонтана фисија

Спонтана фисија је облик радиоактивног распада при ком се тешко језгро без спољашњих утицаја дели на два (или ређе: више) лакших фрагмената.

Општи облик реакције гласио би:



где је N просечни број добијених неутрона по реакцији, а Q ослобођена енергија (око 200 MeV по фисији).



Слика 2: Спектар добијених неутрона, преузето из [2], стр. 20.

Фисиони фрагменти налазе се у побуђеним стањима и емитују промптне неутроне (за $10^{-14} - 10^{-16} \text{ s}$) да би достигли стабилније конфигурације.

Брзи неутрони добијају се спонтаном фисијом трансуранијских елемената попут калифорнијума (полуживот 2,65 година), из ког се добија у просеку 3,7 неутрона у сваком процесу фисије. Главна грана распада калифорнијума је преко алфа распада (око 97%), док се мали део (око 3%) добија спонтаном фисијом, али је и тај мали удео довољан да се калифорнијум сматра интензивним неутронском извором.

Битно је напоменути да добијени неутрони нису моноенергетски, већ имају континуалан спектар који се добро апроксимира Ватовом (В. Е. Watt) расподелом. Средња енергија је око 2,1 MeV, а највероватнија око 0,7 MeV. [1, 2, 4]

(α , n) реакције

Једна од оваквих реакција већ је наведена једначином (1), а принцип се своди на то да се извор прави мешањем алфа емитера са одговарајућим материјалом који служи као мета на којој се дешава неки тип (α , n) реакције.

У табели 1 може се приметити да су интересантни алфа емитери углавном актиноиди, који формирају стабилне легуре са берилијумом и тиме постају погодни неутронски извори. Неутрони који настају неће бити моноенергетски јер постоји много врста алфа честица које покрећу реакцију (између осталог и због тога што алфе успоравају приликом судара са материјалом), правци емисије неутрона су непредвидљиви и потомак може бити у побуђеном стању, тако да се може дефинисати само највероватнија енергија (која је наглашена у табели). [1, 2]

Source	Half-Life	E_{α} (MeV)	Neutron Yield per 10^6 Primary Alpha Particles		Percent Yield with $E_n < 1.5$ MeV	
			Calculated	Experimental	Calculated	Experimental
$^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	24,000 y	5.14	65	57	11	9–33
$^{210}\text{Po}/\text{Be}$	138 d	5.30	73	69	13	12
$^{238}\text{Pu}/\text{Be}$	87.4 y	5.48	79 ^a	—	—	—
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	433 y	5.48	82	70	14	15–23
$^{244}\text{Cm}/\text{Be}$	18 y	5.79	100 ^b	—	18	29
$^{242}\text{Cm}/\text{Be}$	162 d	6.10	118	106	22	26
$^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ + daughters	1602 y	Multiple	502	—	26	33–38
$^{227}\text{Ac}/\text{Be}$ + daughters	21.6 y	Multiple	702	—	28	38

Табела 1: Особине берилијумских неутронских извора, преузето из [2], стр. 21.

Уколико је главни циљ експеримента изучавање особина неутрона, велики проблем праве игре које се појављују у варијацији реакције приказане једначином (1). Наиме, угљениково језгро не мора да настане у основном стању, већ често настаје у првом побуђеном стању, које је око 4.44 MeV изнад основног. Значи, посматрамо реакције:



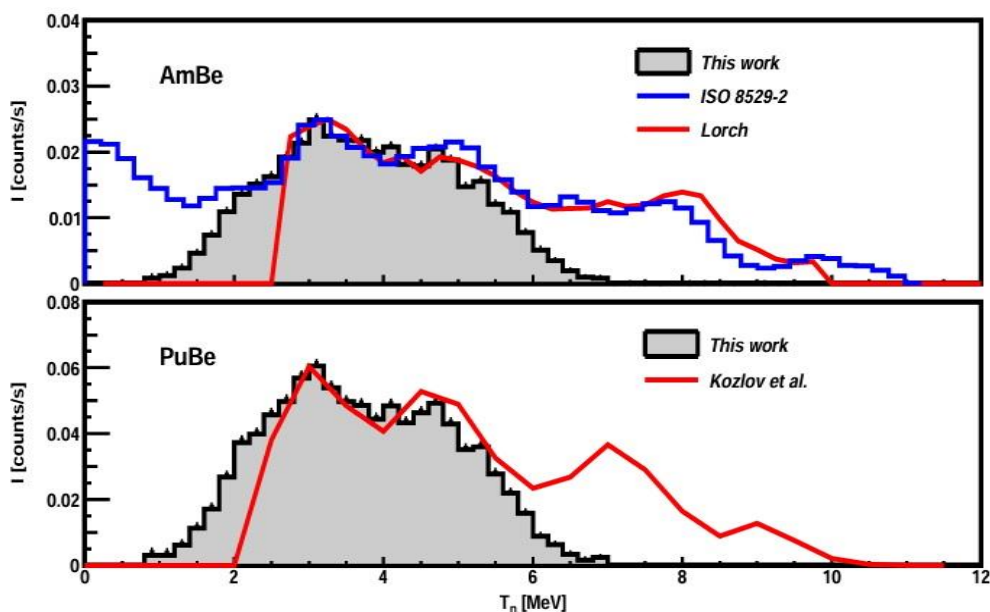
Пошто се угљеник брзо деекситује, може се закључити да се, уколико се детектују игре од 4.44 MeV, оне су сигурна ознака да је скоро истовремено настао и неутрон и могу искористити за таговање неутрона. [13]

Најчешће се користи Pu/Be комбинација: потребно је око 16 грама овог материјала да би се добила активност од 1Ci. Треба имати у виду да се повећавањем извора прави додатни проблем: потребно је разматрати и све могуће правце расејавања неутрона (који мењају слику која се анализира на крају), као и све реакције које настају њиховим интеракцијама са материјалом – првенствено (n,n) и (n,2n), који су тема овог рада – више о њима биће речено касније. [2]

Поставка која је коришћена у аквизицији података који ће бити коментарисани у овом раду користи управо овај извор, али није наодмет поменути и да постоји још једна стандардизована комбинација, а то је Am/Be извор, који је такође веома заступљен у експериментима.

Наиме, обзиром на то да се ослања на исти механизам распада, он функционише скоро исто као полонијум-берилијум комбинација. У раду Шерзингера и осталих (видети [13]) направљена је упоредба ова два извора и закључак је да PuBe извор има већи принос неутрона који се могу таговати (око 2.6 пута већи).

При поређењу AmBe и PuBe извора потребно је разликовати фотоне који потичу од распада α -емитера од γ -зрачења које настаје као последица (α , n) реакције на берилијуму. Код AmBe извора додатни фотонски фон потиче од распада америцијума, који емитује γ -зраке енергије око 59,5 keV. Са друге стране, код PuBe извора сопствени γ -фон плутонијумског изотопа може бити мање изражен, али овај извор може давати већи принос фотона енергије 4,44 MeV.



Слика 3: Упоређивање спектра енергије тагованих неутрона из PuBe и AmBe извора, преузето из [13], стр. 13.

Код AmBe извора спектар тагованих неутрона је шири и више „развучен“. Има значајан допринос од око 2,5 до 6 MeV, али се према кривама из литературе види да постоји и реп ка већим енергијама, до око 10–11 MeV. Међутим, измерени спектар означен сивом бојом у овом раду изгледа најинтензивнији приближно између 3 MeV и 5 MeV. Код PuBe је спектар интензивнији, има максимум око 3 MeV и још један изражен пик на око 4,5 MeV. Литература даје да реп иде до већих енергија, али у раду је закључено да се спектар завршава на око 7 MeV. AmBe је добар стандардни калибрациони извор; PuBe је у контексту овог рада посебно занимљив јер може давати већи број тагованих неутрона, што је важно за коинцидентна мерења и анализу crosstalk-a (о томе ће више бити речено касније). [13]

Фотонеутронски извори

Добијање (γ , n) реакцијама би могло бити сврстано у радиоизотопске изворе, али биће одвојено због механизма, који је другачији.

Уопштено постоје две методе мерења фотонуклеарних реакција: мерење активности језгра потомка (ако је радиоактивно) и директно мерење честица које су настале након реакције. У првом случају, недвосмислено се одређују сви производи реакције (лаке емитоване честице и резидуално језгро), па је на тај начин могуће одредити ексклузивни ефикасни пресек (exclusive cross-section) реакције. Овај термин се односи на тачно одређен канал реакције, тј. потпуно дефинисано коначно стање свих учесника реакције. При вишим енергијама, када се емитује више лаких честица, овај метод постаје бесмислен јер више комбинација емитованих лаких честица може дати исто резидуално језгро. У другом случају, мери се инклузивни ефикасни пресек (inclusive cross-section) реакције, јер више различитих ексклузивних канала реакције могу водити до исте крајње честице. Овај термин обухвата све реакције у којима се детектује одређена честица, без обзира на коначно стање резидуалног језгра.

На пример, ексклузивне реакције (γ ,n), (γ ,np), (γ ,2n) и друге могу бити дозвољене и тиме доприносити укупно измереној инклузивној производњи неутрона. Због тога стварна реакција која се проучава зависи од примењене експерименталне методе, што може довести до неодређености у тумачењу експерименталних резултата. На пример, у појединим радовима наводи се да је измерен ефективни пресек реакције (γ ,n), док је у стварности измерен збир доприноса реакција [$(\gamma$,n) + (γ ,np)], што може представљати значајну разлику, нарочито код лаких језгара, где канали са емисијом наелектрисаних честица нису занемарљиви. [8]

Неутрони који се добијају су квазимоноенергетски, или, боље речено, имају енергију из врло уског дела спектра који се може израчунати преко:

$$E_n(\theta) = \frac{M(E_\gamma + Q)}{m + M} + \frac{E_\gamma \sqrt{(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)}}{(m + M)^2} \cos \theta \quad (3)$$

где је са θ означен угао између праваца фотона и неутрона, E_γ је енергија фотона (подразумевано да је мања од 931 MeV), а M и m су енергетски еквиваленти масе неутрона и фотона, респективно.

Најзаступљеније реакције су ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ и ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$, који имају прагове реакције од 1,67 MeV и 2,22 MeV, респективно. Остале фотонеутронске реакције, које се изводе на угљенику, кисеонику, танталу итд. имају више истраживачки значај.

Проблем код фотонеутронских извора је велики гама шум, обзиром на то да само један у 105 или 106 судара резултује неутроном. Углавном се гама емитери (радон-226, антимон-124, галијум-72, лантан-140 или натријум-24) затворе у кућиште од материјала који даје неутроне, што значи да и овде геометрија и величина извора дефинишу енергије које ће неутрони имати. [1, 2]

Акцелераторски извори

Најзаступљенији начин да се генеришу неутрони је преко фузије лаких језгара, која се дешава унутар затворених вакуумираних акцелераторских система.

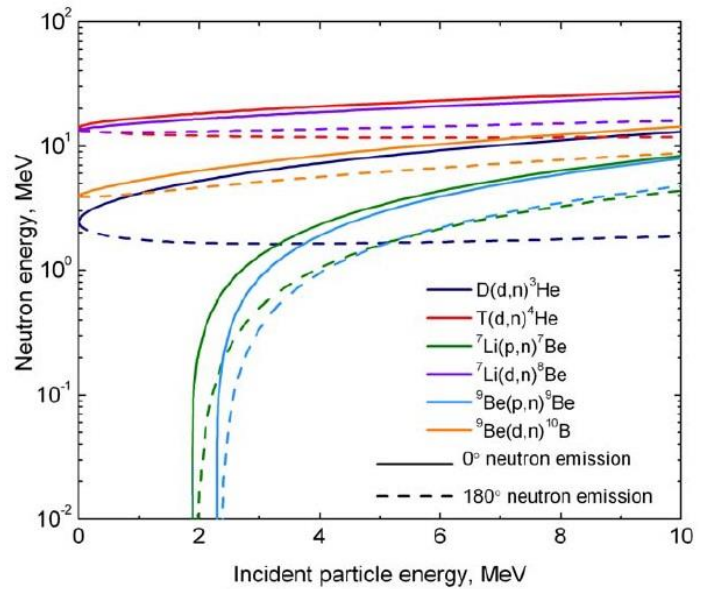
Reaction	Shorthand	Q Value [MeV]	Threshold Energy [MeV]	Minimum Product Energies [MeV]
$^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \text{n}$	$^2\text{H}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$	+3.269	NA	^3He : 0.82 n : 2.45 *
$^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n}$	$^3\text{H}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$	+17.589	NA	^4He : 3.54 n : 14.05
$^1\text{H} + ^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{n}$	$^7\text{Li}(\text{p},\text{n})^7\text{Be}^\dagger$	-1.644	1.880	^7Be : 0.21 n : 0.03
	$^1\text{H}(^7\text{Li},\text{n})^7\text{Be}^\dagger$	-1.644	13.094	^7Be : 10.0 n : 1.44
$^2\text{H} + ^7\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be} + \text{n}$	$^7\text{Li}(\text{d},\text{n})^8\text{Be}$	+15.031	NA	^8Be : 1.68 n : 13.35
$^1\text{H} + ^9\text{Be} \rightarrow ^9\text{B} + \text{n}$	$^9\text{Be}(\text{p},\text{n})^9\text{B}$	-1.850	2.057	^9B : 0.18 n : 0.023
$^2\text{H} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B} + \text{n}$	$^9\text{Be}(\text{d},\text{n})^{10}\text{B}$	+4.361	NA	^{10}B : 0.40 n : 3.96

Табела 2: Најчешће реакције добијања неутрона, преузето из [9], стр. 7

Ако су познати импулс и енергија упадних честица, могуће је потпуно одређивање правца кретања и кинетичке енергије производа реакција наведених у Табели 2. За реакцију означену скраћеним записом $A(a,b)B$, где се честица a убрзава и пада на непокретну мету од материјала A , при чему настају производи реакције b (неутрон) и B , ознака E_1 представља енергију упадне честице, E_3 енергију емитованог неутрона, M_1 масу упадне честице, M_3 масу неутрона, M_4 масу другог производа реакције, док Q представља енергију реакције (позитивна за егзотермне, а негативна за ендотермне реакције).

Правец кретања упадне честице ка непокретној мети A узима се као референтни правац за дефинисање угла емисије неутрона θ , након одигравања реакције. Зависност енергије неутрона од енергије упадне честице приказана је на Слици 3 за шест разматраних реакција, и то за неутроне емитоване у смеру кретања упадне честице ($\theta = 0^\circ$) и за неутроне емитоване у супротном смеру, ка извору упадних честица ($\theta = 180^\circ$). Енергије неутрона су рачунате са претпоставком да је мета инфинитезимално танка, преко једначине:

$$E_3^{1/2} = \frac{\sqrt{M_1 M_3 E_1 \cos \theta} \pm \sqrt{M_1 M_3 E_1 \cos^2 \theta + (M_3 + M_4)[M_4 Q + (M_4 - M_1)E_1]}}{M_3 + M_4} \quad (4)$$



Слика 4: Енергија произведених неутрона из различитих реакција за различите енергије упадне честице при угловима од 0° и 180° , преузето из [9], стр. 8

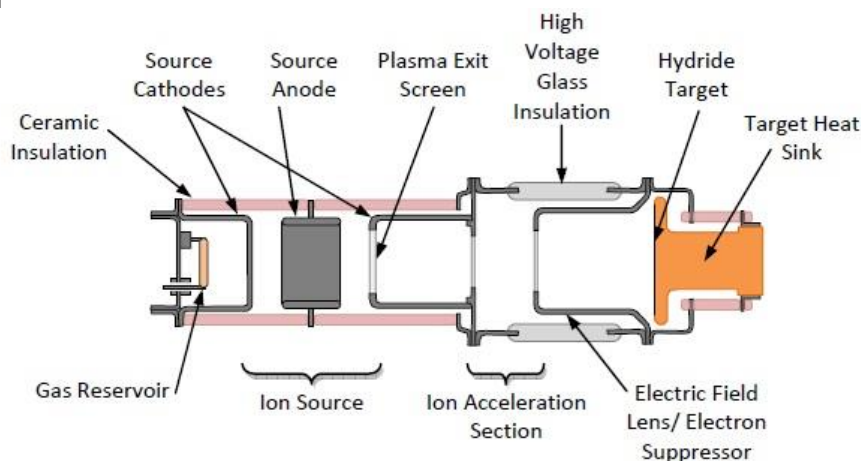
Две вредности енергије неутрона, које потичу од $\pm$ дела, постоје само за ендотермне реакције, услед тога што се смер вектора брзине неутрона приликом пребацивања из система центра масе у лабораторијски систем мења. Код екзотермних реакција, енергија неутрона је довољно велика да је његова брзина у систему центра масе увек већа од брзине центра масе, те постоји једнозначна веза између угла и енергије. [9, 11]

Иако су радиоизотопски извори једноставни за употребу и широко распрострањени, њихова примена је ограничена релативно малим приносом неутрона, као и захтевима који се односе на руковање радиоактивним материјалом. Из тог разлога, лабораторије од 2000. па надаље све чешће користе акцелераторске изворе неутрона, односно генераторе неутрона, који омогућавају већи принос и бољу контролу енергије произведених неутрона. [12]

Компактни генератори неутрона

Компактни генератори неутрона затвореног типа (sealed-tube neutron generators) у једном затвореном систему садрже јонски извор, акцелерациону област и мету. Убрзавање је углавном електростатичко, са енергијама деутерона реда неколико десетина/стотина keV. Они су компактни, једноставни за употребу, преносиви, али су ограничени у интензитету, животном веку мете и хлађењу.

Прве две реакције из Табеле 2, тзв. DD и DT реакције, највише се користе у ENG-овима (electronic neutron generator) у комбинацији са акцелераторима. Пошто су алфе једине тешке наелектрисане честице са малим Z које су тако лако доступне из радиоизотопа, реакције које се ослањају на упадне протоне, деутероне и слично морају се ослањати на вештачки убрзане честице. Обзиром на то да Кулонова интеракција између упадног деутерона и лаког језгра мете није претерано јака, довољно је убрзати деутероне потенцијалом 100 – 300kV. Енергија упадне честице због тога је мала у односу на Q -вредност и неутрони онда имају приближно исту вредност за ове 2 реакције (око 3 MeV за DD и око 14 MeV за DT). Компактни генератори производе мањи принос неутрона од лабораторијских акцелераторских система (некад и до 3 реда величине мањи). Разлог није у различитој нуклеарној реакцији, већ у конструкционим ограничењима уређаја, као што су мања јонска струја, ограничено одвођење топлоте из мете, деградација трицијумске мете током рада и ограничен акцелерациони напон. Ови фактори смањују број деутерона који ефикасно учествују у реакцији, а самим тим и укупан принос неутрона. [2, 7, 9]



Слика 5: Схема попречног пресека компактног генератора, преузето из [9], стр.30.

На Слици 5 могу се видети основни елементи компактног генератора неутрона: резервоар гаса, у коме се налазе деутеријум/трицијум, јонски извор, у коме се гас јонизује и ствара се плазма, електроде које контролишу плазму, део где се јони убрзавају високим

напоном, мета у металном хидриду (једињењу водоника), хладњак мете (јер се она загрева ударом јона) и изолација.

DT реакција има велики резонантни пресек при ниским енергијама деутерона, па се користи у класичној верзији генератора неутрона, тј. у нискоенергетском акцелератору позитивних јона деутеријума, са метом од трицијума апсорбованог у неком металу (нпр. титанијумском слоју на бакарној подлози). Титанијум је погодан јер формира стабилне хидриде са изотопима водоника, док бакарна подлога служи за механичку потпору и одвођење топлоте. У савременим генераторима могу се користити и други материјали мете, као што су скандијум или цирконијум, као и различите подлоге, али је принцип исти: убрзани јони деутеријума или трицијума реагују са изотопима водоника задржаним у металном слоју. [9, 12]

DD реакција није нарочито корисна при нискоенергетским деутеронима, јер је принос око два реда величине мањи него код DT реакције (мада се у овој реакцији не користи трицијум, што је предност). Са друге стране, њен принос при већим енергијама деутерона (у акцелераторском систему који је компликованији), принос неутрона је велики, али се они не емитују равномерно, већ је због кинематичке колимације принос у смеру унапред већи него у смеру уназад. [12, 14]

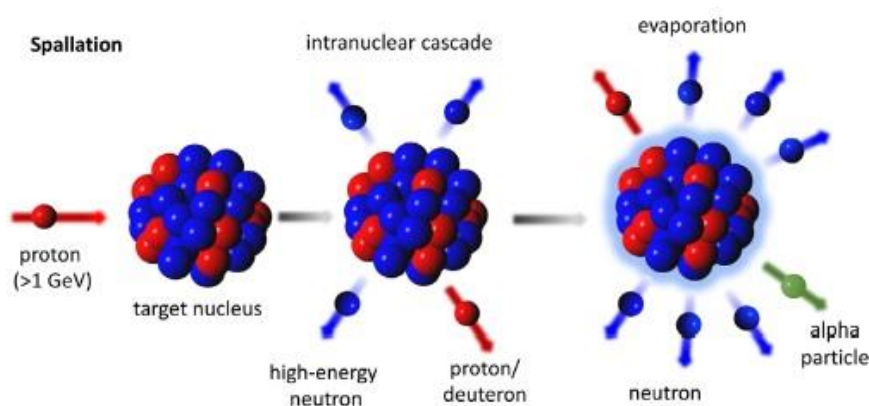
Извори са спољашњим снопом

Акцелераторски извори са спољашњим снопом имају посебан значај у експерименталној нуклеарној физици, јер омогућавају добијање неутрона добро дефинисаних енергија, што је од суштинског значаја за мерење енергетске зависности ефективних пресека реакција, укључујући и реакције типа $(n,2n)$.

У њима су заступљени различити типови акцелератора: електростатички (Ван де Графов или Кокрофт-Волтон), линеарни (RFQ или radiofrequency quadruple linac DTL или drift tube linac) или циклотронски. Код извора са спољашњим снопом акцелератор и неутронска мета представљају одвојене целине, па се снап протона, деутерона или електрона доводи на посебно изабрану мету. [9, 12]

Спалациони извори

Нуклеарна спалација је процес који започиње сударом високоенергетске честице (реда неколико стотина/хиљада MeV) са тешким језгром, при чему следи сложени низ нуклеарних реакција.



Слика 6: Поједностављена схема спалације: интрануклеарна каскада, након које следи испаравање, преузето из [14], стр. 8

Спалациони процес може се описати преко неколико узастопних фаза:

1. **ИНТРАНУКЛЕАРНА КАСКАДА:** упадна честица мале таласне дужине је најчешће протон убрзан у акцелератору који погађа мету од тантала, волфрама, живе, олова или уранијума, чиме се формира високо побуђено језгро, које емитује протоне, неутроне и пионе. Током 10-22s, колико траје пролазак протона кроз област језгра, он се судара са појединачним нуклеонима унутар језгра и ова фаза се замишља као низ судара билијарских кугли;
2. **ИНТЕРНУКЛЕАРНА КАСКАДА:** честице настале у интрануклеарној каскади могу напустити првобитно језгро и изазвати додатне спалационе реакције у суседним језгрима мете. Она зависи од димензија мете, густине материјала и средњег слободног пута секундарних честица, али се грубо дешава у временском интервалу 10^{-10}s - 10^{-8}s ;
3. **ПРЕЛАЗНА ФАЗА:** у прелазном стању, које траје приближно 10^{-18}s , висока кинетичка енергија побуђених нуклеона насталих у интрануклеарној каскади постепено се распоређује на цело језгро кроз даље сударе. Током ове фазе може доћи и до емисије додатних нуклеона;
4. **ИСПАРАВАЊЕ:** након каскадних процеса резидуално језгро остаје у високо побуђеном стању. Оно се затим деексцитује емисијом, односно „испаривањем“, нуклеона и лаких честица током периода од 10^{-18}s - 10^{-16}s . Овај процес је сличан испаравању неутрона код фисије. Енергетски спектар емитованих неутрона може се описати Максвеловом расподелом (мада је карактеристична Максвелова температура код спалације обично нешто већа него код фисионих неутрона);
5. **ЗАКАСНЕЛИ РАСПАДИ:** на самом крају мали део закаснелих неутрона може настати као последица β -распада радиоактивних резидуалних језгара, слично као код фисије. Закаснели неутрони могу настати и у фотоненутронским реакцијама, када високоенергетско γ -зрачење интерагује са деутеријумом у модераторима или са берилијумом у рефлекторима.

Фазе 1, 2, 3 и 4 сматрају се промтним, обзиром на то да настају одмах након удара протона у мету, док је 5. фаза последица радиоактивног распада насталих резидуалних језгара. [14, 15]

За разлику од фисије и фузије, спалација је ендотермни процес, па је за њено одржавање неопходан снап честица високе енергије из акцелератора. Спалација је ефикасан процес за добијање неутрона, јер, зависно од тога колика је енергија упадног протона и какав је материјал мете, један протон може емитовати 10-30 неутрона. Ти неутрони нису моноенергетски и углавном садрже две компоненте, једну од неутрона насталих испаравањем и другу, високоенергетску, која може испратити и енергије упадних протона.

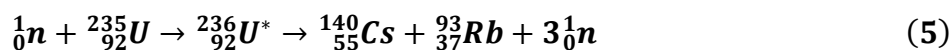
Пошто је спалациони процес веома брз, временска структура добијеног неутронског снопа углавном је одређена временском структуром упадног протонског снопа, па су ови процеси добри за TOF (time of flight) мерења. [14]

Реакторски извори

Код реакторских извора неутрони настају у контролисаној ланчаној фисионој реакцији, за разлику од радиоизотопских, где је емисија неутрона последица спонтане фисије или спонтаног распада и пратеће (α , n) реакције.

Ови извори имају много већи флуks неутрона и омогућавају добијање термалних, епитемалних или брзих неутронских снопова помоћу разних материјала који служе као модератори. Међутим, они представљају сложена постројења, тако да су радиоизотопски много практичнији и компактнији.

Углавном почивају на реакцијама попут:



Просечан број неутрона по фисији је 2.42, а, сем уранијума-235, користе се и уранијум-238 и плутонијум-239. [17].

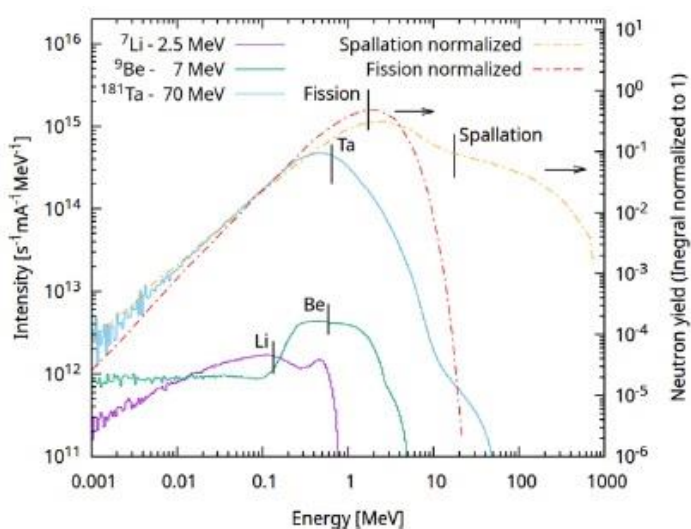
Истраживачки реактори представљају интензивне изворе неутрона који се користе у неутронској активационој анализи, производњи радиоизотопа, озрачивању материјала, неутронској радиографији и расејању неутрона. Посебно значајна примена је неутронска активациона анализа, која се заснива на мерењу карактеристичног зрачења радионуклида насталих након озрачивања узорка неутронима.

Поређење извора

Nuclear process	Example	Primary Neutron yield	Heat release [MeV/n]	Facilities (examples)
D-T in solid target	400 keV d on T in Ti	4×10^{-5} n/d	10000	Neutron generators
Deuteron stripping	40 MeV d on liq. Li	1.6×10^{-1} n/d	2500	SARAF [89]
Nuclear photo effect	32 MeV e- on W/Pb	8×10^{-3} n/e-	4000	HUNS [90]
$^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{Be}$	15 MeV d on Be	1.5×10^{-2} n/d	1000	
$^9\text{Be}(p, n)^{10}\text{Be}$	7 MeV p on Be	1.6×10^{-3} n/p	4500	RANS [91]
Ta(p, n)	70 MeV p on Ta	1.4×10^{-1} n/p	500	HBS [86]
Fission	Fission of ^{235}U by thermal neutrons	2.5 n/fission ^a	180	ILL, MLZ
Spallation	2000 MeV p on W	≈ 20 n/p ^b	100	SNS, J-PARC, ESS

Табела 3: Поређење различитих нуклеарних процеса који генеришу неутроне, преузето из [14], стр. 13.

Поређење различитих извора показује да не постоји универзално најповољнији извор неутрона. Извори засновани на фузионим реакцијама омогућавају добијање неутрона карактеристичних енергија, радиоизотопски извори обезбеђују компактне и стабилне изворе континуалног спектра, док реакторски и спалациони извори обезбеђују високе флуксе потребне за велика истраживачка постројења. У складу са тим, избор извора одређен је природом експеримента, потребним енергетским опсегом, флуksom и условима детекције. У контексту овог рада посебан значај имају радиоизотопски (α, n) извори, нарочито PuBe извор, јер је управо он коришћен у експерименталној поставци са органским сцинтилационим детекторима.



Слика 7: График поређења енергетских спектра неутрона, преузето из [14], стр. 13.

Иако PuBe извор не даје моноенергетске неутроне, његов континуални спектар брзих неутрона и пратеће γ -зрачење из деексцитације побуђеног угљеника чине га погодним за испитивање одзива сцинтилационих детектора, PSD (pulse shape discrimination) анализу и проучавање коинцидентних догађаја. [14]

ДЕТЕКЦИЈА НЕУТРОНА

Обзиром на то да је циљ експеримента којим се бави овај рад изучавање (n, 2n) реакција, постоје две врсте честица које су од интереса: фотони и неутрони. Они су ненаелектрисани и остављају другачији потпис од масивних и мање масивних наелектрисаних честица, тако да је један од главних задатака направити разлику између тога да ли је детектован фотон или неутрон.

Интеракција са материјом

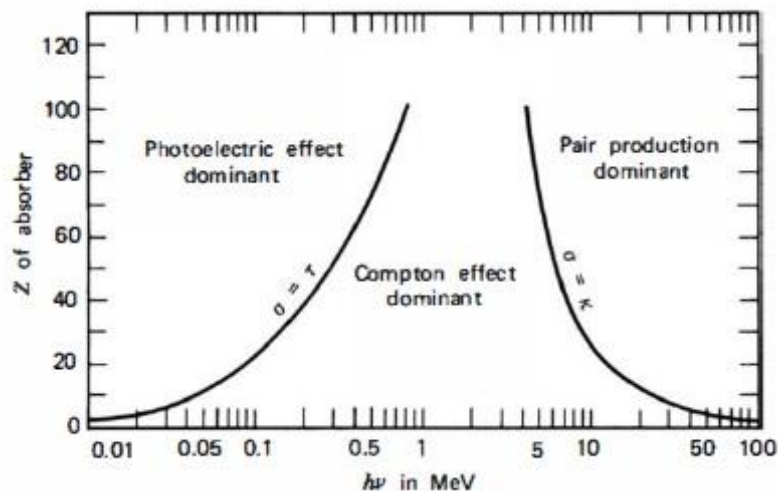
Интеракција фотона са материјом

Када γ -зраци прођу кроз детектор, може доћи до Комптоновог ефекта, фотоелектричног ефекта или до стварања пара, а укупна вероватноћа ових процеса по јединици пута описује се линеарним атенуационим коефицијентом. Важи:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

где је x дебљина атенуатора, односно материјала кроз који γ -зраци пролазе. Атенуациони коефицијент μ је збир три линеарна атенуациона коефицијента који одговарају трима потенцијалним интеракцијама: σ за Комптонов ефекат, τ за фотоелектрични ефекат и χ за стварање парова:

$$\mu = \sigma + \tau + \chi \quad (7)$$



Слика 8: Доминантни процеси интеракције за фотоне, преузето из [2], стр. 51.

Сва три атенуациона коефицијента зависе од енергије електромагнетног зрачења и од природе атенуатора. При ниским енергијама фотоелектрични ефекат има највећи допринос, нарочито у материјалима великог атомског броја, али његов значај брзо опада са порастом енергије. Величина σ постепено опада са порастом енергије, а најзначајнија је на средњим енергијама. χ је једнака нули за енергије мање од 1.022 MeV, а затим расте са порастом енергије. [2, 20]

Значајно је прокоментарисати да у стилбену (C₁₄H₁₂), који је коришћен у овом експерименту, за органске материјале малог Z и γ -енергије реда стотина keV до неколико MeV, фотони углавном интерагују преко Комптоновог ефекта, чиме настају електрони са малим LET-ом (linear energy transfer), односно мањом густином јонизације у односу на протоне

узмака, па γ -догађаји у органским сцинтилаторима имају мањи релативни удео споре компоненте, односно краћи реп сцинтилационог импулса. [2, 18-20]

Интеракција неутрона са материјом

Када неутрони прођу кроз детектор, прва разлика у односу на друге честице је у томе што они интерагују са језгрима атома апсорбера, а не са њиховим омотачима. Може доћи до расејања, када се неутрон судари са језгром и преда му део своје енергије, или до апсорпције, када језгро захвати неутрон, па касније може да емитује γ -зрачење или масивнију наелектрисану честицу.

Најзначајнији процес за детекцију брзих неутрона је еластично расејање на језгрима водоника, при чему настају повратни (recoil) протони. Пошто неутрон и протон имају приближно једнаке масе, неутрон може пренети велики део своје енергије протону, због чега је ова интеракција посебно погодна за детекцију неутрона. Слабљење снопа неутрона при проласку кроз материјал описује се експоненцијалним законом:

$$I = I_0 e^{-\Sigma_t x} \quad (8)$$

где је Σ_t укупни макроскопски пресек за интеракцију неутрона са материјалом. Укупни макроскопски пресек представља збир доприноса појединачних процеса интеракције [2, 20]:

$$\Sigma_t = \Sigma_{el} + \Sigma_{neel} + \Sigma_{zahvat} + \dots \quad (9)$$

При енергијама карактеристичним за PSD мерења у органским сцинтилаторима доминантан процес представља еластично расејање неутрона на језгрима водоника. Слично као код γ -зрачења, интеракције неутрона са материјом зависе од енергије неутрона и од језгра са којим неутрон интерагује. При ниским енергијама доминирају процеси апсорпције и резонантне интеракције, док је за брзе неутроне у органским сцинтилаторима најзначајније еластично расејање на језгрима водоника, при чему настају протони узмака са већом густином јонизације. Због тога неутронски догађаји у органским сцинтилаторима имају већи релативни удео споре компоненте и израженији реп импулса у односу на γ -догађаје. [2, 18, 19]

Кинематика расејања неутрона

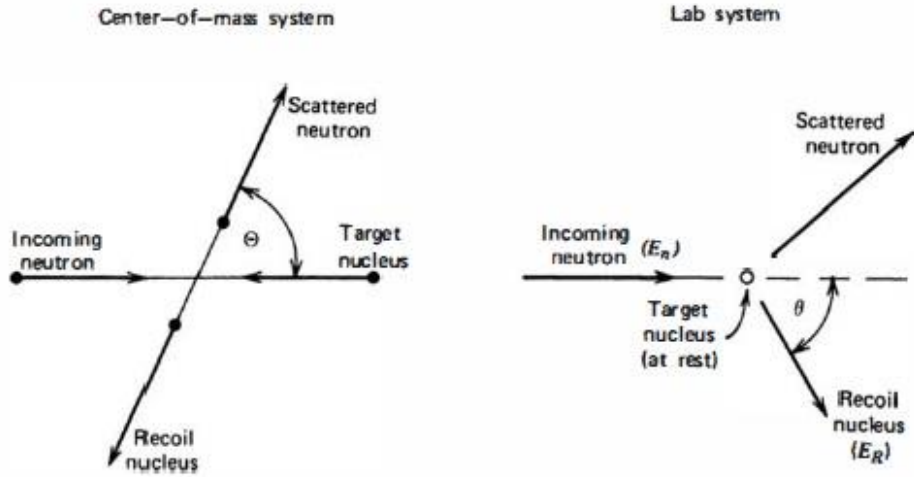
Успоравање неутрона врши се нееластичним сударима са молекулима материјала који зовемо модератор. У контексту овог рада изучавање модерације је потребно зарад претпостављања праваца по којима ће се неутрони кретати кроз детектор и процене губитака енергије које ће претрпети приликом судара са материјалом.

За брзе неутроне који улазе у органски сцинтилатор, детекторски одговор одређен је појединачним нуклеарним интеракцијама, нарочито еластичним расејањем на водонику. Због тога се у опису детекције користе кинематика расејања и ефективни пресеци. Са друге стране, у срединама у којима неутрони претрпе велики број судара, њихово кретање може се приближно описати дифузионом апроксимацијом. Такав приступ је погоднији за опис модерације и просторног ширења успорених неутрона него за непосредан опис сигнала у малом сцинтилационом детектору.

При еластичном расејању део кинетичке енергије упадног неутрона преноси се на језгро узмака. За језгро масе A , изражене преко масе неутрона, енергија узмака у лабораторијском систему рачуна се преко [2]:

$$E_R = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \varphi) \cdot E_n \quad (10)$$

где је са E_n означена енергија упадног неутрона у лабораторијском систему, а φ је угао расејања неутрона у систему центра масе.



Слика 9: Дијаграми еластичног расејања неутрона у два система, преузето из [2], стр. 570

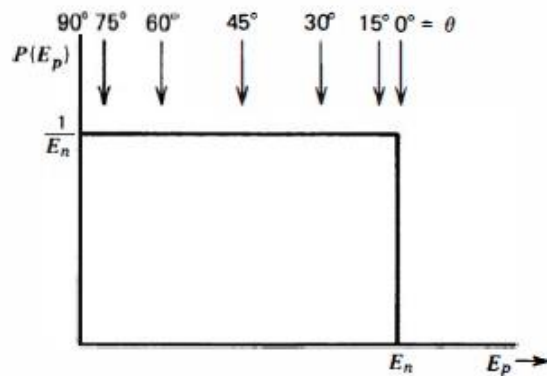
Када се пребацује у лабораторијски систем, угао расејања неутрона у том систему рачуна се преко:

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{1 - \cos \varphi}{2}} \quad (11)$$

Комбинацијом ове две једначине:

$$E_R = \frac{4A}{(1 + A)^2} \cdot \cos^2 \theta \cdot E_n \quad (12)$$

где се види да енергија језгра узмака зависи од угла расејања неутрона. За водоник је $A = 1$, па је максимални могући пренос енергије највећи; у чеоном судару неутрон може предати протону готово целу своју енергију. Због тога су материјали богати водоником, као што су органски сцинтилатори, посебно погодни за детекцију брзих неутрона. [2,17]



Слика 10: Енергетска дистрибуција енергија протона узмака који су настали ударом моноенергетских протона, преузето из [2], стр. 573.

За моноенергетске неутроне, у једноставном случају изотропног расејања у систему центра масе, очекивана расподела енергија протона узмака има приближно правоугаони облик у интервалу $0 < E_p < E_n$. Због тога органски сцинтилатори богати водоником представљају погодан избор за детекцију брзих неутрона преко протона узмака [2].

Детекторски систем

У овом раду посебан значај има раздвајање неутронских и γ -догађаја у органским сцинтилаторима, јер су у експерименталној поставци коришћени EJ309 и стилбен. Карактеризација ових сцинтилатора и њихове PSD могућности разматрани су у литератури [19], док се различите методе PSD-а и њихова примена у раздвајању неутрона и γ -зрачења разматрају у [22-24].

Када кроз органски сцинтилатор прође наелектрисана честица или електрон настао интеракцијом γ -зрачења, енергија се преноси молекулима сцинтилатора. При томе се могу догодити четири основна процеса:

1. побуда молекула у побуђена синглетна π -стања,
2. јонизација π -електрона,
3. побуда других електронских стања (σ -електрони и унутрашњи електрони угљеника),
4. јонизација електрона који нису π -електрони.

Први процес представља брзу компоненту сцинтилације јер доводи до настанка побуђених синглетних стања, чија је деексцитација брза и производи промптну флуоресценцију.

Други процес доводи до јонизације молекула, након чега рекомбинација може створити нова побуђена стања. При томе могу настати и синглетна и триплетна стања. Синглетна стања повезана су са промптном флуоресценцијом и брзом компонентом импулса, док процеси који укључују триплетна стања могу довести до одложене флуоресценције и споре компоненте сцинтилационог импулса.

Трећи процес само расипа енергију преко одвајања топлоте и не доприноси сцинтилацији, док четврти процес представља привремена или трајна оштећења молекула јер се стварају центри нечистоћа и гаси се сцинтилација (quenching effect). [18, 24]

Пошто Pu/Be извор емитује и неутроне и пратеће γ -зрачење, детекторски систем мора омогућити раздвајање ова два типа догађаја. Органски сцинтилатори су за то погодни јер временски облик сцинтилационог импулса зависи од врсте секундарне наелектрисане честице која је депоновала енергију у сцинтилатору.

Детекторски систем овог експеримента обухватао је органске течне сцинтилационе детекторе Scionix Holland B.V. 76A51/3M-EJ309-E1-X-NEG, засноване на сцинтилатору EJ309. Светлосни сигнали настали у сцинтилатору регистровани су фотомултипликаторском цеви Hamamatsu R1307. Максимум емисије EJ309 сцинтилатора налази се око 424nm, док фотомултипликаторска цев Hamamatsu R1307 има максимум спектралног одзива око 420nm. Ово спектрално поклапање је повољно јер омогућава ефикасно прикупљање сцинтилационе светлости, што доприноси већем сигналу амплитуде, бољем односу сигнал–шум и поузданијој анализи облика импулса. Такво поклапање је посебно важно код PSD анализе, где се раздвајање неутронских и γ -догађаја заснива на прецизном одређивању временског облика сцинтилационог импулса.

Поред раздвајања неутронских и γ -догађаја, у мултидетекторским системима важан проблем представља и crosstalk, односно ситуација у којој неутрон након интеракције у једном детектору настави кретање и изазове сигнал у другом детектору. Због тога су познавање кинематике расејања, детекторског одговора и временске анализе импулса важни за тумачење експерименталних података.

Избор сцинтилационог материјала

Одабир сцинтилатора врши се разматрањем следећих параметара: какво је раздвајање n/γ (тј. да ли има изражену разлику између брзих и спорих компоненти сцинтилације), да ли има висок светлосни принос, да ли је кратко време одзива и каква му је ефикасност за детекцију неутрона.

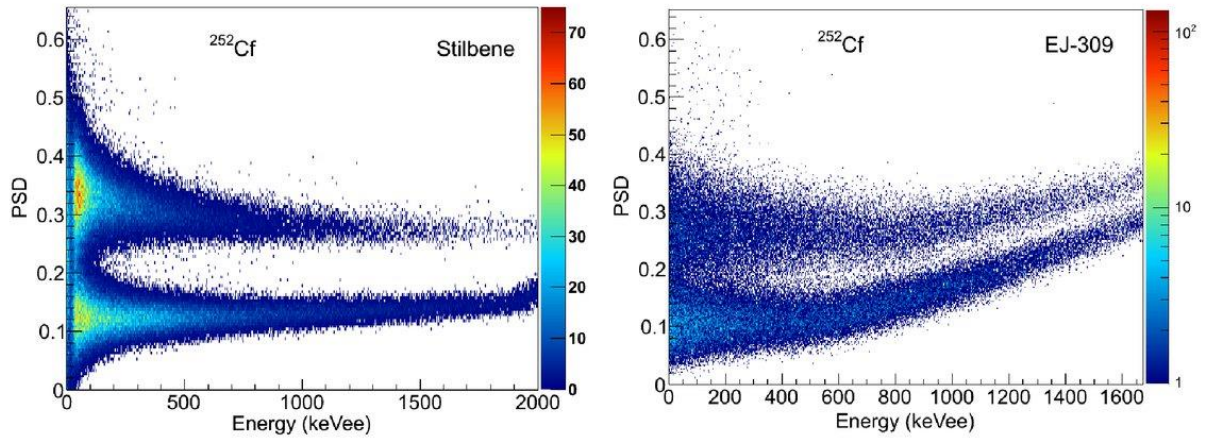
Неки од сцинтилатора који се користе су: EJ-276 (пластични PSD сцинтилатор за гама и брзе неутроне), EJ-309 (течни PSD сцинтилатор), GS20 (сцинтилационо стакло са ^6Li за термалне неутроне), EJ-270 (пластични сцинтилатор са ^6Li за истовремену детекцију гама, брзих и спорих неутрона) и EJ-309B5 (течни сцинтилатор са ^{10}B за истовремену детекцију гама, брзих и спорих неутрона). Последња два сматрају се loaded сцинтилаторима, тј. уграђен им је апсорбер неутрона и код њих се тражи баланс. Наиме, убацивањем бора и литијума смањује се светлосни принос, па се смањује енергетска резолуција, али систем задобија више осетљивости на термалне неутроне.

	EJ-309B5 ^a	EJ-309 ^b	GS20 ^c	EJ-276 ^d	EJ-270 ^e
Peak emission (nm)	424	424	395	425	425
Density (g/cm ³)	0.96	0.96	2.5	1.096	1.14
Slow neutron absorber	^{10}B	–	^6Li	–	^6Li
Total B/Li content (%w)	4.6%	–	6.6%	–	0.5%
Absorber enrichment	90%	–	95%	–	95%
Absorber atoms per cm ³ ($\times 10^{20}$)	5.34	–	157	–	5.41
Absorber atoms in the sample ($\times 10^{22}$)	5.5	–	6.4	–	7.0
Flash Point	144 °C	144 °C	–	–	–
Hydrogen-to-carbon (H/C) ratio	1.31	1.25	–	0.93	–
Size of the tested samples (diameter $\times$ thickness) (mm)	51 $\times$ 51	51 $\times$ 51	51 $\times$ 2	51 $\times$ 51	51 $\times$ 64

Табела 4: Основне карактеристике испитиваних сцинтилатора: EJ309B5, EJ309, GS20, EJ-276 и EJ-270, преузето из [25], стр. 3.

У Табели 4 приказани су таласна дужина максимума емисије, густина, врста и садржај неутронског апсорбера, обогаћење апсорбера, број атома апсорбера, тачка паљења (flash point), однос водоник/угљеник и димензије узорака. Тачка паљења је наведена јер су EJ309 и EJ309B5 течни органски сцинтилатори, па је важно знати њихову запаљивост јер то представља безбедносни ризик при руковању. Из табеле се види да се материјали разликују по присуству неутронског апсорбера. GS20 и EJ-270 садрже ^6Li , док EJ309B5 садржи ^{10}B . Ови изотопи повећавају осетљивост на споре/термалне неутроне, док EJ309 и EJ-276 не садрже такав апсорбер и користе се пре свега за детекцију брзих неутрона и n/γ раздвајање. [19, 25]

Течни сцинтилатори генерално дају добар FOM (figure of merit, о коме ће бити више речи касније) и веома су приступачни, али они могу имати практична ограничења у погледу руковања, херметизације и безбедности, јер захтевају затворене посуде и контролу могућег цурења и запаљивости. Због тога се као алтернативе течним сцинтилаторима развијају пластични PSD сцинтилатори, органска стакла и кристални сцинтилатори као што је стилбен, који у односу на ове сцинтилаторе односи превагу у мерењу PSD, али има неколико озбиљних мана: скуп је, ограничене су му димензије јер је кристал и механички је осетљив, тј. крхак је.



Слика 11: PSD мапе добијене мерењем са извором ^{252}Cf за стилбенски сцинтилатор и EJ309. Код стилбена се у приказаним условима уочава јасније раздвајање γ - и неутронских догађаја. Преузето из [19], стр. 4.

На слици 11 може се уочити упоређивање ова два сцинтилатора и њихових сигнала из калифорнијума-252. Код стилбена се јасно види n/γ раздвајање чак и на нижим енергијама, док је код EJ-309 оно много размазаније. Такође, неутронска грана код стилбена је скоро хоризонтална, што значи да PSD параметар слабо зависи од енергије и лако се може урадити cut линија. Сем тога, обе расподеле су на стилбену уже, што указује на мању стандардну девијацију и онда је FOM већи (видети једначину 15).

Облици и обрада импулса

Већина различитости у облику сигнала потиче од временског профила струје коју производи честица приликом проласка кроз детектор. Примене анализе облика импулса (PSD или pulse shape discrimination) обухватају разликовање неутрона и гама-зрачења у органским сцинтилаторима, идентификацију различитих врста честица у сцинтилаторима CsI(Tl), раздвајање честица различитог домета у пропорционалним бројачима, елиминацију неисправних импулса ради побољшања резолуције силицијумских и германијумских детектора, идентификацију зрачења различитог домета у фосвич (phoswich) детекторима, као и одбацивање преклопљених импулса при високим стопама бројања. [19, 21-24]

Када честица прође кроз сцинтилатор, светлост се не емитије сва одједном. Интензитет светлости опада током времена и обично се може представити као збир више експоненцијалних компоненти:

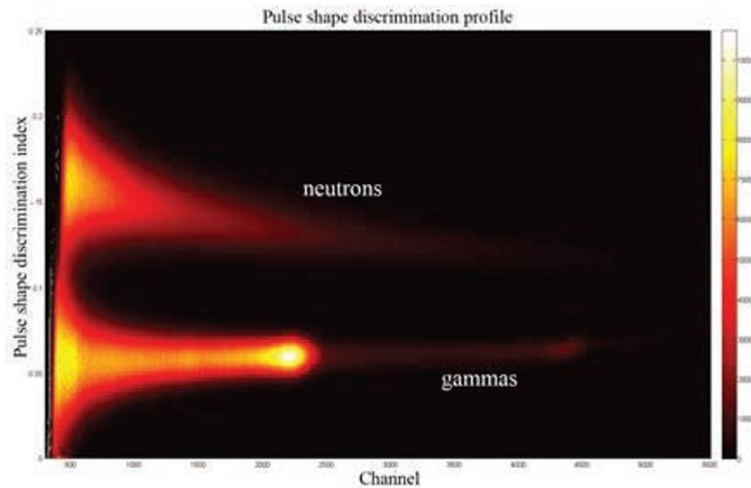
$$I(t) = A_f e^{-\frac{t}{\tau_f}} + A_s e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (13)$$

где су A_f и A_s амплитуде брзе и споре компоненте, а τ_f и τ_s њихова времена распада. Дакле, први члан представља брзу компоненту сцинтилације, док други описује спору компоненту која доминира у репу импулса. Притом важи $\tau_s \gg \tau_f$ и сабирањем ових компоненти добијају се сцинтилациони импулси.

Најчешћа примена PSD је управо код идентификације гама и неутрона, али генерално се заснива на мерењу последица LET, односно густине јонизације dE/dx , коју остављају различите честице у детектору. Пошто алфе и бете различито јонизују материјал, настају различити односи брзе и споре сцинтилације и разликују се алфа и бета догађаји. [2, 18, 24]

На Слици 12 може се видети PSD профил: неутронски догађаји имају већи релативни удео споре компоненте импулса и зато се налазе у области већих PSD вредности, док γ -догађаји формирају нижу грану. Интензитет боје представља број регистрованих догађаја. За

раздвајање неутронских и γ -догађаја у органским сцинтилаторима често се користи анализа облика импулса. Пошто неутронски догађаји, услед већег LET-а протона узмака, имају израженију спору компоненту од γ -догађаја, ова разлика се може искористити за дефинисање PSD параметра.



Слика 12: Типичан PSD профил органског сцинтилатора, преузето из [21], стр.79.

У методи поређења наелектрисања, сигнал се интегрални у два временска прозора: укупни прозор, који обухвата готово цео импулс, и каснији прозор, који обухвата реп импулса. PSD параметар се тада може дефинисати као:

$$PSD = \frac{q_{tail}}{q_{total}} \quad (14a)$$

$$PSD = \frac{q_{tail}}{q_{total} - q_{tail}} \quad (14b)$$

у зависности од начина дефинисања параметра у конкретној анализи. [23, 24]

На PSD профилу, на x-оси се обично приказује канал, амплитуда или енергија импулса, док y-оса представља PSD параметар, односно меру релативног удела репа импулса. Веће вредности PSD параметра одговарају импулсима са израженијом спором компонентом. Због тога се на оваквим графицима неутронски догађаји налазе у области већих PSD вредности, док γ -догађаји формирају нижу грану. При малим енергијама раздвајање је слабије, јер су импулси мањи, однос сигнал–шум је лошији и две популације почињу да се преклапају. [23, 24]

Поред PSD метода, за идентификацију и селекцију догађаја у нуклеарној електроници често се користе и коинциденциона мерења, при којима се прихватају само догађаји регистровани у два или више детектора унутар дефинисаног временског интервала. Међутим, за разлику од коинциденционе технике која користи временску корелацију између детектора, PSD се заснива на анализи облика импулса добијеног из једног детектора. [2, 22]

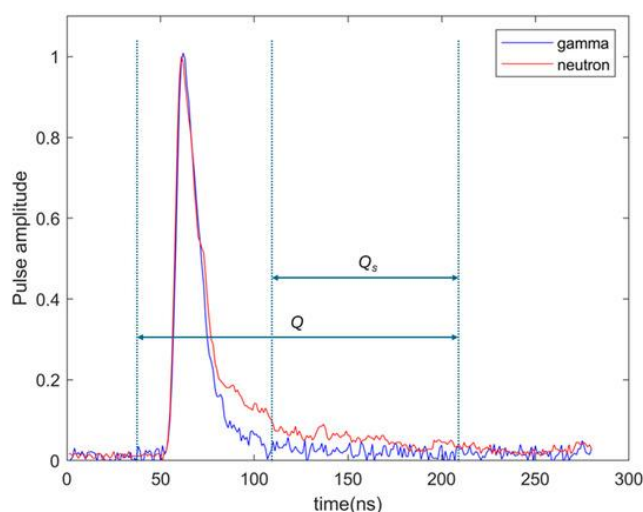
У класичним PSD системима две често коришћене методе су метода проласка кроз нулу и метода поређења наелектрисања. У раду [22] поређени су аналогни zero-crossing систем и дигитална метода интеграције наелектрисања, док [24] истиче zero crossing и charge comparison као две ране/примарне PSD технике у течним сцинтилаторима.

RTD (Rise-Time Discrimination)

Ова метода заснива се на временским особинама импулса, односно на чињеници да импулси изазвани различитим врстама зрачења могу имати различита времена пораста. Једна од класичних аналогних PSD метода је метода проласка кроз нулу. Код ове методе сигнал из фотомултипликатора се обрађује аналогним колима, тако да се добије временски параметар повезан са обликом импулса. Дискриминациони параметар је време у коме обликовани сигнал достиже задати ниво или пролази кроз нулу, при чему се фотонски и неутронски догађаји разликују због различитог временског облика импулса. [22,24]

CCM (Charge Comparison Method)

Други значајан приступ пројектовању дискриминатора заснованих на облику импулса заснива се на независном мерењу интегрисаног наелектрисања у два различита временска интервала.



Слика 13: Укупно интегрисано наелектрисање Q и споро интегрисано наелектрисање Q_s у CCM методи; однос $\frac{Q_s}{Q}$ користи се за класификацију неутронских и γ -догађаја., преузето из [23], стр. 3.

Однос тако добијених сигнала биће приближно константан за импулсе истог облика, независно од њихове амплитуде.

Дакле, мерењем површине испод импулса може се добити укупно наелектрисање q_{total} или интеграл репа импулса q_{tail} . Оба интеграла повећавају се са енергијом, али њихов однос (видети једначине 14а и 14б) остаје приближно исти. На Слици 13 виде се вредности целокупног интегрисаног наелектрисања и спорог интегрисаног наелектрисања за CCM. Однос Q_s/Q представља основни дискриминациони параметар ове методе и користи се за класификацију импулса као последице интеракције неутрона или гама са сцинтилатором. Интеграциони интервали (у случају на слици од 40 ns до 220 ns) одабрани су тако да обезбеде максималну могућност раздвајања ове две врсте честица. Може се приметити да су овде амплитуде импулса бездимензионе величине, нормализоване на јединицу. [22, 23, 24]

Пошто је код неутрона реп израженији, омогућава се идентификација фотона и неутрона преко овог односа. Треба напоменути такође да је то последица тога што гама интеракције имају мањи релативни удео споре компоненте (како је већ напоменуто), а она је повезана са брзом флуоресценцијом и деексцитацијом синглетних побуђених стања. Насупрот томе, брзи неутрони најчешће интерагују еластичним расејањем на језгрима водоника, при чему настају протони узмака са знатно већим LET-ом. Велика густина јонизације коју стварају протони узмака повећава допринос спорих сцинтилационих компоненти повезаних са

процесима који укључују триплетна стања и одложену флуоресценцију. Због тога импулси настали интеракцијом неутрона имају израженији и дужи реп у односу на импулсе изазване гама-зрачењем. Ова разлика у релативном уделу брзих и спорих компоненти сцинтилације представља физичку основу за примену PSD. [18, 19, 23, 24]

FOM

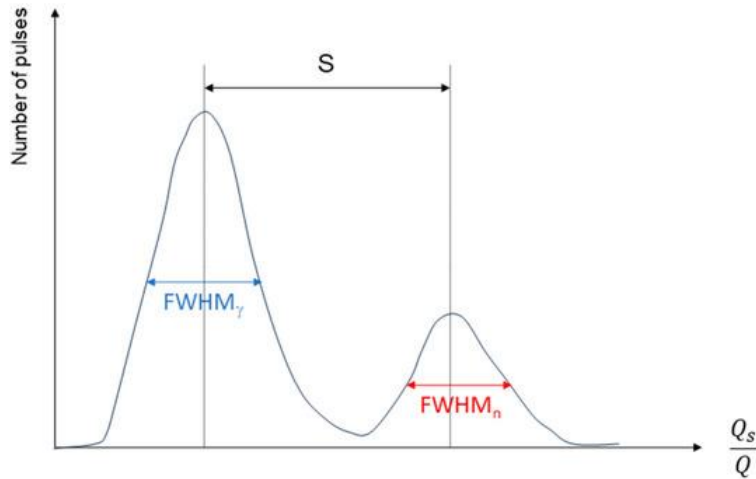
Да би се одредила ефикасност раздвајања неутрона и гама у сцинтилатору преко различитих метода, користи се figure of merit (FOM) вредност, која се добија преко:

$$FOM = \frac{S}{FWHM_n + FWHM_\gamma} = \frac{|\mu_n - \mu_\gamma|}{2.35(\sigma_n + \sigma_\gamma)} \quad (15)$$

где је са S означена раздаљина између неутронских и фотонских пикова за дискриминациону променљиву која се користи у датој методи, док $FWHM_n$ и $FWHM_\gamma$ представљају пуне ширине на половини максималне висине неутронске и гама расподеле, респективно. μ_n и μ_γ су центри пикова, а σ представљају стандардне девијације Гаусових фитова, тј. ширине пикова. [22-24]

Већа вредност FOM означава боље раздвајање неутрона и гама догађаја. Приликом поређења PSD метода неопходно је навести енергетски интервал у коме је FOM одређен. На нижим енергијама раздвајање је обично отежано због мањег светлосног приноса, већег релативног утицаја шума и ширења PSD расподела, док се при вишим енергијама неутронска и γ -грана јасније раздвајају. Због тога се FOM најчешће одређује у унапред дефинисаном енергетском опсегу.

Расподеле дискриминационог параметра добијене пројекцијом PSD мапе у изабраном амплитудском или енергетском интервалу обично се апроксимирају Гаусовим функцијама. Та апроксимација омогућава одређивање положаја пикова и њихових FWHM вредности, које су потребне за израчунавање FOM-а [22, 23]



Слика 14: Шематски приказ FOM дефиниције: S је растојање између γ и неутронског пика, док су $FWHM_\gamma$ и $FWHM_n$ пуне ширине на половини максимума одговарајућих расподела, преузето из [23], стр. 7.

У пракси се за изабрани опсег амплитуде или енергије формира хистограм дискриминационог параметра. У таквом хистограму добијају се два пика, γ и неутронски, који се фитују Гаусовим функцијама. Из положаја пикова μ_γ , μ_n и њихових ширина добија се FOM.

За Гаусијане важи:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad (16)$$

што онда нумерички даје $FWHM \approx 2.355\sigma$. [23]

На PSD дијаграму може се увести линија раздвајања, односно classification line или cut line, која служи за класификацију догађаја као γ - или неутронских. У раду [23] ова линија се дефинише као:

$$CL = \frac{(\mu_\gamma + 3\sigma_\gamma) + (\mu_n - 3\sigma_n)}{2} \quad (17)$$

Оваква дефиниција користи положаје пикова и њихове ширине како би се линија раздвајања поставила између репова γ и неутронске расподеле. За дефиницију PSD параметра код које неутронски догађаји имају веће вредности од γ -догађаја, догађаји са вредношћу мањом од CL класификују се као γ -догађаји, а догађаји са вредношћу већом од CL као неутронски догађаји [23].

(n,2n) РЕАКЦИЈЕ

(n, 2n) су праговне реакције у којима се неутроном гађа неки елемент-мета, побуђује се и као резултат судара добијају се 2 неутрона. Пошто је за емисију додатног неутрона потребно савладати енергију везе, (n, 2n) канал се отвара тек изнад одређене енергије упадног неутрона. Зато су ове реакције нарочито значајне у пољима брзих неутрона.

Значај реакција типа (n, 2n)

Експериментални подаци о нуклеарним реакцијама систематски се прикупљају у разним базама података, попут EXFOR базе [26], која садржи нумеричке табеле, библиографске податке и описе експерименталних услова за велики број нуклеарних реакција. Ово омогућава поређење различитих мерења, проверу евалуираних библиотека и тестирање реакционих модела.

У EXFOR бази података од реакција са бором постоји експериментални податак само за реакцију $^{11}_5\text{B}(n,2n)^{10}_5\text{B}$ на енергији неутрона око 14.1 MeV, што је енергетски опсег карактеристичан за DT фузионе неутроне. Међутим, због малог броја доступних тачака ова реакција није погодна за илустрацију енергетске зависности ефективног пресека. Један од мотива за истраживање (n, 2n) реакција је потреба за допуном и провером експерименталних база нуклеарних података. Сем тога, оне је добра и за тестирање самог модела сложеног језгра, конкуренције канала, израчунатих густина нивоа побуђеног језгра итд.

Још један од разлога за интересовање за реакције које воде ка нестабилним резидуалним језгрима је могућност њихове идентификације и проучавања преко кинематике реакционих производа. У случају $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$, резидуално језгро ^9B не представља стабилан крајњи производ, већ се распада даље на лакше честице. Због тога се његово формирање може проучавати индиректно, преко енергија и углова емитованих честица, односно преко реконструкције реакционог канала. [37]

Потребно је знати ефикасне пресеке реакција индукованих неутронима и због потенцијалног развијања технологије фузионих и фисионих реактора. Реакције су посебно значајне у фузионим применама, јер су DT фузиони неутрони енергије око 14 MeV поседују довољну енергију да пређу праговне канале. Такве реакције доприносе активацији и трансмутацији материјала, па су њихови пресеци неопходни за прорачун индуковане радиоактивности, нуклеарног загревања, радијационог оштећења и дугорочне радиолошке безбедности фузионих система. Управо због тога су поставке са означеним неутронима енергије 14,1 MeV, као што је руска TANGRA, о којој ће бити речи мало касније, погодне за мерење реакција изазваних брзим неутронима. [33]

Због праговог карактера, (n, 2n) реакције су корисне и у дозиметрији брзих неутрона. Реакције као што је $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ користе се као активациони монитори за одређивање флукса и флуенса² и карактеризацију неутронских поља у области око 14 MeV. У мерењима на овим енергијама неутронским генераторима активирају се фолије попут Nb, Al, Fe итд., а из више активационих реакција може се проверити интензитет и карактер неутронског поља. [34]

Неутронски индуковане реакције важне су и за разумевање настанка елемената тежих од гвожђа, те се изучавају и због астрофизике, за потпунији опис реакционих мрежа и нестабилних језгара. Сем тога, интересантне су и у физици ниског фона и физици ретких догађаја: брзи космички неутрони могу у материјалима произвести дугоживеће радиоизотопе,

² Флуенс је укупан број неутрона по јединици површине током целог озрачивања, док је флукс број неутрона по јединици површине у јединици времена.

који представљају позадину у нискофонским експериментима или се користе као трагачи у геофизици. (n, 2n) реакције могу направити радиоактивне изотопе који постају позадина у детекторима за тамну материју – пример је реакција $^{40}\text{Ar}(n,2n)^{39}\text{Ar}$, где као продукт настаје нестабилни аргон-39, бета емитер са континуалним електронским фоном у детектору. Зато се за аргонске експерименте у којима се трага за детекцијом тамне материје мора знати колико ^{39}Ar настаје током производње, транспорта и складиштења аргона на површини Земље. [35, 36]

Као сумарни закључак може се извући да значај (n, 2n) реакција произилази из чињенице да оне представљају прагове канале брзих неутрона и да су осетљиве на структуру језгра, енергије раздвајања неутрона и конкуренцију реакционих канала. Ови подаци су потребни за евалуацију нуклеарних база, фузионе и реакторске прорачуне, дозиметрију брзих неутрона, производњу радиоизотопа, процену космогене активације и, у ширем смислу, за астрофизичке реакционе мреже које укључују неутронски индуковане реакције. У случају реакције $^{10}\text{B}(n, 2n)^9\text{B}$, додатни значај је у томе што канал води ка нестабилном резидуалном језгру ^9B , а доступни експериментални подаци за овај конкретан пресек су ограничени. Због тога је поређење са TENDL/TALYS проценама корисно за проверу моделског описа овог праговог канала.

Праг и енергетски биланс реакције

Дакле, постоји нека гранична вредност енергије при којој реакција $a + X \rightarrow Y + b$ постаје могућа и дефинисана је преко [1]:

$$T_{praga} = -Q \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (18)$$

где је Q дефинисано као енергетски еквивалент дефекта масе:

$$Q = \Delta mc^2 \quad (19)$$

Наравно, ова једначина подразумева двочестични излаз из реакције, али физички је смисао и даље ту, чак и код вишечестичних излаза: због негативне Q вредности постоји минимална енергија коју неутрон може да има да би обезбедио реакцију.

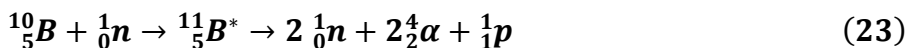
Реакција која је кључна за овај рад је:



Захватом неутрона на бору-10 добија се побуђено језгро бора-11, које има већу вероватноћу за распад на 2 неутрона, што је циљ овог експеримента. Језгро бора које настаје је нестабилно, тако да се брзо распада даље:



Тако да се неформално може сматрати да се распадом бора добијају две алфа честице, протон и два неутрона, тј. посматрају се продукти распада:



Када се израчуна Q вредност реакције, добија се:

$$Q = [m(^{10}_5\text{B}) + m_n - m(^9_5\text{B}) - 2m_n] \cdot c^2 \quad (24)$$

Масе електрона се поништавају јер остаје исти број пре и после реакције, тако да се може рачунати преко маса језгара: $m({}_5^9B) = 9,0105867u$, $m({}_5^{10}B) = 10,01019405u$, $m_n = 1.008664916u$.

$$Q = [10,01019405u - 9,0105867u - 1.008664916u] \cdot c^2$$

$$= -0,00905757uc^2 = -0,00905757 \cdot 931,494MeV = -8,44MeV \quad (25)$$

Одавде се може видети колика је минимална Q енергија. За праг реакције у лабораторијском систему може се користити модификована Крејнова једначина [1, 27, 30] вишечестични распад:

$$T_{praga} = \frac{(m({}_5^9B) + 2m_n)^2 - (m_n + m({}_5^{10}B))^2}{2m({}_5^{10}B)} \cdot c^2 \quad (26)$$

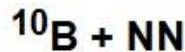
Праг реакције може се повезати са Q вредношћу:

$$T_{praga} \approx -Q \left(1 + \frac{m_n}{m({}_5^{10}B)} \right) + \frac{Q^2}{2m({}_5^{10}B)c^2}$$

$$\approx 8,44MeV \cdot \left(1 + \frac{1,008664916u}{10,01019405u} \right) + \frac{(8,44MeV)^2}{2 \cdot 0,01019405u \cdot 931,5MeV}$$

$$T_{praga} \approx 9,29MeV \quad (27)$$

Ове вредности могу се проверити и преко National Nuclear Data Center калкулатора Q вредности [31], где се добија:



Reaction Products	Q-Value (keV)	Threshold (keV)
${}^9B + 2NN$	-8437.2 9	9287.9 10

Табела 5: QCalc излаз за распад бора, урађено 17.7.2026. у 16:52, видети [31]

Вредности се могу проверити и преко базе података TENDL (засноване на TALYS-у, који ради симулације нуклеарних реакција), следећи пут TENDL-2025→neutron→B→B-10→Tabular total and partial cross sections→ ${}^{10}B$ (n, 2n). Ови подаци имају статус евалуираних података или података заснованих на моделовању експерименталних поставки, а не директних експерименталних мерења, тако да се може сматрати да још чекају експерименталну потврду.

Ефикасни пресек реакције

У DOE приручнику [17] стоји да је вероватноћа да се деси одређена реакција између неутрона и језгра микроскопски ефикасни пресек σ , као и да се σ може посматрати као ефективна површина коју језгро представља неутрону (па зато има димензију површине). Наравно, што је та ефективна површина већа, већа је вероватноћа реакције.

Макроскопски ефикасни пресек Σ , који описује интеракцију неутрона са материјалом, зависи и од броја језгара у јединици запремине материјала мете и од упадног флукса.

$$\Sigma = N\sigma \quad (28)$$

³ преузето из AME/NUBASE, 17.7.2026., 12:09

где је са N означен број језгара мете по јединици запремине. Дакле, макроскопски ефикасни пресек је вероватноћа интеракције по јединици пута неутрона кроз материјал. [17]

Ако неутрон пролази кроз танак материјал дебљине x , вероватноћа интеракције добија се преко:

$$P = \Sigma x = N \sigma x \quad (29)$$

Ако пролази кроз дебљи материјал, онда ће се повиновати експоненцијалном закону исписаном у глави 3.

Када је могуће више исхода реакције, уводе се парцијални ефикасни пресеци. На пример, за неутроне на ^{10}B могу постојати различити канали: (n, γ) , (n, α) , (n, p) , (n, n') , $(n, 2n)$, итд. и за сваки од њих се уводи парцијални ефикасни пресек: $\sigma(n, \gamma)(E)$, $\sigma(n, \alpha)(E)$, $\sigma(n, p)(E)$, $\sigma(n, 2n)(E)$ итд. Дакле, укупни пресек обухвата све могуће интеракције одређеног типа, док парцијални пресек описује само један излазни канал.

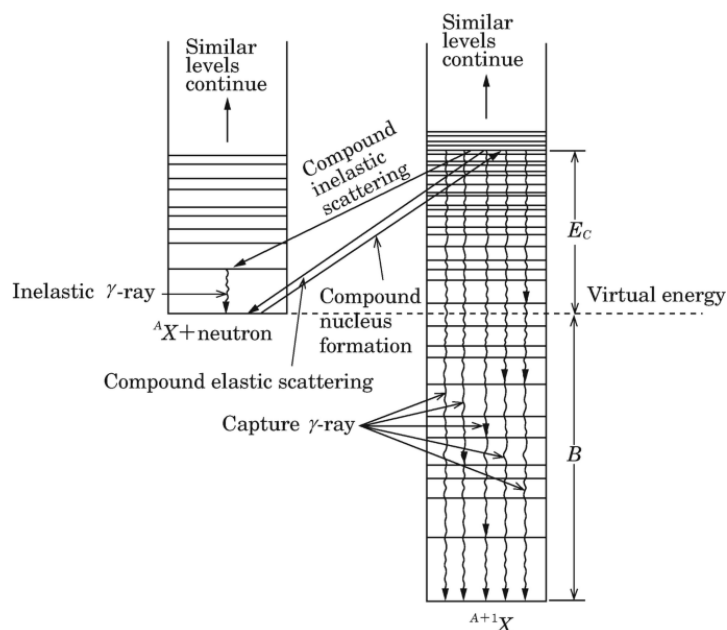
Када кажемо да је неки канал вероватнији, то значи да има већи парцијални пресек при датој енергији.

Може се приметити да је [20] једна од реакција у којој настаје језгро које се може представити моделом сложеног језгра.

Модел сложеног језгра

Када део упадног флукса уђе у језгро, он побуђује сложени систем, односно сложено језгро. То сложено језгро се затим распада, после времена које је дуго у односу на време нуклеарног прелаза, у енергетски дозвољене реакционе канале.

На Слици 15 може се видети дијаграм формирања сложеног језгра: неутрон удара у језгро ^AX , добија се сложено језгро $^{A+1}\text{X}^*$, које има велику енергију побуде и може се распасти на више начина: сложеним еластичним расејањем (као резултат се добија исти систем, језгро и неутрон), нееластичним расејањем (језгро остаје побуђено, па емитује фотон), радијационим захватом или (n, γ) реакцијом (неутрон остаје у језгру, а вишак енергије се ослобађа преко каскаде фотона), итд.



Слика 15: Шематски приказ формирања сложеног језгра након захвата неутрона и његове деексцитације различитим каналима, преузето из [28], 17.7.2026., 12:40

На Слици 15 су хоризонталним линијама означени нивои сложеног језгра, тј. могућа побуђена стања бора-11. Како енергија побуде расте, тако расте и број могућих стања. [27, 28]

Ширине Γ тих стања, заједно са размаком нивоа D и ширином енергије упадног снопа ΔE , одређују да ли се у пресеку виде издвојене резонанце (ако важи $\Delta E < \Gamma < D$) или усредњено понашање (ако важи $\Delta E > \Gamma$ јер се више стања побуђује истовремено и онда се посматра усредњени ефикасни пресек).

Зато се канали реакције повезују са распадом побуђеног сложеног језгра, а ширина резонанце описује карактер и животни век тог побуђеног стања. [27]

Треба напоменути да $(n, 2n)$ није увек највероватнији излазни канал реакције. Након формирања побуђеног сложеног језгра, систем се може деекситовати кроз више енергетски дозвољених канала, а њихов релативни допринос зависи од енергије упадног неутрона, енергије побуде сложеног језгра, прагова и енергија раздвајања за емисију честица, густине нуклеарних нивоа и конкуренције са другим отвореним каналима. У савременим моделским прорачунима, као што је TALYS/TENDL [32], ови фактори улазе кроз комбинацију реакционих модела, нуклеарних маса, енергија раздвајања, ниво-густина и парцијалних реакционих канала. [27, 32]

Разлог зашто су неутрони често повољан канал је то што немају електрично наелектрисање, па не морају да савладају Кулонову баријеру. За емисију протона или α честице језгро мора да обезбеди не само енергију раздвајања, већ и то да честица савлада електростатичко одбијање од позитивно наелектрисаног остатка језгра. Неутрон то не мора да ради, па, кад је неутронски канал енергетски отворен, он може бити вероватнији од других.

Укупна ширина побуђеног нивоа, тј. резонанце, дефинише колико ће неко језгро бити краткоживеће или дугоживеће. Она је дефинисана као сума парцијалних ширина канала распада – ако бор има више реакција којима може да подлегне, посматрају се све могућности. На пример, побуђени бор може да се распадне преко следећих канала [29]:



Укупна ширина побуђеног нивоа (резонанце) онда је збир појединачних ширина за сваки од тих канала распада:

$$\Gamma_{ukupno} = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_n + \Gamma_{2n} + \Gamma_{\alpha} + \dots \quad (31)$$

Канали распада побуђеног језгра бора дефинишу се преко природне ширине линије Γ и времена живота τ као [1, 27]:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (32)$$

Дакле, што је Γ_{ukupno} веће, то језгро живи краће. Вероватноћа (branching ratio) за неки посебан канал дата је преко:

$$b_{2n} = \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_{ukupno}} \quad (33)$$

У том случају појединачне резонанце, тј. када је ширина нивоа Γ мања од размака између суседних нивоа D , могу да се виде у пресеку и могу се описивати Breit–Wigner-овим формализмом.

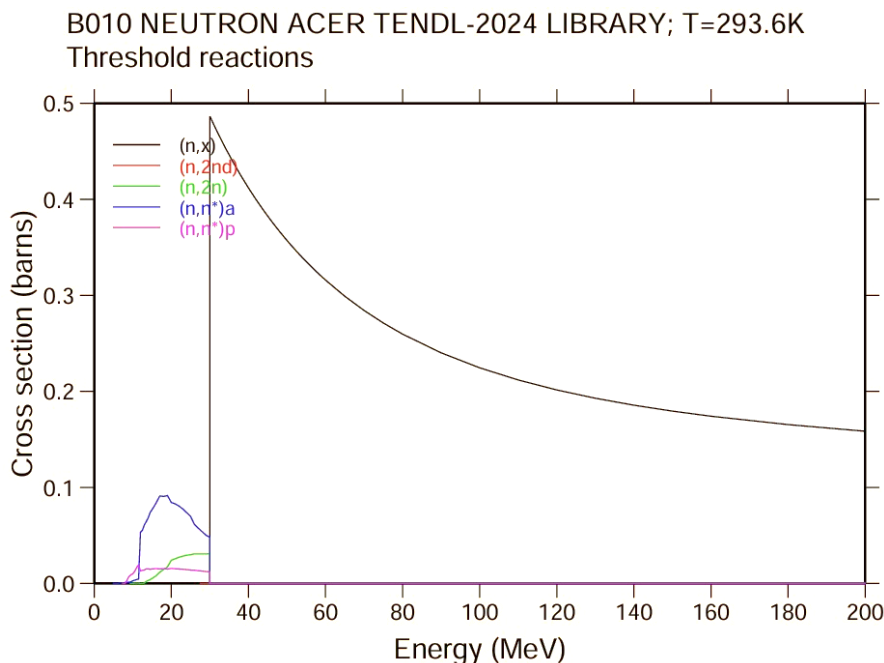


График 1: Зависност ефикасног пресека од енергије упадног неутрона, преузето из [32], 17.7.2026., 13:20

У том случају резонантни допринос ефикасном пресеку зависи од положаја резонанце, укупне ширине и парцијалних ширина улазног и излазног канала. Међутим, када су нивои сложеног језгра густо распоређени или када је експериментална енергетска резолуција већа од ширине појединачних резонанци, резонанце се преклапају или усредњавају, па је погоднији статистички опис реакција. [27]

У TENDL датотеци [32] могу се очитати ефикасни пресеци за различите канале реакције и они се могу представити графички.

Треба напоменути да се на 30 MeV појављује скок у ефикасном пресеку јер се посматрају збирно сви канали реакције, тј. (n, x) . Оно што је од интереса је зелена линија, која одскаче од нуле на израчунатих 8,44 MeV.

У Табели 6 може се видети преглед енергија упадних честица E [MeV], ефикасних пресека x_s [mbarn], γx_s [mbarn] и $x_s/\text{res.prod.}x_s$. γx_s је пресек повезан са γ -продукцијом у оквиру тог канала, односно са γ -зрачењем које се јавља након формирања резидуалног језгра и његове деексцитације. TALYS документација и TENDL описују TALYS као код који симулира нуклеарне реакције и даје различите типове пресека, укључујући продукцију γ -зрачења. $X_s/\text{res.prod.}x_s$ показује колики део укупне продукције бора-9 долази баш из канала $^{10}\text{B}(n, 2n)^9\text{B}$.

Користећи потпуну табелу (Табела 6 је скраћена), може се направити график зависности ефикасног пресека канала реакције од енергије упадне честице.

```

# header:
# title: B10(n,2n)B9 cross section
# source: TALYS-2.1
# user: Arjan Koning
# date: 2025-06-20
# format: YANDF-0.3
# target:
# Z: 5
# A: 10
# nuclide: B10
# reaction:
# type: (n,2n)
# Q-value [MeV]: -8.437191E+00
# E-threshold [MeV]: 9.287121E+00
# ENDF MF: 3
# ENDF MT: 16
# residual:
# Z: 5
# A: 9
# nuclide: B9
# quantity:
# type: cross section
# datablock:
# columns: 4
# entries: 120
##
# E [MeV]      xs [mb]      gamma_xs [mb]      xs/res.prod.xs [ ]
##
1.000000E-11  0.000000E+00  0.000000E+00  0.000000E+00
2.530000E-08  0.000000E+00  0.000000E+00  0.000000E+00
1.000000E+01  1.428634E-01  1.800777E-12  9.999999E-01
1.050000E+01  1.940109E-01  2.348679E-12  1.000000E+00
1.100000E+01  3.138211E-01  1.848046E-03  1.000000E+00
1.150000E+01  3.838825E-01  2.736648E-03  1.000000E+00
1.200000E+01  5.005841E-03  7.448037E-12  9.999661E-01
1.250000E+01  6.980776E-03  6.229437E-04  9.999591E-01
1.300000E+01  3.623743E-01  3.458684E-01  9.999992E-01
1.350000E+01  2.184640E+00  2.187854E+00  1.000000E+00
1.400000E+01  3.043788E+00  3.058521E+00  9.999996E-01
1.450000E+01  4.007429E+00  4.070830E+00  1.000000E+00
1.500000E+01  5.169829E+00  5.321427E+00  9.999993E-01
1.600000E+01  7.841090E+00  8.285812E+00  9.999996E-01
1.700000E+01  1.168518E+01  1.261027E+01  9.999998E-01
1.800000E+01  1.469524E+01  1.621677E+01  9.999997E-01
1.900000E+01  1.724352E+01  1.936193E+01  9.999993E-01
2.000000E+01  2.419266E+01  2.808364E+01  9.999984E-01
2.100000E+01  2.572238E+01  3.020040E+01  9.999986E-01
2.200000E+01  2.728311E+01  3.237549E+01  9.999982E-01
2.300000E+01  2.848430E+01  3.407024E+01  9.999982E-01
2.400000E+01  2.936931E+01  3.538470E+01  9.999977E-01
2.500000E+01  2.996935E+01  3.638387E+01  9.999966E-01
2.600000E+01  3.077511E+01  3.767624E+01  9.999955E-01
2.700000E+01  3.081542E+01  3.806992E+01  9.999940E-01
2.800000E+01  3.080761E+01  3.840924E+01  9.999924E-01
2.900000E+01  3.074131E+01  3.870038E+01  9.999904E-01
3.000000E+01  3.099312E+01  3.944078E+01  9.999884E-01
3.200000E+01  3.001019E+01  3.913802E+01  9.999809E-01
3.400000E+01  2.927931E+01  3.897837E+01  9.999700E-01
3.600000E+01  2.809865E+01  3.807772E+01  9.999534E-01

```

Табела 6: Подаци о ефективним пресецима из TENDL датотеке [32], приступљено 15.7.2026., 15:46

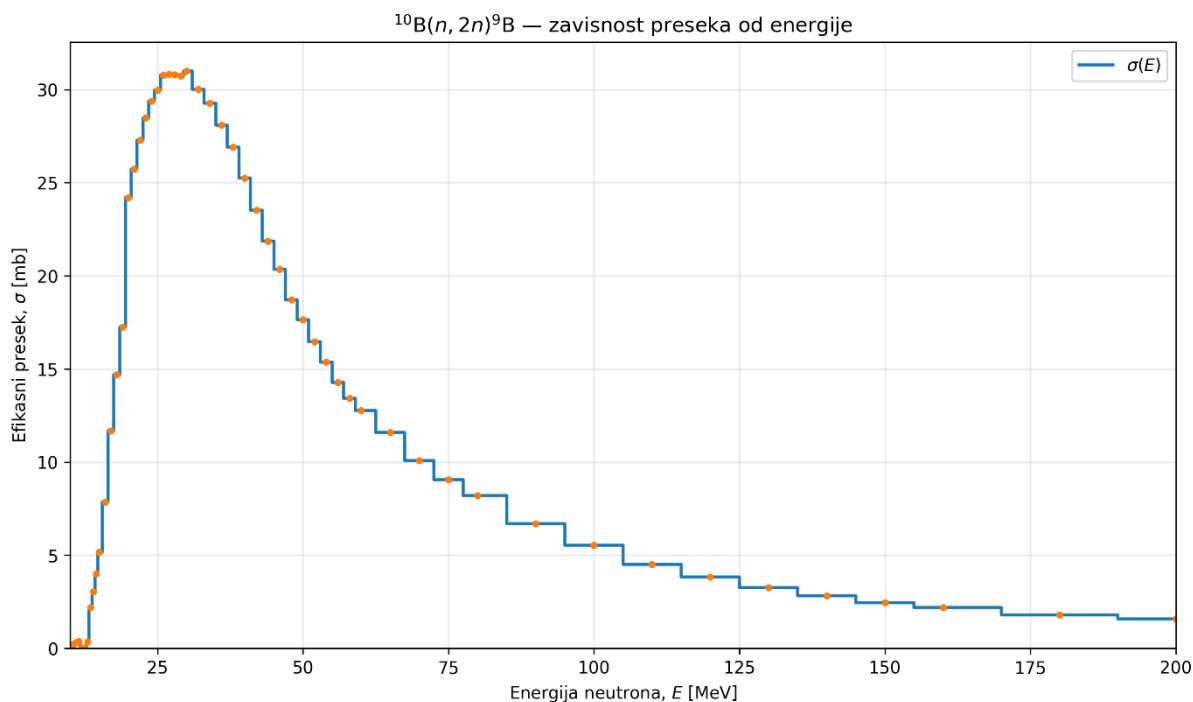


График 2: Зависност ефикасног пресека од енергије упадне честице, направљено преко података преузетих из [32]

Реакција има изражен праговни карактер: испод прага од приближно 9,29 MeV пресек је једнак нули, што значи да (n, 2n) канал није енергетски дозвољен. Након отварања канала, пресек нагло расте и достиже максимум од око 31mbarn у области 25-30 MeV. Након максимума пресек постепено опада са порастом енергије неутрона. Пошто подаци потичу из TENDL библиотеке, приказани пресек треба тумачити као евалуирану, односно моделску процену, а не као директно експериментално мерење. Ово је посебно важно јер, на пример, претрагом EXFOR базе нису пронађени експериментални подаци за овај канал.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ПОСТАВКА

У оквиру TANGRA пројекта у JINR-у развијена је експериментална поставка за проучавање нуклеарних реакција индукованих означеним неутронима енергије 14,1 MeV. Ови неутрони се добијају у D–T реакцији $T(d,n)^4\text{He}$, при чему се регистрацијом пратеће α -честице омогућава означавање правца и времена емисије неутрона. Поставка је коришћена за мерења реакција као што су (n, xn') , $(n, xn'\gamma)$, (n, γ) и (n, f) , као и за мерење приноса и угаоних расподела γ -зрачења изазваног 14,1 MeV неутронима.

Намена и општа организација експерименталне поставке

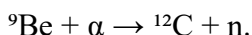
Експериментална поставка формирана је ради проучавања временских, енергетских и угаоних карактеристика неутрона емитованих из PuBe извора, као и ради раздвајања стварних неутрон–неутрон коинцидентних догађаја од догађаја насталих вишеструким расејањем једног неутрона између детектора. Последњи тип догађаја у даљем тексту означен је као међудетекторско преслушавање (енгл. crosstalk).

Поставка омогућава истовремену регистрацију сигнала из централног стилбенског детектора и дванаест периферних детектора са течним органским сцинтилатором EJ309. Комбинацијом анализе облика импулса, времена прелета и геометријског положаја детектора могуће је класификовати регистроване догађаје као гама–гама, гама–неутрон, неутрон–гама или неутрон–неутрон коинциденције.

Подаци добијени мерењем коришћени су за формирање једнодимензионалних и дводимензионалних временских и енергетских хистограма, за анализу угаоних расподела и за поређење са резултатима Монте Карло симулације изведене у програмском пакету Geant4.

PuBe извор неутрона

Као извор неутрона коришћен је затворени плутонијум–берилијумски извор (PuBe). Као што је раније речено, неутрони се у овом извору производе интеракцијом алфа-честица, емитованих при распаду плутонијума, са језгрима берилијума:



У делу реакција настаје побуђено језгро угљеника ${}^{12}\text{C}^*$, које преласком у основно стање емитује промтни гама-квант енергије приближно 4,44 MeV. Ово промтно гама-зрачење може да се користи као временска референца за мерење времена лета неутрона.

Према геометријском моделу коришћеном у оквиру пројекта, спољашње димензије извора узете су као приближно $\varnothing 24 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$. Сам активни PuBe материјал има облик цилиндра пречника 8mm и висину такође 8mm и налази се у гвозденој капсули поменутих димензија.

Извор је постављен у централном делу детекторског система, у механички стабилан носач. Центар активне запремине извора коришћен је као референтна тачка при дефинисању положаја детектора и при реконструкцији дужине путање честица.

Централни STILBENE детектор

Непосредно испод PuBe извора постављен је органски сцинтилациони детектор са кристалом стилбена. Стилбен омогућава ефикасну дискриминацију неутрона и гама-зрачења на основу разлике у временском облику сцинтилационог импулса.

Активна запремина стилбен кристала је приближно цилиндричног облика, пречника око 76mm и дужине око 50mm. Кристал се налази у алуминијумском кућишту са зидом дебљине приближно 1 mm. Спољашњи пречник предњег дела кућишта је $(83,2 \pm 0,5)\text{mm}$, док спољашњи пречник задњег дела износи $58,8 \pm 0,5\text{mm}$.

Сцинтилациона светлост регистрована је фотомултипликаторском цеви Hamamatsu R1307 пречника око 76mm. Око фотомултипликатора налази се магнетни, односно μ -метални штит, док оптички склоп садржи рефлектујући слој око кристала.

Најмање растојање између доње површине извора и горње површине овог детектора је приближно 6mm (у почетној фази припреме поставке коришћен је црни пластични одстојник којим је извор био постављен на растојању од 75mm од стилбена, али је због малог флукса у коначној мерној геометрији је приближен детектору на 6mm).

Стилбенски детектор имао је улогу централног референтног и СТАРТ детектора и његов сигнал коришћен је за покретање мерења времена лета честица до периферних EJ309 детектора. На овом детектору се користе промтти гама-догађаји, јер формирају добро дефинисану временску референцу.

Прстен периферних EJ309 детектора

Око извора је било распоређено дванаест детектора са течним органским сцинтилатором EJ309. Детектори су били произвођача Scionix Holland B.V, са ознаком модела 76A51/3M-EJ309-E1-X-NEG.

Из ознаке модела следи да је активна запремина сваког детектора била приближно цилиндричног облика, пречника 76mm и дужине 51mm. Сцинтилациона ћелија била је оптички спојена са фотомултипликаторском цеви пречника 7.5cm, са спољашњим μ -металним штитом и уграђеним напонским разделником. Детектори су били конфигурисани за негативни високи напон.

EJ309 је течни органски сцинтилатор погодан за регистрацију брзих неутрона и гама-зрачења. Неутрони се у њему детектују превасходно преко еластичног расејања на језгрима водоника, при чему повратни протон предаје део своје енергије сцинтилатору. Разлика у релативном уделу брзе и споре компоненте светлосног импулса омогућава неутрон-гама дискриминацију.

Дванаест детектора било је постављено у равни прстена са номиналним азимутским размаком од 30° између суседних детектора. Пречник носеће прстенасте конструкције износио је приближно $1225 \pm 3\text{ mm}$.

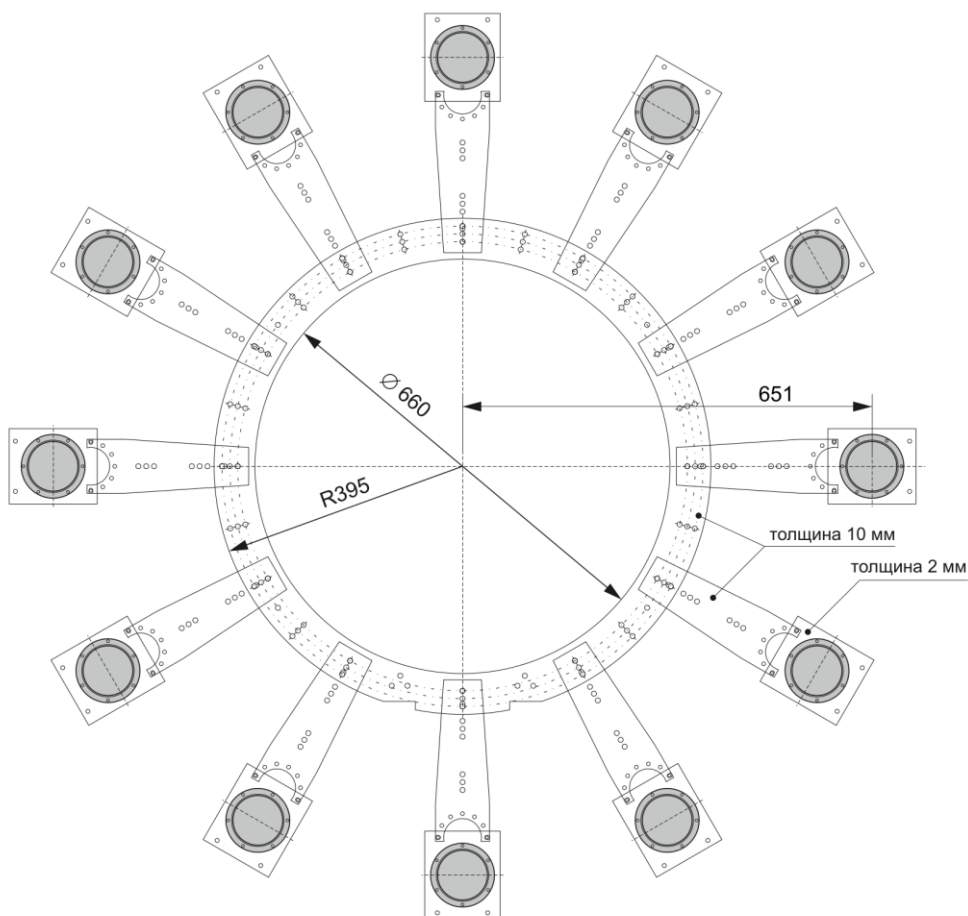
$$\varphi_i = i \cdot 30^\circ, i = 0, 1, 2, \dots, 11 \quad (34)$$

За два детектора са редним бројевима i и j , номинални мањи угао између њихових оса одређиван је изразом:

$$\Delta\varphi_{ij} = \min(|i - j| \cdot 30^\circ, 360^\circ - |i - j| \cdot 30^\circ) \quad (35)$$

На тај начин формиране су групе детекторских парова са релативним угловима од 30° , 60° , 90° , 120° , 150° и 180° . Анализа по угаоним групама омогућава проучавање зависности стварних двоструких догађаја и crosstalk од међусобног положаја детектора.

Растојање од центра извора до центра активне запремине EJ309 износило је 651mm.



Слика 16: Технички цртеж детекторског прстена и носача

Геометријско поравнање и координатни систем

За опис геометрије коришћен је заједнички координатни систем чији је координатни почетак постављен у центар активне запремине PuBe извора. Раван детекторског прстена дефинисана је као ху раван, док је z оса нормална на раван прстена.

Осе периферних детектора биле су усмерене ка референтној тачки у области извора. Пре мерења било је неопходно проверити положај извора, висину детектора, азимутске углове, растојања до извора и оријентацију уздужних оса детектора.

У ранијој геометријској анализи одређен је угао од приближно $83,7^\circ$. Тај угао је везан за граничне линије између извора, стилбенског детектора и активне запремине суседног EJ309 детектора. Пре коначног навођења у раду потребно је потврдити да ли представља пуни прихватни угао, полуугао или конструкциони угао на техничкој скици.

Систем за аквизицију података

Сигнали са фотомултипликаторских цеви довођени су у вишеканални дигитални систем за аквизицију ADCM-32 и DSR-6/32.

Обрада импулса и неутрон–гама дискриминација

Обрада регистрованих таласних облика обухватала је одређивање основне линије, издавање импулса, одређивање времена појаве сигнала, мерење амплитуде и интеграцију изабраних делова импулса.

Неутрон–гама дискриминација вршена је методом анализе облика импулса (PSD). Импулси изазвани неутронима у органским сцинтилаторима имају већи релативни удео споре компоненте од импулса изазваних гама-зрачењем.

У програму ROMANA за оптимизацију PSD класификације подешавани су параметри p_1 , p_2 , w_1 и w_2 . Њихове вредности одређиване су на основу двочестичних PSD расподела и аутоматске варијационе процедуре, са циљем постизања најбољег раздвајања неутронске и гама области.

Као општа мера облика импулса може се користити однос интеграла касног дела импулса и укупног интеграла преко једначина 14a или 14b.

Временска калибрација и мерење времена прелета

Пре физичке анализе одређиван је релативни временски померај за сваки од дванаест парова стилбен–EJ309. За одређивање временске нуле коришћене су гама–гама коинциденције, јер је време проласка гама-кваната кроз димензије експерименталне поставке мало и добро дефинисано.

Расподеле временских разлика фитоване су функцијом састављеном од два Гауса, а положај промптог пика коришћен је за одређивање временске корекције сваког канала.

$$TOF_i = t_{EJ,i} - t_{St} - \Delta t_i \quad (36)$$

где је $t_{EJ,i}$ време импулса у i-том EJ309 детектору, t_{St} време импулса у стилбенском детектору, а Δt_i временски померај одговарајућег канала.

Код троструких коинциденција анализирана су два времена прелета, TOF_1 и TOF_2 , која одговарају двома честицама регистрованим у два периферна детектора у односу на заједнички СТАРТ сигнал.

Ширина коинцидентног временског прозора износила је 50 ns. Временска резолуција система била је 4.2 ns.

За познату дужину путање $L = 651$ mm, брзина честице одређује се као $v = L/TOF$, док се нерелативистичка кинетичка енергија неутрона може израчунати из:

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{L}{TOF} \right)^2 \quad (37)$$

Формирање и класификација коинциденција

Стилбенски детектор имао је улогу СТАРТ детектора, док су EJ309 детектори имали улогу СТОП детектора. Коинцидентни догађаји формирани су поређењем времена импулса у централном и периферним детекторима.

На основу PSD класификације и временског редоследа, догађаји су разврставани у категорије g–g, g–n, n–g и n–n. Код троструких догађаја посебно су анализиране комбинације у којима су две честице регистроване у два различита EJ309 детектора.

Стварна n–n коинциденција подразумева регистрацију два различита неутрона у два различита детектора. Crosstalk настаје када један неутрон најпре остави део енергије у првом

детектору, а затим, после расејања, произведе сигнал у другом детектору, или када секундарна честица настала у првој интеракцији допринесе сигналу другог детектора.

При раздвајању ова два типа догађаја коришћени су PSD класификација, временски редослед сигнала, TOF_1 и TOF_2 , међусобни угао детектора.

Заштита, носећа конструкција и утицај околине

Носачи извора и детектора, кућишта, под, зидови и други материјали у лабораторији могу да расејавају неутроне и гама-зрачење. Такви расејани догађаји доприносе позадини и могу да имитирају коинцидентне догађаје из директне емисије. Материјал носеће конструкције био је алуминијум.

СИМУЛАЦИЈА

GEANT4 ПРОГРАМСКИ ПАКЕТ И ЊЕГОВЕ БИБЛИОТЕКЕ

Симулације експерименталне поставке изведене су коришћењем софтверског пакета Geant4, верзија 11.3.0, у 64-битном оперативном систему Ubuntu 26.04 LTS са Linux кернелом верзије 7.0.0-28. Симулациони програм развијен је у програмском језику C++ и компајлиран GCC/G++ компајлером верзије 15.2.0, уз примену стандарда C++17. За конфигурацију и изградњу програма коришћени су CMake 4.2.3 и GNU Make 4.4.1, при чему је програм компајлиран у оптимизованом RELEA режиму.

Симулације су извршаване на рачунару са процесором Intel Core i9-14900HX, који располаже са 24 физичка језгра и 32 логичка процесора, и са 32 GB радне меморије. Geant4 је инсталиран са подршком за више извршавање, док су појединачне продукционе симулације типично извршаване коришћењем 15 радних тредова.

За опис физичких процеса коришћена је референтна листа физике QBBC. Ова листа обухвата стандардне електромагнетне процесе, хадронско еластично и нееластично расејање, захват неутрона, нуклеарну деексцитацију и транспорт неутрона и гама-зрачења. За неутроне енергија нижих од 20 MeV примењују се ParticleHP модели и евалуирани нуклеарни подаци.

У Geant4 инсталацији биле су доступне следеће библиотеке података:

G4ABLA3.3	G4PARTICLEXS4.1
G4CHANNELING1.0	G4PII1.3
G4EMLOW8.6.1	G4SAIDDATA2.0
G4ENSDSTATE3.0	PhotonEvaporation6.1
G4INCL1.2	RadioactiveDecay6.1.2
G4NDL4.7.1	RealSurface2.2

За разматрани транспорт неутрона и гама-зрачења посебно су значајне библиотеке:

G4NDL4.7.1 која обезбеђује евалуиране податке за транспорт неутрона до приближно 20 MeV

G4PARTICLEXS4.1 која садржи евалуиране пресеке интеракција честица са језгрима.

G4EMLOW8.6.1 намењена нискоенергијским електромагнетним процесима

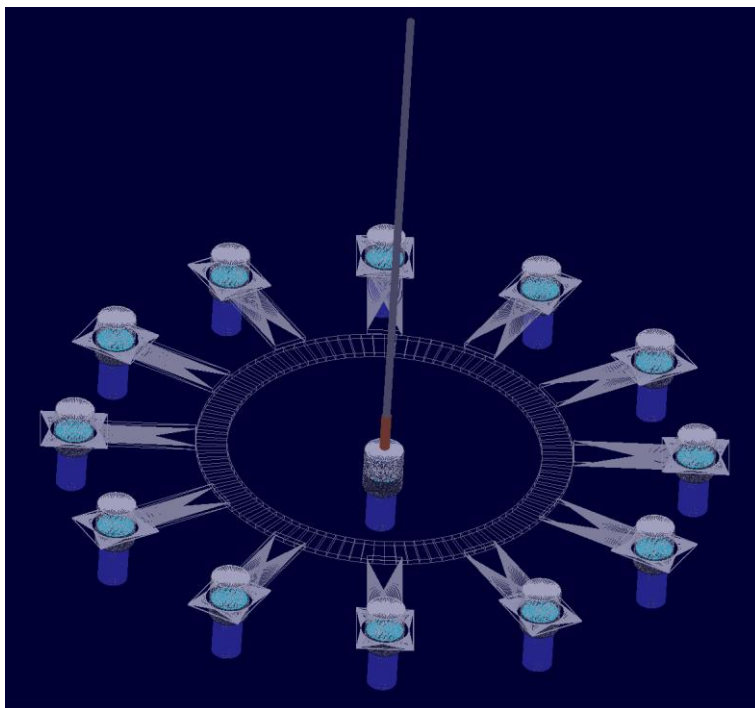
G4ENSDSTATE3.0 и PhotonEvaporation6.1 које садрже податке о нуклеарним нивоима и гама-деексцитацији побуђених језгара.

Резултати симулација записивани су у ROOT формату коришћењем Geant4 система за анализу. За обједињавање и накнадну обраду резултата, формирање коинцидентних парова, класификацију догађаја, израду хистограма и генерисање PDF извештаја коришћен је CERN ROOT верзије 6.36.06. Аутоматизовано генерисање Geant4 макроа и обрада планова симулације у Excel формату реализовани су помоћу програмског језика Python 3.14.4 и библиотеке openpyxl верзије 3.1.5.

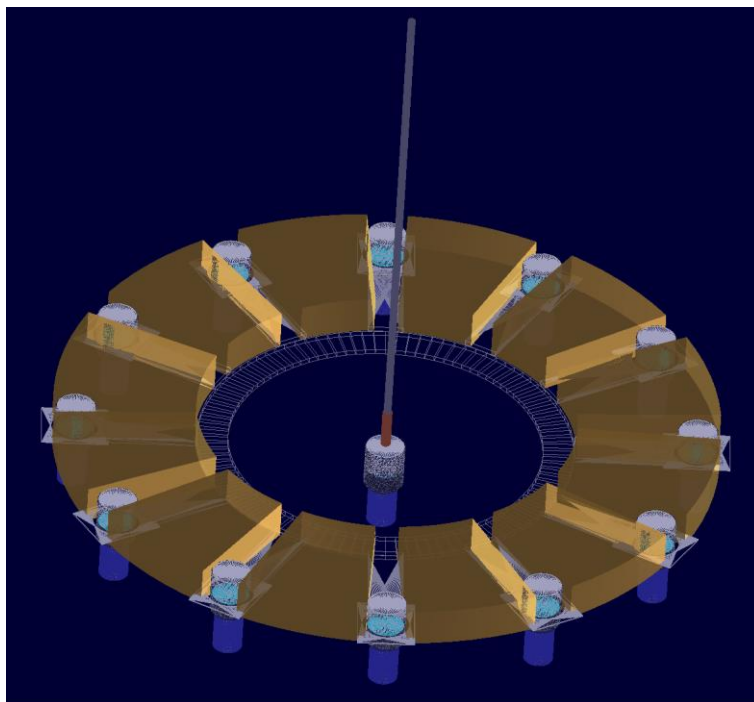
ОПИС СИМУЛАЦИЈЕ

За симулацију експеримента и испитивање процеса који се дешавају у експерименталној поставци коришћени су подаци о геометрији из експерименталне поставке, при чему су избачени вертикални носачи који немају велики утицај на резултат симулације у циљу анализе crosstalk-а. Оно што треба нагласити јесте да су у симулацији коришћени елементи у облику квадра: вертикални зид димензија $(0.2 \times 6 \times 3)\text{m}$, чија је унутрашња површина постављена на удаљености од 3m од осе детекторског система, и под димензија $(8 \times 8 \times 0.3)\text{m}$, чија је горња површина постављена приближно 1.26 m испод равни прстена детекторског система. Материјал коришћен за оба елемента био је бетон.

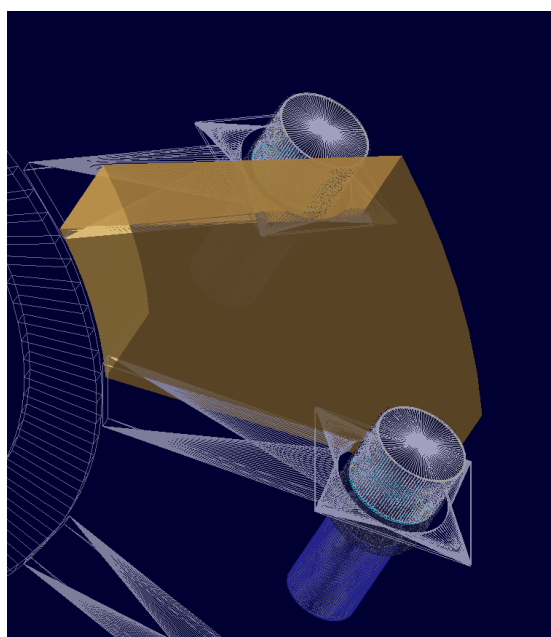
Додатни елементи који су употребљени у другој симулацији су парафински блокови чији облик је дефинисан углом од 23 степена из центра детекторског система, тако да средишња линија угла пролази тачно између два EJ309 детектора, унутрашњим и спољашњим полупречником из центра система, који износе 570mm и 400mm , као и дебљином која је износила 80mm . Парафински елементи су постављени осно симетрично између суседних парова детектора, у равни прстена детекторског система, тако да их има 12 , као и самих EJ309 детектора.



Слика 17а: На слици се може видети детекторски прстен са 12 EJ309 детектора поређаних у круг и један централни Stilbene детектор са извором мало изнад њега



Слика 18б: На слици се може видети иста поставка детекторског система као на слици 17а, али са унесеним парафинским блоковима између EJ309 детектора

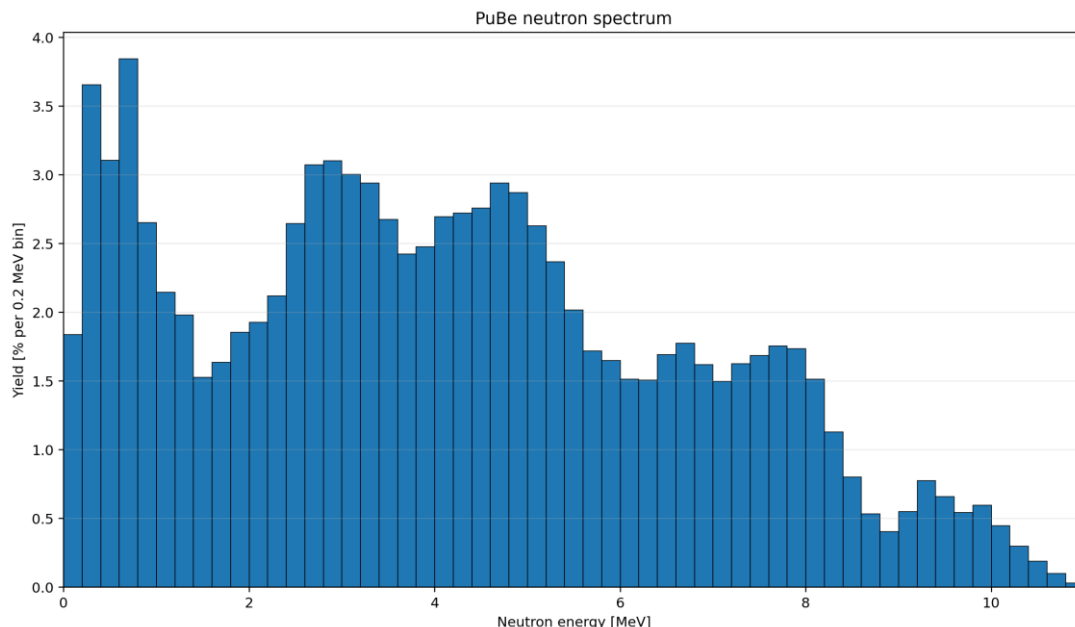


Слика 19в: Један парафински елемент са слике б)

Урађене су 2 симулације експерименталне поставке и једна симулација анализе интеракције неутрона са детекторским елементом EJ309.

Прва симулација је урађена са празним (Empty) детекторским системом, (апроксимација поставке стварног експеримента).

Друга симулација је изведена са додатим, раније описаним, парафинским блоковима који су у подацима као место расејања наведени као medium. У обе симулације у активној запремини извора, димензија 8x8mm, истовремено су генерисане две коинцидентне геме енергија 4.438MeV и два неутрона чија се енергија бирала насумично из измереног спектра извора PuBe (Хистограм 1), али отежана одбројем у спектру. За почетак времена лета је узет почетак догађаја.



Хистограм 1: Спектар PuBe извора

Трећа симулација се заснивала на уском снопу моноенергетских неутрона усмерених ка активној запремини једног EJ309, детектора где смо гледали врсте интеракција унутар детектора и углове расејања у односу на правац који спаја центар детектора и центар извора честица. Направљено је 30 итерација симулације са инкрементом енергије од 0.5 MeV у интервалу енергија 0.5 MeV-15 MeV.

ОБРАДА ПОДАТАКА

Класификација симулационих података и садржај ROOT фајлова

Подаци добијени Geant4 симулацијом класификовани су у више узастопних нивоа. Најпре су бележени појединачни уласци честица у активне запремине ЕЈ детектора и њихова историја кретања, а затим су од временски уређених детекторских сигнала формиран парови. Парови су класификовани према врсти детектованих честица, њиховом пореклу и међусобној узрочној вези, као и према интеракцијама које су честице имале пре уласка у детектор.

Идентификација примарних и секундарних честица

Свакој примарној честици емитованој из извора додељен је јединствени идентификатор `source_id`, који одговара идентификатору њене примарне Geant4 трајекторије. Иста вредност се у новијем запису чува и као `root_primary_id`. Све секундарне честице настале од одређене примарне честице наслеђују њен `source_id`, чиме се формира јединствена генеалошка група.

Конкретна трајекторија честице одређена је идентификатором `track_id`, док `parent_id` означава непосредног родитеља. Примарна честица има `generation = 0` и `sub_id = 0`, а њени потомци имају `generation > 0` и сопствене вредности `sub_id`. На тај начин могуће је разликовати:

1. генерисану примарну честицу;
2. конкретну секундарну честицу;
3. непосредног родитеља;
4. целокупан низ предака и потомака.

Гране `lineage_track_ids` и `lineage_pdgs` садрже комплетан низ идентификатора трајекторија и PDG кодова дуж генеалошког ланца. Комбинација `run_uid` и `event_id` јединствено одређује догађај и након обједињавања више ROOT фајлова програмом `hadd`.

Формирање детекторских сигнала

Као кандидат за детекторски сигнал бележен је улазак гама-кванта или неутрона у активну запремину ЕЈ детектора. У режиму `PrimaryOnly` разматране су само примарне честице емитоване из извора, док су у режиму `AnyGammaNeutron` разматрани и примарни и секундарни неутрони и гама-кванти.

Ако иста трајекторија више пута уђе у исти детектор, задржава се њен најранији улазак. Сви кандидати унутар једног догађаја уређују се према времену уласка у детектор. За сваки сигнал бележе се време настанка честице, време уласка, време прелета, енергија на уласку, положај и правац уласка, депонована енергија и генеалошки подаци.

Сигнал се прихвата као исправан ако задовољава услов ненегативног времена прелета, задати једночестични временски прозор и услов сигнала. У режиму `SourceWithSecondaries` услов сигнала подразумева да укупна енергија коју је у детектору депоновала цела породица посматране примарне честице буде већа од задатог прага. У режиму `EntryOnly` довољан је сам улазак честице у активну запремину.

Класификација према врсти детектованих честица

Од прихваћених сигнала у различитим детекторима формирају се временски уређени парови. Први члан пара представља раније, а други касније детектовану честицу. Према врсти честица парови су подељени на:

1. $\gamma\text{--}\gamma$ — оба сигнала потичу од гама-кваната;
2. $\gamma\text{--}n$ — прво је детектован гама-квант, а затим неутрон;
3. $n\text{--}\gamma$ — прво је детектован неутрон, а затим гама-квант;
4. $n\text{--}n$ — оба сигнала потичу од неутрона.

Ове категорије у ROOT запису имају вредности `cat_code = 1, 2, 3` и `4`. Један Geant4 догађај може садржати више прихваћених сигнала, па може дати више временски уређених парова. Због тога број парова не мора бити једнак броју симулираних догађаја.

Пар се прихвата као временски коинцидентан ако важи

$$|t_{(signal,2)} - t_{(signal,1)}| \leq T_c \quad (38)$$

где је (T_c) задати детекторски коинцидентни прозор.

Узрочна класификација парова

Коначна класификација не заснива се само на једнакости `source_id`, већ користи `track_id`, `parent_id`, `generation`, место настанка секундарне честице и комплетан генеалошки низ.

Најпре се унутар сваког догађаја проналазе узрочно повезани сигнали који припадају истој примарној генеалогии. Тек након њиховог издвајања формирају се класе стварних двоструких догађаја. Овакав редослед спречава да секундарна честица настала у crosstalk ланцу са неком другом честицом формира лажни REAL пар.

Стварни двоструки догађаји

Пар се сврстава у групу REAL ако два сигнала потичу од различитих корених примарних честица и ако ниједан од сигнала није претходно препознат као део узрочног crosstalk ланца.

Група REAL подељена је на:

REAL_PP — обе детектоване честице су примарне, односно имају `generation = 0`;

sREAL_PS — прва честица је примарна, а друга секундарна, при чему потичу од различитих примарних корена;

sREAL_SP — прва честица је секундарна, а друга примарна;

sREAL_SS — обе честице су секундарне, али припадају различитим примарним генеалогиијама.

Ознака sREAL представља стварну коинциденцију у којој је најмање један члан пара секундарна честица. Она не означава расејани догађај, јер се расејање класификује засебно.

Crosstalk догађаји

Crosstalk парови потичу од исте примарне генеалогиије и између њих постоји непосредна или посредна узрочна веза. Подељени су на директни детекторски crosstalk, означен са dCT, и спољашњи crosstalk, означен са eCT.

Класа dCT обухвата:

dCT_P1P1 — иста примарна трајекторија, generation = 0, улази у два различита детектора;

dCT_S1S1 — иста секундарна трајекторија улази у два различита детектора;

dCT_P1S1 — честица предак је детектована у првом детектору, у том детектору је настала њена секундарна честица, а секундарна честица је затим детектована у другом детектору.

Класа eCT обухвата узрочно повезане честице код којих је потомак настао ван детектора:

eCT_P1S1 — честица предак је детектована прва, а њен потомак, настао ван детектора, детектован је други;

eCT_S1P1 — потомак је детектован први, док је његов узрочни предак детектован касније.

Парови са истим примарним кореном који не испуњавају услове ниједне чисте физичке класе означавају се као CT_CONTAMINATED. Ту спадају и парови који садрже сигнал већ закључан као део другог узрочног crosstalk ланца. Ови парови задржавају се ради дијагностике, али се не укључују у физичке REAL и CROSSTALK хистограме. Класа UNKNOWN користи се када расположиви подаци нису довољни за једнозначну класификацију.

Класификација путање честице

Независно од узрочне класе, за сваки детектовани сигнал одређује се да ли је конкретна детектована трајекторија имала физичку интеракцију од свог настанка до уласка у детектор.

Парови су према том критеријуму подељени на:

TRACK-DIRECT — ниједна од две детектоване трајекторије није имала забележену интеракцију пре уласка;

HIT1-SCATTERED — интеракцију је имала само прва детектована трајекторија;

HIT2-SCATTERED — интеракцију је имала само друга детектована трајекторија;

BOTH-SCATTERED — обе трајекторије су имале најмање једну интеракцију.

Ова класификација прати искључиво конкретну детектовану трајекторију. Интеракције њеног родитеља и осталих предака не приписују се потомку. Зато секундарна честица може бити класификована као TRACK-DIRECT ако од места свог настанка до детектора није имала додатну интеракцију.

Класификација места интеракције

Забележене интеракције пре детекције разврстане су према делу експерименталне поставке:

(m1) — активна област извора;

(m2) — кућиште извора;

(m3) — детектор, додатно подељен на активни сцинтилатор, пасивне делове детектора, унутрашњи ваздух и неодређени део детектора;

(m4) — конструкциони елементи поставке;

(m5) — међудетекторски медијум или међудетекторски заштитни блок;

other — остале запремине;

MULTIPLE — интеракције у више различитих група запремина.

Ако на посматраној путањи није забележена ниједна стварна физичка интеракција, додељује се ознака TRACK-DIRECT. Транспортни кораци, CoupledTransportation, вишеструко Кулоново расејање msc и кораци које одређује StepLimiter не сматрају се физичким интеракцијама за ову класификацију.

Садржај симулационог ROOT фајла

Основни симулациони ROOT фајл садржи седам стабала.

Стабло	Садржај
tof	Прихваћени појединачни уласци гама-кваната и неутрона у ЕЈ детекторе, након примене једночестичних временских и сигналних услова.
tof3	Један репрезентативни, временски најранији физички пар у догађају који потиче из различитих детектора и пролази коинцидентни прозор (T_c).
tofpairs	Сви временски уређени парови прихваћених сигнала из различитих детектора. За сваки пар се бележи да ли пролази (T_c), као и онлајн класификација извршена током симулације.
run_config	Конфигурација симулационог run-а: геометрија међудетекторског медијума и заштите, временски прозори, начин задавања времена емисије и TOF почетка, геометрија извора и режими чувања података.
allhits	Сачувани кандидати за ЕЈ сигнале пре примене једночестичних временских и сигналних резова, уз појединачне заставице које показују који услов је кандидат прошао.
neutron_history_30deg	Детаљна историја неутронских интеракција за прихваћене (n-n) crosstalk парове детектора раздвојених за (30°).
truth_interactions	Сирови запис стварних физичких интеракција примарних честица извора и свих њихових потомака.

Стабла tof и allhits садрже идентификатор догађаја и детектора, врсту честице, времена настанка и уласка, TOF, депоновану и улазну кинетичку енергију, угаони положај детектора, положај и правац уласка, дужину путање, број и врсту претходних неутронских интеракција, генеалогске податке и редни број сигнала унутар догађаја, трајекторије и примарне генеалогije.

Депонована енергија додатно је раздвојена према честицама које су је непосредно предале сцинтилатору: гама-квантима, неутронима, протонима, електронима и осталим честицама. Грана dominant_edep_code означава врсту честице која је дала највећи допринос укупном енергетском депозиту.

Стабло allhits садржи и заставице:

```
passes_nonnegative_tof;  
passes_single_tof_window;  
passes_signal_condition;  
passes_good_hit.
```

Назив `allhits` означава податке пре примене коначних резова, али стварни обим записа зависи од изабраног режима `truthStorageMode`:

`Full` — чувају се сви кандидати и све забележене интеракције;

`Safe` — чувају се кандидати само из догађаја у којима постоје сигнали у најмање два различита детектора;

`Good` — чувају се само исправни сигнали из таквих догађаја;

`Paired` — чувају се само исправни сигнали који учествују у бар једном пару из различитих детектора и пролазе коинцидентни прозор.

У редукованим режимима стабло `truth_interactions` ограничава се на генеалошке претке сачуваних сигнала и на интеракције које су се догодиле пре њиховог уласка у детектор.

За сваку интеракцију у стаблу `truth_interactions` бележе се врста и подврста `Geant4` процеса, назив процеса, физичка и логичка запремина, материјал, време и координате интеракције, кинетичка енергија пре и после интеракције, енергетски депозит, правац честице пре и после интеракције, дужина корака и укупан пређени пут. Бележе се и бројеви насталих секундарних неутрона, гама-кваната, протона, електрона, позитрона, алфа-честица и осталих честица.

Офлајн анализа и аналитички ROOT фајл

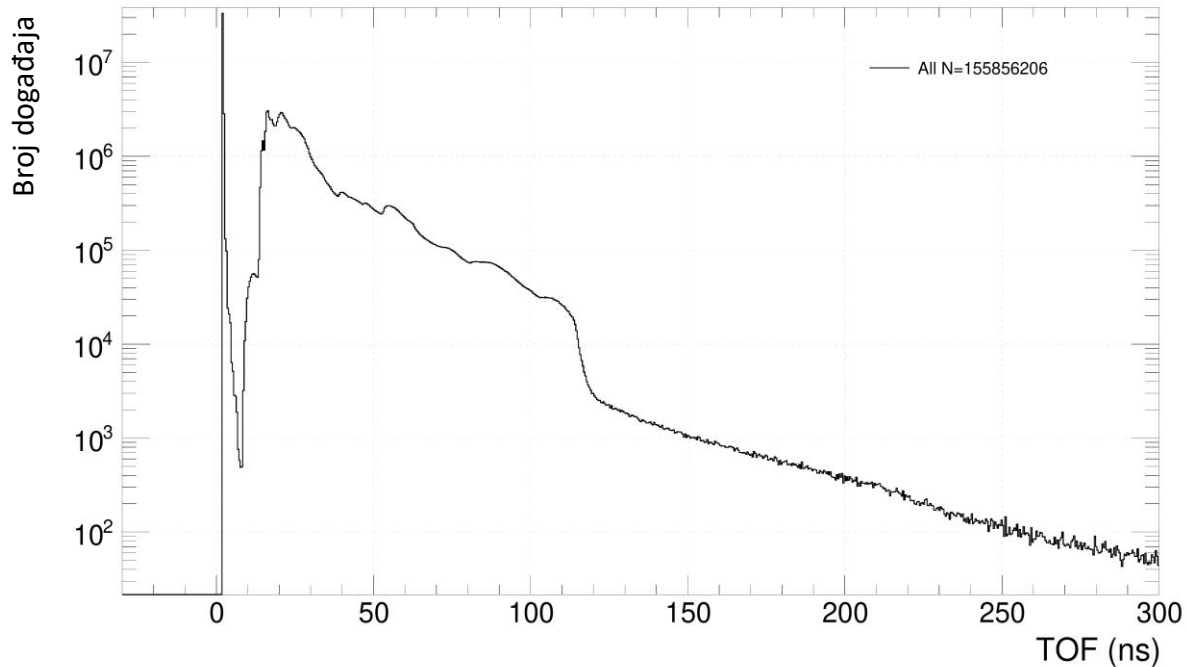
Коначна узрочна класификација поново се изводи у макроу `angle_geant4.C`, искључиво на основу стабала `allhits` и `truth_interactions`. Тиме се за сваки сигнал реконструишу генеалогичка, узрочне везе, интеракције конкретне детектоване трајекторије и места тих интеракција.

На овај начин су сирови симулациони подаци раздвојени од изведених физичких класа. Стабла `allhits` и `truth_interactions` чувају основне детекторске и генеалошке информације, док `*_analysis.root` садржи резултат коначне узрочне класификације и може се користити за поновно исцртавање хистограма без поновног читања и обраде великог симулационог ROOT фајла.

РЕЗУЛТАТИ

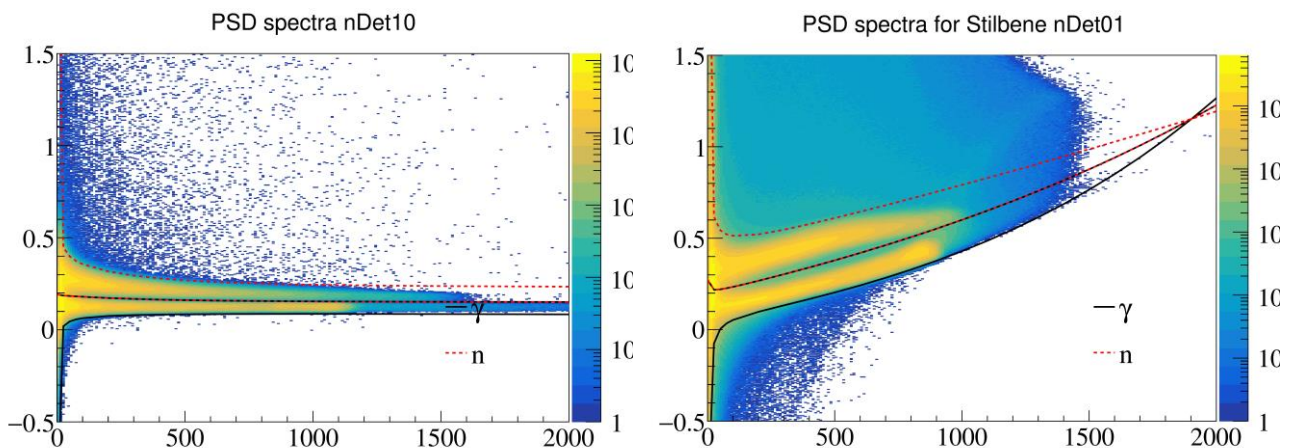
Први ниво резултата добијених било којом симулацијом, као и код стварног мерења изгледају као на хистограму 2. На овом хистограму је приказано време лета сваке детектоване честице и тај облик је сличан оном који би добили и стварним мерењем.

SVI PRIHVAĆENI DETEKTOVANI SIGNALI: TOF (svi detektori)



Хистограм 2: Сви регистровани гама и неутронски догађаји без коришћења парафина

Да би разврстали типове детектованих честица користи се PSD анализа базирана на облику сигнала који честица ствара у детектору.



Слика 18а и 18б: На сликама се могу видети PSD хистограми направљени приликом стварног мерења. Лево је детектор EJ309, а десно је детектор Стилбен

Ова анализа је осетљива на разне електричне шуме комплетне електронике, која обрађује и претвара сигнале и генерално карактеристика сваког појединачног детектора и његовог начина да интерагује са честицом. Таквом једном анализом се добија PSD хистограм (Слика 18а и 18б). На њему се праве резони области које представљају у овом случају неутроне и гама честице. Избором интеграционих параметара за Q_{tail} и Q_{long} , можемо остварити највеће

раздвајање ових области (cut-ова) тако да лако можемо препознати која честица је у питању на основу односа Q_{tail}/Q_{long} , који добијамо из детекционог сигнала.

Реконструкција импулса и PSD параметра

У стварном мерењу ми немамо увид која врсту честица је оставила сигнал у детектору осим преко ове методе. Са друге стране у симулацији додељујемо честици различите типове id бројева којима потпуно можемо да је пратимо кроз процесе кроз које пролази за време симулације. Симулацијом можемо имитирати PSD анализу да би се добио прецизнији увид у карактеристике система и због тога овде само приказујемо начин на који би то било урађено у симулацији:

PSD у симулацији није директно генерисан у Geant4-у, већ је реконструисан накнадном обрадом појединачних енергетских депозита забележених у EJ309 сцинтилационим детекторима. За сваки Geant4 корак i коришћени су депонована енергија ΔE_i , време депозита t_i и тип честице која је изазвала депозит.

Најпре је депонована енергија преведена у светлосни еквивалент. За електромагнетне депозите коришћен је директан однос, док је за нуклеарне депозите примењен ефективни фактор гашења:

$$L_i = \begin{cases} \Delta E_i, & \text{за електромагнетске депозите} \\ q\Delta E_i, & \text{за нуклеарне депозите} \end{cases}$$

где је у анализи коришћено $q=0.20$.

Временски облик сцинтилационог импулса који потиче од једног енергетског депозита моделован је као збир брзе и споре експоненцијалне компоненте:

$$V_i(t) = L_i \left[(1 - f_s) \frac{e^{-\frac{t-t_i}{\tau_f}}}{\tau_f} + f_s \frac{e^{-\frac{t-t_i}{\tau_s}}}{\tau_s} \right], \quad t \geq t_i \quad (39)$$

при чему су коришћене временске константе $\tau_f=3.5$ ns, $\tau_s=32$ ns.

Параметар f_s представља релативни удео споре компоненте сцинтилационог сигнала. За електромагнетне и нуклеарне депозите коришћене су различите вредности овог параметра, тако да изабрани интеграциони прозори дају одговарајуће карактеристичне PSD вредности за γ и n импулсе.

Укупан временски облик импулса у једном детектору добијен је сабирањем доприноса свих енергетских депозита који припадају истом реконструисаном импулсу:

$$V(t) = \sum_i V_i(t) \quad (40)$$

На овај начин Geant4 одређује колико је енергије депоновано, којом врстом честице и у ком тренутку, док се временски облик сцинтилационог сигнала реконструише накнадно.

Из реконструисаног импулса одређене су две интегралне величине. Укупни сигнал интегрисан је у интервалу

$$Q_{long} = \int_{0ns}^{200ns} V(t) dt \quad (41)$$

док је каснији део сигнала одређен као

$$Q_{tail} = \int_{20ns}^{200ns} V(t)dt \quad (42)$$

Почетак времена $t=0$ дефинисан је временом првог забележеног енергетског депозита у датом детекторском импулсу. PSD параметар је затим дефинисан стандардним односом датим једначином 14а.

Пошто идеалан детерминистички модел даје сувише уске PSD расподеле, у следећем кораку уведена је статистика детекције светлости. Светлосни сигнал је претваран у очекивани број фотоелектрона:

$$N_{PE} = L \cdot Y_{PE} \quad (43)$$

где је Y_{PE} ефективни број фотоелектрона по јединици светлосног излаза. Стварни број фотоелектрона генерисан је у складу са Поасоновом статистиком,

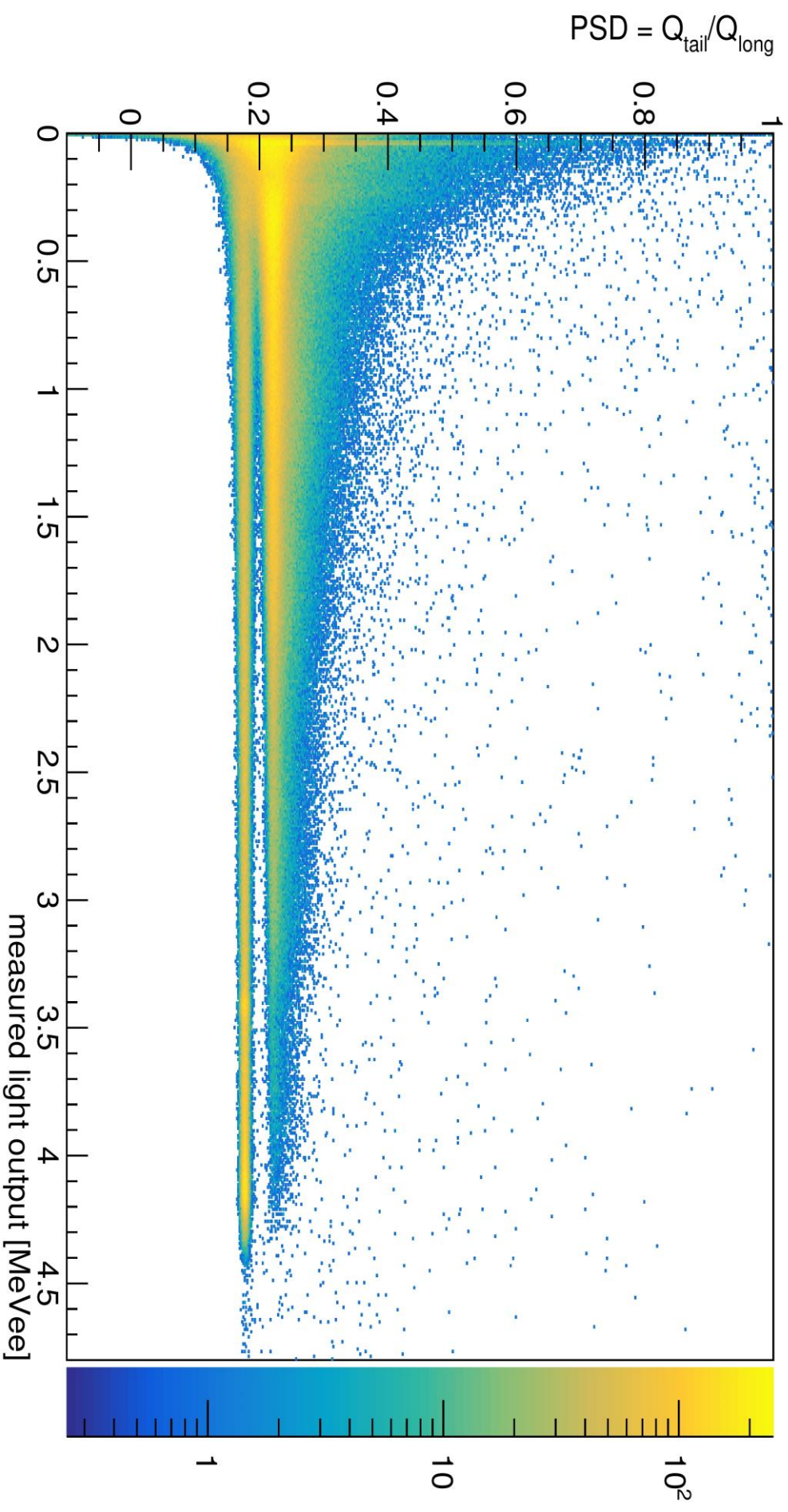
$$N_{PE} \sim \text{Poisson}(\overline{N_{PE}}) \quad (44)$$

док је расподела фотоелектрона између укупног и касног интеграционог прозора моделована биномном статистиком. На интегрисане сигнале је додат и електронски шум.

Тако вредности PSD-а за γ - и неутронске догађаје више нису појединачне фиксне вредности, већ формирају расподеле око својих карактеристичних средњих вредности. Оваквим поступком добија се реалистичније ширење γ - и неутронских PSD трака, нарочито при малим светлосним сигнаlima, где су статистичке флуктуације броја фотоелектрона најизраженије. На хистограму 3 можемо видети сличне резултате за PSD анализу као код стварног мерења тј. јасно се види раздвајање две области.

Треба нагласити да параметри коришћени за ову анализу нису прилагођени са стварним експериментом и служе само у сврху приказа могућности аналитичког приступа путем симулације. За потребе овог рада много је ефикаснији метод којим пратимо честице преко њихових id бројева и ознака.

Photoelectron/statistical offline PSD from raw EJ steps

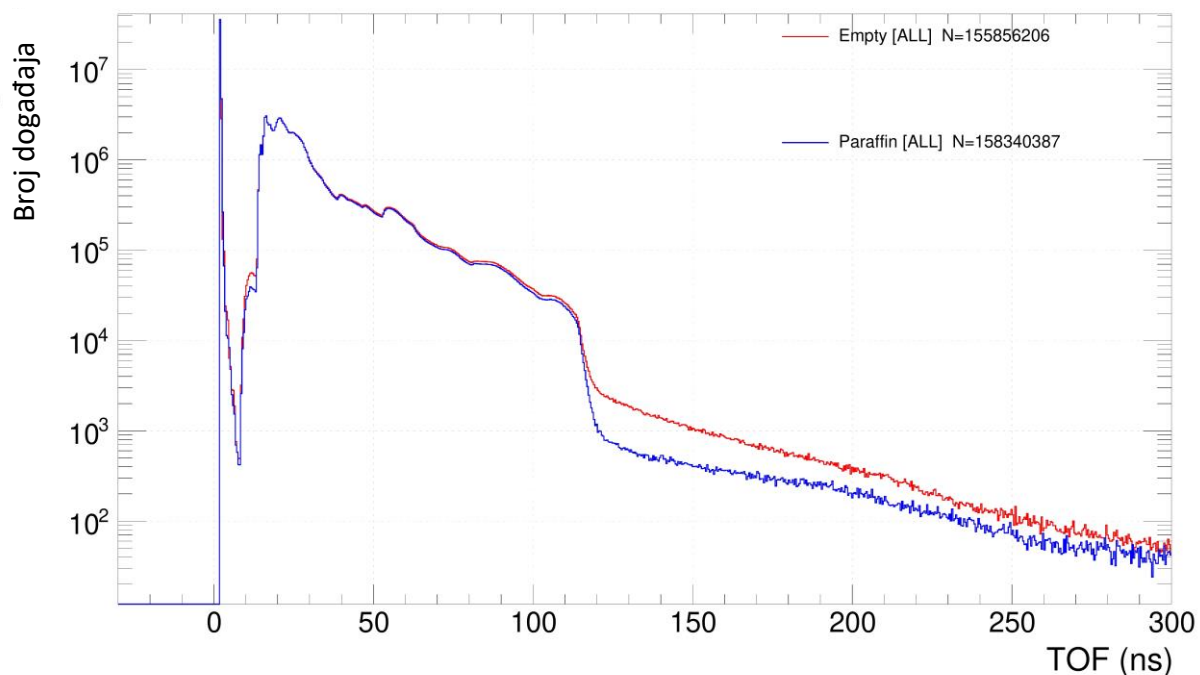


Гистограм 3: Симулярана PSD расподела

Раздвајање сигнала по врсти честице

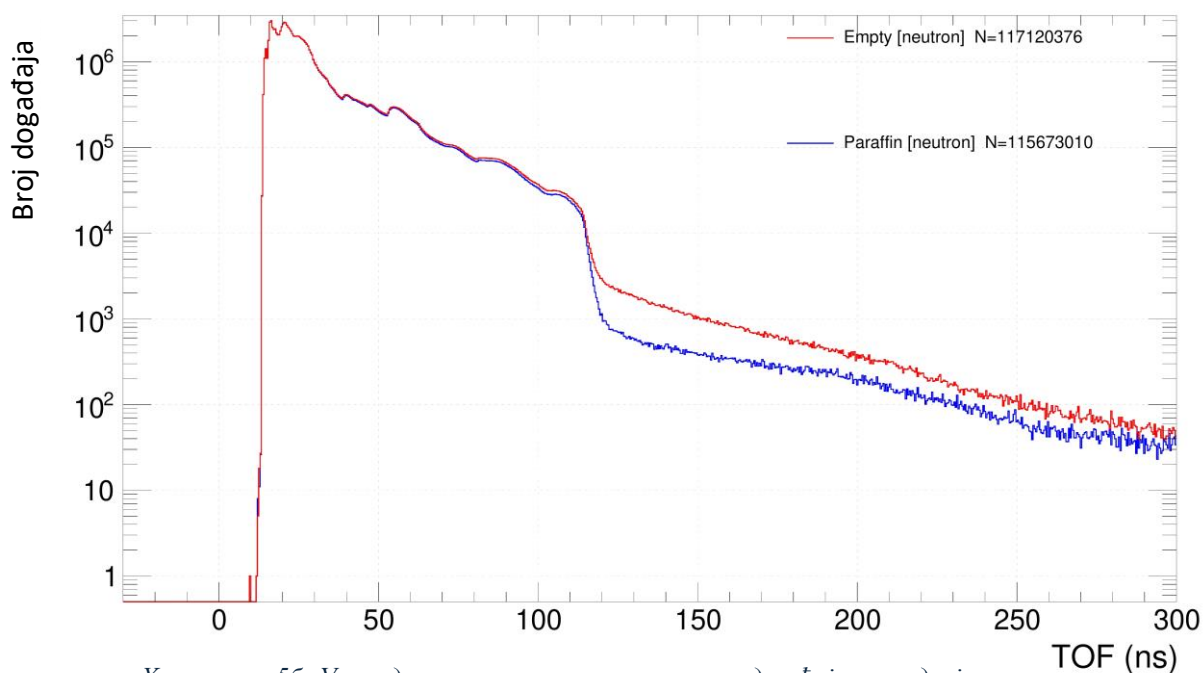
Након класификације врста честица првобитни скуп времена лета (Хистограм 2) можемо развојити на два засебна хистограма и на хистограмима 4а, 4б, 4в и 4г видимо како изгледају хистограми времена лета за појединачне врсте честица и како изгледа подела свих догађаја на неутроне и гаме код прве и друге симулације.

Uporedba TOF: Empty vs Parafin



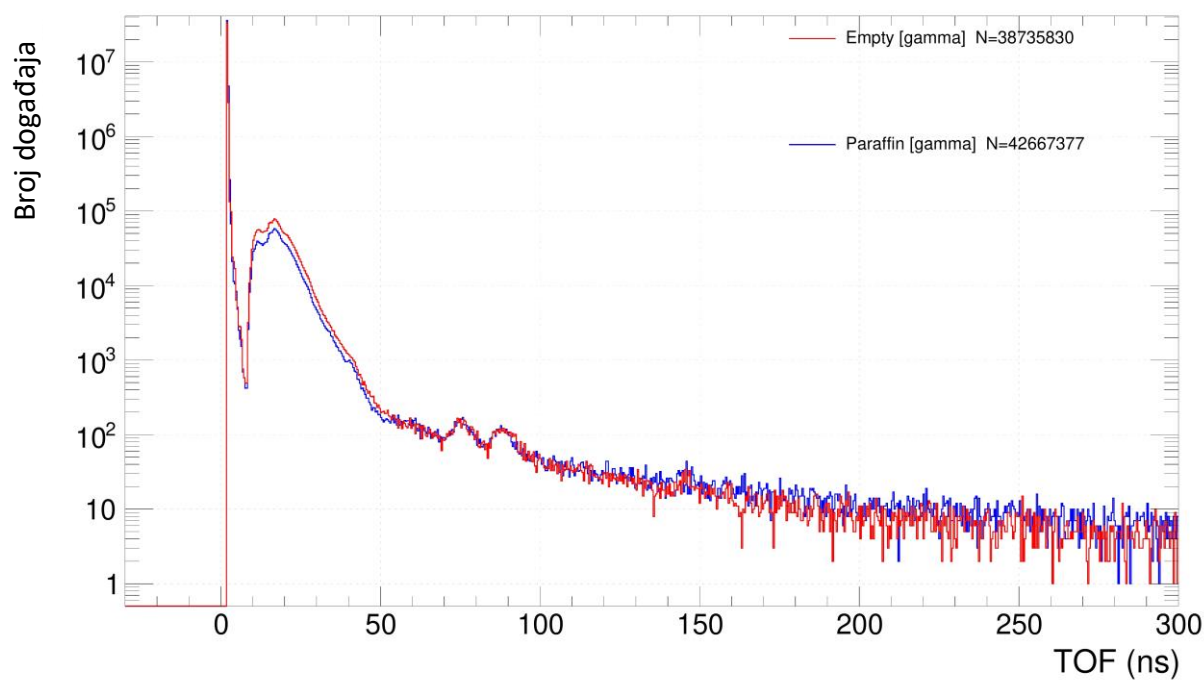
Хистограм 4а: Упоредни приказ свих регистрованих догађаја, пре раздвајања, са и без коришћења парафина

Uporedba TOF: Empty vs Parafin



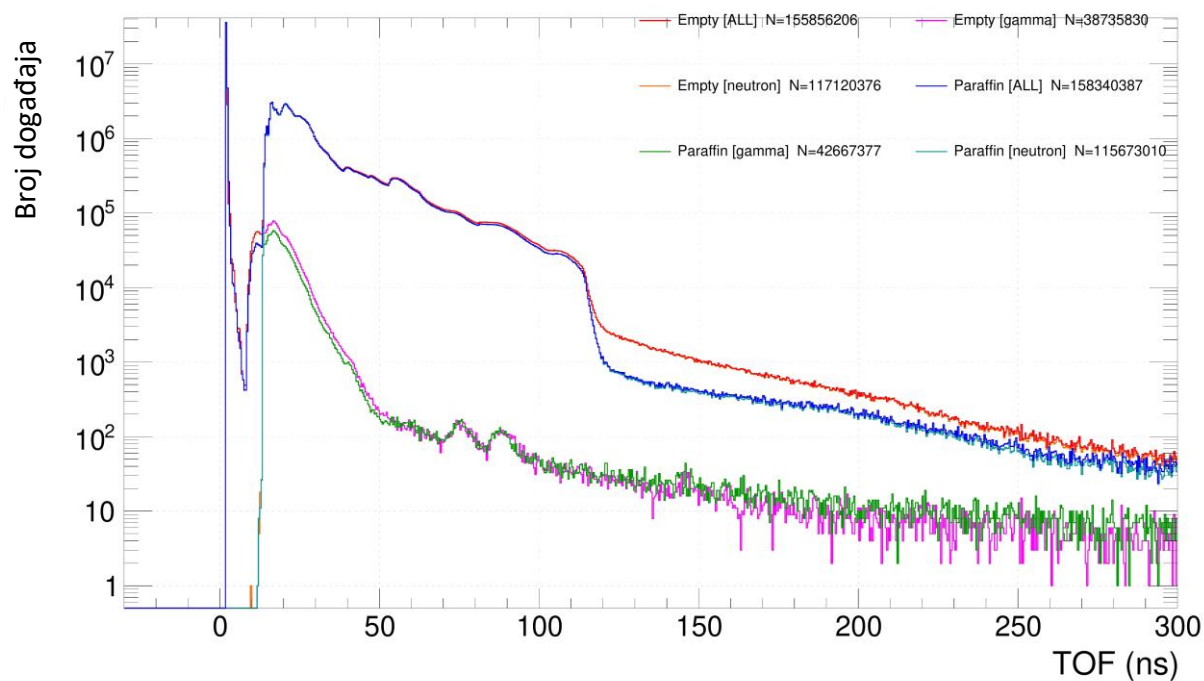
Хистограм 5б: Упоредни приказ свих регистрованих догађаја, са издвојеним неутронским сигнализима, са и без коришћења парафина

Uporedba TOF: Empty vs Parafin



Хистограм 6в: Упоредни приказ свих регистрованих догађаја, са издвојеним гама сигнаlima, са и без коришћења парафина

Uporedba TOF: Empty vs Parafin



Хистограм 7с: Упоредни приказ свих регистрованих догађаја, са и без раздвајања гама и неутронских сигнала, са и без парафина

Након ове класификације детектованих сигнала, приступамо фази креирања временски уређених коинцидентних парова:

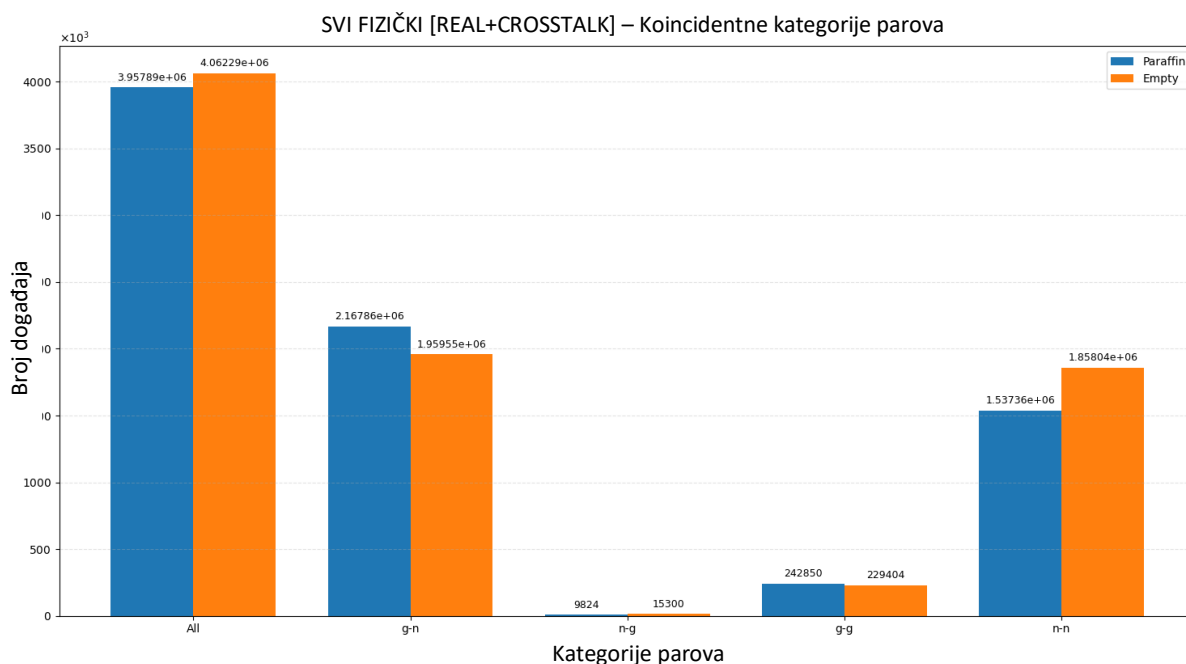
1. неутрон – гама ($n-\gamma$)
2. гама – неутрон ($\gamma-n$)
3. гама – гама ($\gamma-\gamma$)
4. неутрон – неутрон ($n-n$)

Ови парови су креирани тако што је изабран коинцидентни прозор од 300 ns у којем су прикупљени сви сигнали са детектора и затим су хронолошки поређани и упарени као што је раније описано.

Пошто је фокус рада на ($n,2n$) реакцијама, највише ћемо пажње посветити управо ($n-n$) паровима, а остале парове ћемо приказати паралелно са њима.

На хистограму 5 можемо видети укупне одброје и одброје парова честица упоредо из обе симулације.

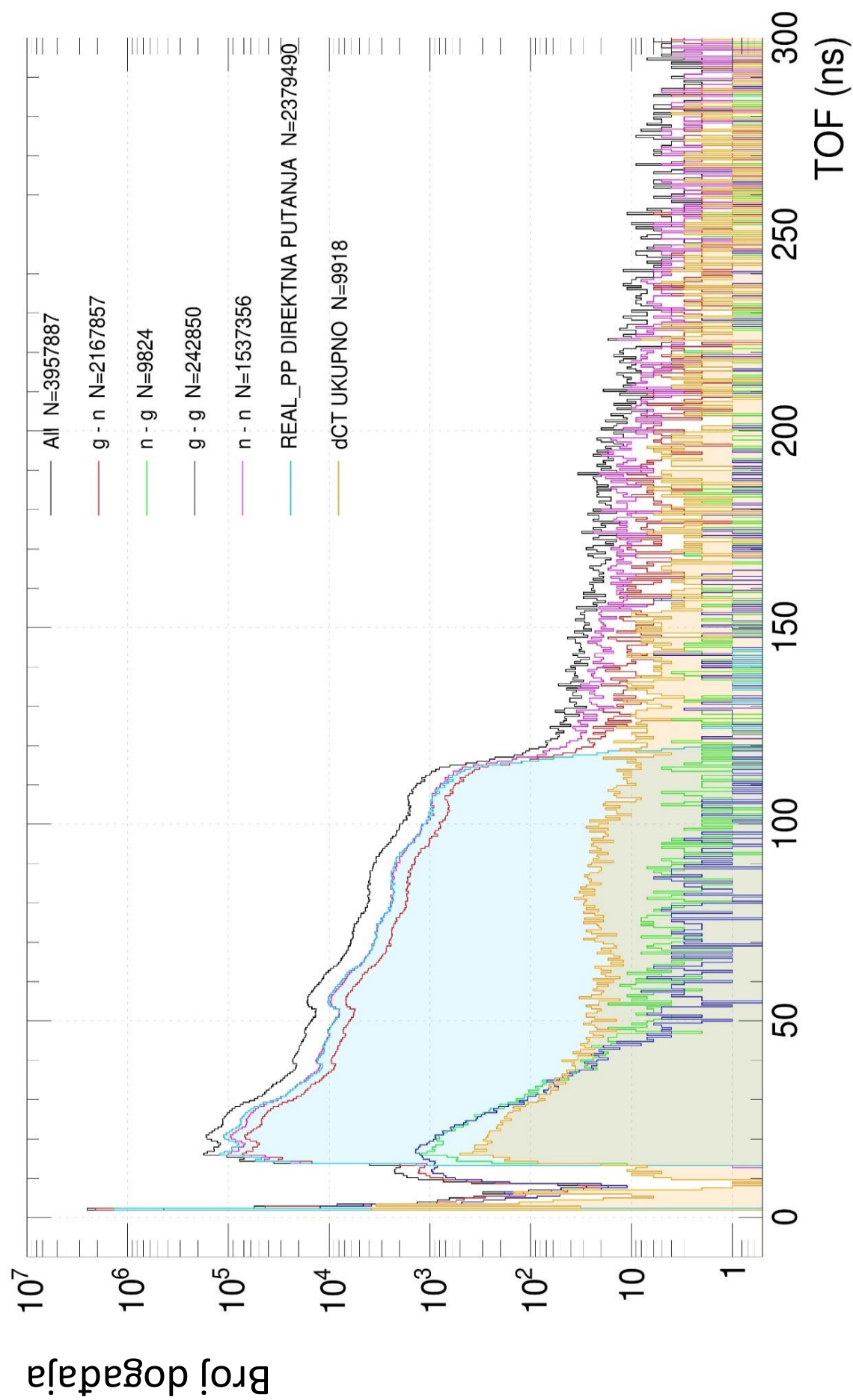
Оно што можемо одмах да видимо је укупан одброј за око 2.5% мањи код употребе парафина и варира за појединачне парове, а код $n-n$ парова је мањи за око 27.5%.



Хистограм 5: Упоредна анализа укупних догађаја по паровима у случају без и са парафином у детекторском систему

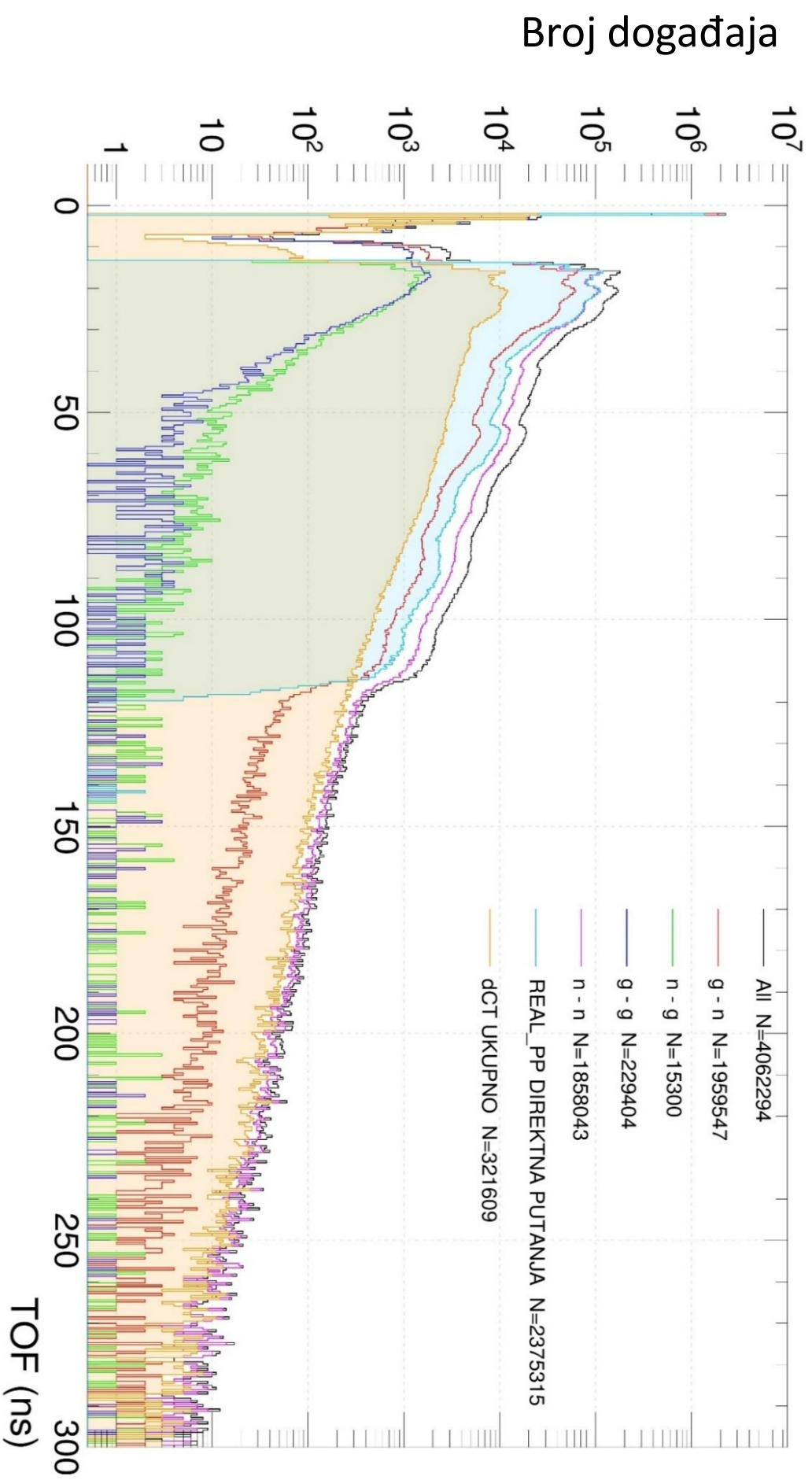
Следећа два хистограма (Хистограми 6 и 7), на следећим странама, нам показују време лета свих честица које су издвојене у парове (први је за празан систем, а други је за систем са парафином):

SVI FIZIČKI [REAL+CROSSTALK] SUM: zbir svih TOF histograma uređenih parova detektora



Хистограм 8б.: TOF за систем са парафином

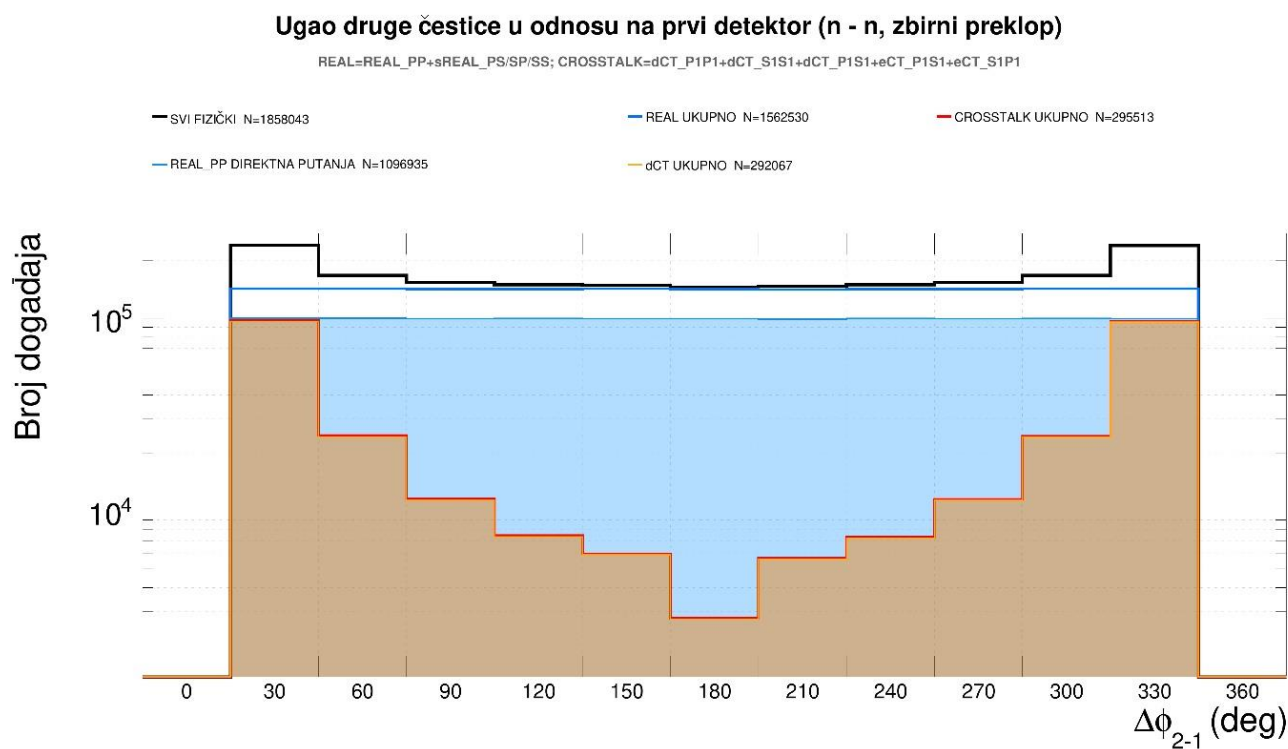
SVI FIZIČKI [REAL+CROSSTALK] SUM: zbir svih TOF histograma uređenih parova detektora



Хистограм 9а: TOF за празан систем

На њима можемо визуелно утврдити знатно смањење crosstalk догађаја поготово са ниским временом лета, које се преклапа са неутронским детекцијама. Са друге стране број реалних директних догађаја се није променио.

Расподела неутронских детекција код n-n парова по углу између детектора на којима су детектоване прва и друга честица дат је на хистограмима 8а и 8б. На њима се јасно види да crosstalk изазива дисторзију генерисане изотропне расподеле, а код реалних догађаја та расподела је очувана, што је било очекивано.

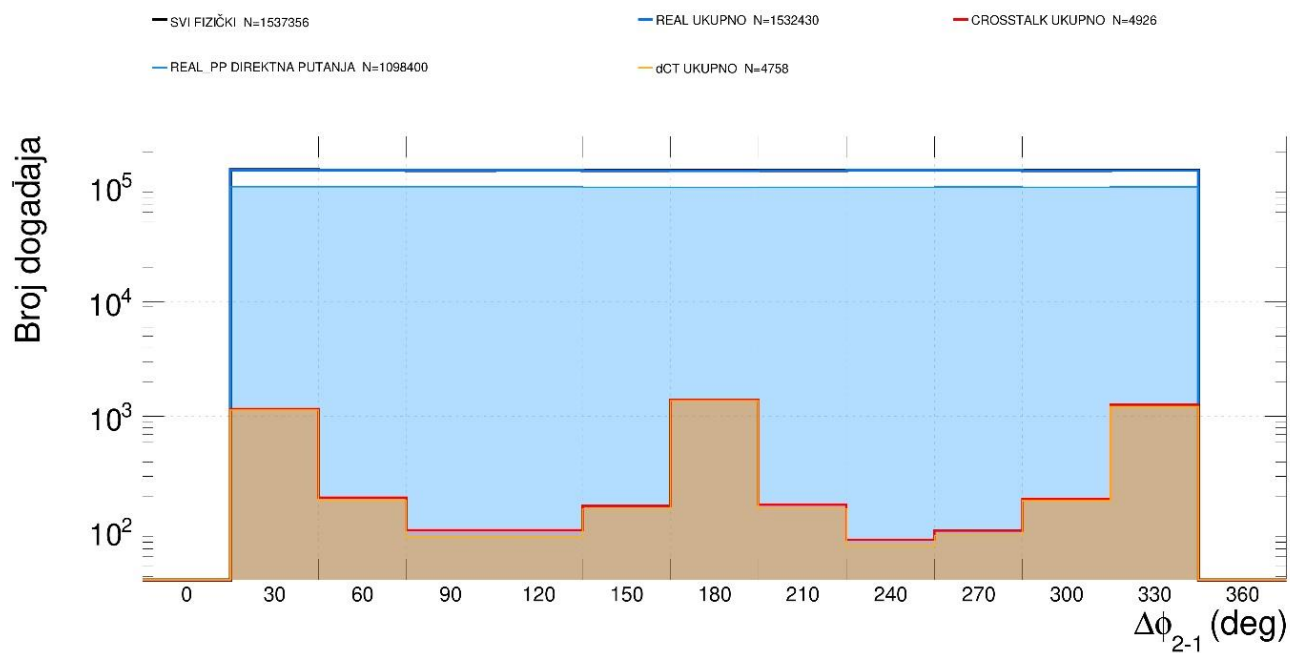


Хистограм 8а: Угаона расподела детекције другог неутрона у односу на детектор на ком је детектован први неутрон у пару (Празан детекторски систем)

На другом хистограму (Хистограм 8б), на следећој страни можемо видети смањење crosstalk-а до нивоа да је на суседним детекторима у рангу са мало вероватном рефлексијом честица у супротном смеру тј. углом од 180 степени.

Ugao druge čestice u odnosu na prvi detektor (n - n, zbirni preklop)

REAL=REAL_PP+sREAL_PS/SP/SS; CROSSTALK=dCT_P1P1+dCT_S1S1+dCT_P1S1+eCT_P1S1+eCT_S1P1



Хистограм 8б: Угаона расподела детекције другог неутрона у односу на детектор на ком је детектован први неутрон у пару (Детекторски систем са парафином)

У табелама 7 и 8 можемо видети детаљну статистику топологије и генеалогije n-n парова:

Uzročna/topološka statistika REAL i CROSSTALK (n - n)

klasa / poreklo	ukupno	direktno	sredina	bilo koji materijal	samo 1.čestica	samo 2.čestica	obe	% klase	% ukupnog odbroja za par
REAL total	1562530	1195003	0	367527	126661	216260	24606	100.00	84.10
REAL_PP	1405177	1096935	0	308242	109773	179368	19101	89.93	75.63
REAL_PP direktno	1096935	1096935	0	0	0	0	0	70.20	59.04
REAL_PP rasejano	308242	0	0	308242	109773	179368	19101	19.73	16.59
sREAL ukupno	157353	98068	0	59285	16888	36892	5505	10.07	8.47
sREAL_PS	104023	63868	0	40155	6853	30017	3285	6.66	5.60
sREAL_SP	49152	32109	0	17043	9391	5776	1876	3.15	2.65
sREAL_SS	4178	2091	0	2087	644	1099	344	0.27	0.22
CROSSTALK ukupno	295513	8505	0	287008	806	248633	37569	100.00	15.90
dCT ukupno	292067	6306	0	285761	565	247726	37470	98.83	15.72
dCT direktno	6306	6306	0	0	0	0	0	2.13	0.34
dCT rasejano	285761	0	0	285761	565	247726	37470	96.70	15.38
dCT_P1P1	264822	0	0	264822	0	231857	32965	89.61	14.25
dCT_S1S1	14232	145	0	14087	0	10146	3941	4.82	0.77
dCT_P1S1	13013	6161	0	6852	565	5723	564	4.40	0.70
eCT ukupno (rasejanje)	3446	2199	0	1247	241	907	99	1.17	0.19
eCT_P1S1	3446	2199	0	1247	241	907	99	1.17	0.19
eCT_S1P1	0	0	0	0	0	0	0	0.00	0.00

Табела 7: Статистика за празан детекторски систем

Uzročna/topološka statistika REAL i CROSSTALK (n - n)

klasa / poreklo	ukupno	direktno	sredina	bilo koji materijal	samo 1.čestica	samo 2.čestica	obe	% klase	% ukupnog odbroja za par
REAL total	1532430	1169890	107935	362540	132554	205288	24698	100.00	99.68
REAL_PP	1406943	1098400	92086	308543	116534	172735	19274	91.81	91.52
REAL_PP direktno	1098400	1098400	0	0	0	0	0	71.68	71.45
REAL_PP rasejano	308543	0	92086	308543	116534	172735	19274	20.13	20.07
sREAL ukupno	125487	71490	15849	53997	16020	32553	5424	8.19	8.16
sREAL_PS	82902	46681	9998	36221	5288	27715	3218	5.41	5.39
sREAL_SP	39932	23722	5339	16210	10203	4136	1871	2.61	2.60
sREAL_SS	2653	1087	512	1566	529	702	335	0.17	0.17
CROSSTALK ukupno	4926	107	2099	4819	6	4300	513	100.00	0.32
dCT ukupno	4758	34	2061	4724	1	4217	506	96.59	0.31
dCT direktno	34	34	0	0	0	0	0	0.69	0.00
dCT rasejano	4724	0	2061	4724	1	4217	506	95.90	0.31
dCT_P1P1	4271	0	1802	4271	0	3834	437	86.70	0.28
dCT_S1S1	148	1	46	147	0	104	43	3.00	0.01
dCT_P1S1	339	33	213	306	1	279	26	6.88	0.02
eCT ukupno (rasejanje)	168	73	38	95	5	83	7	3.41	0.01
eCT_P1S1	168	73	38	95	5	83	7	3.41	0.01
eCT_S1P1	0	0	0	0	0	0	0	0.00	0.00

Табела 8: Статистика за детекторски систем са парафином

Прва колона у табели представља генеалошке парове честица предака(P) и потомка(S), где су нам најинтересантнији REAL_PP direct (примарно генерисане честице које су без расејања регистроване на детектору) и dCT (међудетекторски crosstalk). Друга колона у табелама представља укупан одброј, трећа одброј честица које су регистроване без расејања. Наредне колоне се односе на расејане честице, тако да од четврте до шесте колоне стоји одброј по месту расејања, а од седме до девете колоне по честици која се расејала.

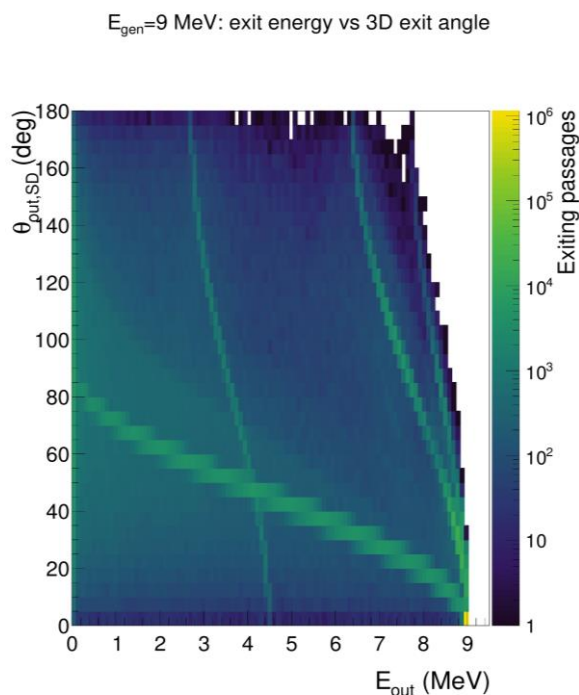
Последње две колоне представљају уделе у класи и у укупном одброју n-p парова и ту можемо видети тачно степен смањења crosstalk-а. У случају када немамо никакву заштиту crosstalk представља 15.72% укупних догађаја за овај пар, а у случају увођења парафина у систем он пада на 0.31%, што је значајно умањење.

Трећи експеримент се заснивао на уском снопу моноенергетских неутрона усмерених ка активној запремини једног EJ309, детектора где смо гледали врсте интеракција унутар детектора и углове расејања у односу на правац који спаја центар детектора и центар извора честица. Направљено је 30 итерација симулације са инкрементом енергије од 0.5MeV у интервалу енергија 0.5MeV-15 MeV.

Да би се расејао ка суседном детектору неутрон мора да се расеје под углом од 105° (за даље детекторе тај угао је још већи). При једном еластичном расејању на водонику неутрон може максимално да скрене 90° због приближно једнаких маса, тако да главне интеракције које изазивају crosstalk су еластична расејања на угљениковим атомима, као и на тежим атомима заштитног алуминијумског омотача и других елемената детектора који су направљени од атома са тежим језгром. Ово јако лепо можемо видети на 2D хистограму зависности излазне енергије и укупног угла расејања неутрона упадне енергије 9MeV (Хистограм 9).

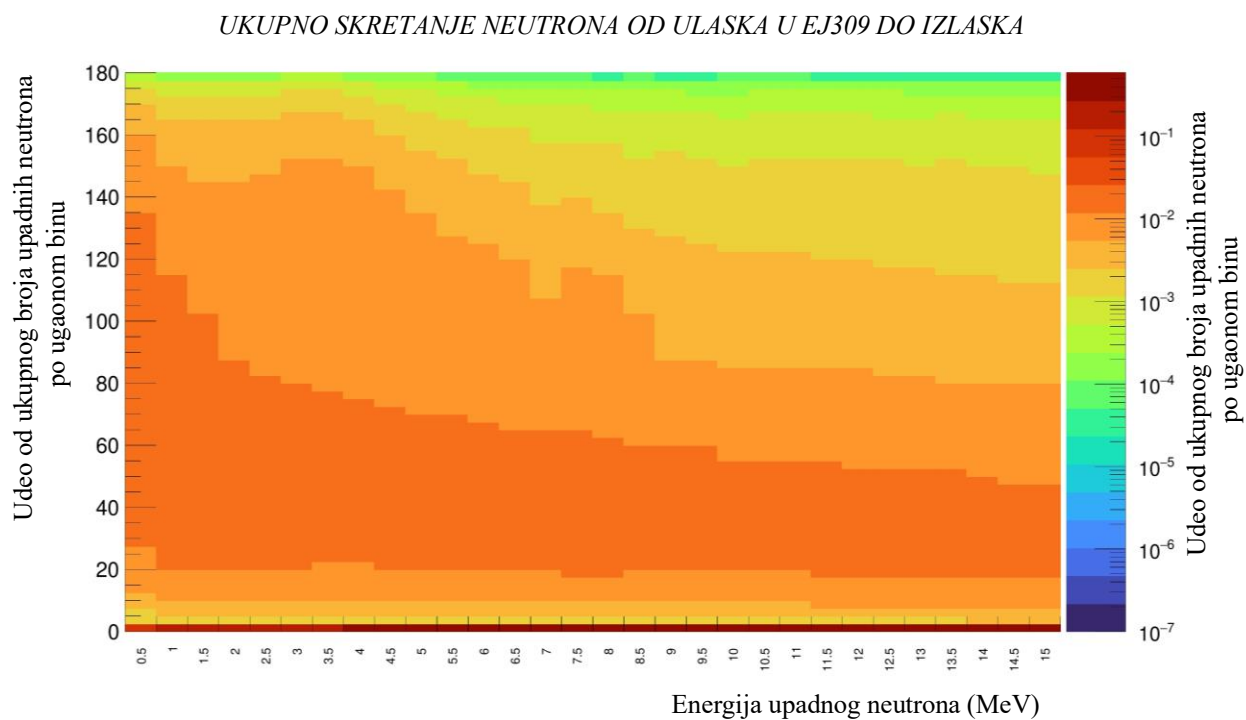
На овом хистограму можемо видети више сјајних линија, при чему је најхоризонталнија последица еластичног расејања на водониковим атомима и видимо да се завршава на око 90° . Вертикалне линије потичу од 3 врсте интеракције: 2 линије које су скоро паралелне представљају (с лева на десно) нееластично расејање и еластично расејање на угљениковим атомима, а линија кроз десно представља еластично расејање на алуминијумовим атомима. Разлика највише и најниже тачке на некој линији нам говори о опсегу могућег губитка енергије, а самим тим и маси честице са којом неутрон интерагује. Лева вертикална линија се налази на око 4.5MeV, што одговара првом побуђеном нивоу угљеника.

Хистограм на следећој страни (Хистограм 10) можемо искористити да потврдимо избор парафина као заштитног материјала. Он представља 2D хистограм укупног угла расејања и енергије упадног неутрона.



Хистограм 9: 2D хистограм зависности укупног угла расејања неутрона од излазне енергије и упадне енергије 9MeV

У области између енергије 0 и 8.5MeV видимо повећани одброј под угловима који су већи од 90°, тако да главну компоненту crosstalk спектра чине баш ове енергије. Пошто је парафин добар материјал за уклањање нискоенергетских неутрона, онда се поклапа са циљем смањења crosstalk-а и ова симулација потврђује резултате претходне две симулације.



Хистограм 10: 2D хистограм укупног угла расејања и енергије упадног неутрона

ЗАКЉУЧАК

У овом раду анализиране су експерименталне могућности истраживања нуклеарних реакција типа $(n,2n)$, са посебним освртом на регистрацију два неутрона и раздвајање стварних двоструких догађаја од међудетекторског преслушавања. Као конкретан пример разматрана је реакција $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$, за коју је добијена Q -вредност од приближно $-8,44 \text{ MeV}$ и праг реакције од око $9,29 \text{ MeV}$. TENDL подаци показују очекивани праговни карактер реакције и максимум ефикасног пресека од око 31 mbarn у области $25\text{--}30 \text{ MeV}$.

Анализа је показала да регистрација сигнала у два различита детектора сама по себи није довољан доказ да су детектована два различита неутрона. Један неутрон може након интеракције у првом детектору наставити кретање и произвести сигнал у другом, чиме настаје crosstalk. Због тога су за поуздану класификацију догађаја неопходне PSD, TOF, енергетске и геометријске информације.

Развијени Geant4 модел омогућио је праћење порекла и историје сваке честице и недвосмислено раздвајање стварних n – n коинциденција од crosstalk догађаја. На тај начин симулација није коришћена само за репродукцију експерименталних расподела, већ и за физичко тумачење њиховог порекла.

Посебно је испитан утицај парафина на међудетекторски crosstalk. У систему без заштите crosstalk је чинио око $15,72\%$ анализираних n – n парова, док је након увођења парафина његов удео смањен на приближно $0,31\%$. Истовремено, стварни директни двоструки догађаји нису значајно смањени. Ово показује да се одговарајућим избором заштитног материјала може снажно сузбити позадина од расејаних неутрона уз очување догађаја од интереса.

Симулације моноенергетских неутрона показале су да crosstalk није последица само једноструког расејања на водонику. За прелазак неутрона у суседни детектор потребни су велики углови расејања, па значајан допринос имају интеракције са угљеником и тежим језгрима у пасивним деловима детектора. Ово додатно објашњава добијене угаоне и енергетске расподеле и ефекат парафинске заштите.

PuBe извор коришћен у разматраној поставци није довољан за непосредно изазивање реакције $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$, чији праг износи приближно $9,29 \text{ MeV}$. Због тога овај рад не представља директно мерење ефикасног пресека те реакције, већ анализу и проверу експерименталне методологије потребне за такво мерење.

На основу добијених резултата може се закључити да је комбинацијом PSD и TOF анализе, познате геометрије детекторског система, одговарајуће заштите и детаљне Geant4 симулације могуће значајно побољшати раздвајање стварних двоструких неутронских догађаја од crosstalk-а. Тиме је створена основа за даљу оптимизацију детекторске поставке и будућа мерења реакција типа $(n,2n)$ са изворима неутрона одговарајуће енергије.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kenneth S. Krane „Introductory Nuclear Physics“, John Wiley & Sons Inc., 1988., ISBN 0-471-80553-X
- [2] Glenn F. Knoll „Radiation detection and measurement“, 4th edition, John Wiley & Sons Inc., 2010., ISBN 978-0-470-13148-0, <https://indico-tdli.sjtu.edu.cn/event/171/contributions/2123/attachments/982/1592/Knoll4thEdition.pdf>
- [3] Lamarsh, Baratta „Introduction to Nuclear Engineering“, 3rd edition, Prentice Hall, 2001., ISBN 0-201-82498-1
- [4] Kocak, Ahmadov „Prompt fission neutron energy spectrum of ^{252}Cf in center of mass and laboratory systems“, Turkish journal of physics, vol 41, number 1, 2017, article 7
https://journals.tubitak.gov.tr/cgi/viewcontent.cgi?article=1256&context=physics&utm_
- [5] Ernest Rutherford „Bakerian lecture: Nuclear Constitution of Atoms“, 1920.
https://royalsocietypublishing.org/rspa/article/97/686/374/4960/Bakerian-Lecture-Nuclear-constitution-of-atoms?_cf_chl_f_tk=q5f6Z5sJ_k1P7ApTpuXyhlMZEguUanra8Ch5ZcI4srs-1783271630-1.0.1.1-3wI_Qlu8ORCZYQh7iy1Ozm.DJcZhNvynWV7Grb_1EA0
- [6] James Chadwick „The Existence of Neutron“, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Vol. 136, No. 830 (Jun. 1, 1932), pp. 692-708
https://www.bo.infn.it/herab/people/zoccoli/didattica/esperimenti_fisica/E2_Neutrone_R.%20Chadwick-The%20existence%20of%20a%20Neutron.pdf
- [7] „Neutron Generators for Analytical Purposes“, IAEA Radiation Technology Reports Series No. 1, Vienna, 2012., ISBN 978-92-0-125110-7
https://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/p1535_web.pdf
- [8] „Handook on photonuclear data for applications: Cross-sections and spectra“, 2000., IAEA-TECDOC-1178, https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1178_prn.pdf
- [9] David L. Chichester „Production and Applications of Neutrons Using Particle Accelerators“, 2009., Idaho National Laboratory , INL/EXT-09-17312
<https://inldigitallibrary.inl.gov/content/uploads/50/2026/04/6302373.pdf>
- [10] K. N. Mukhin „Experimental Nuclear Physics, vol 1, Physics of atomic nucleus“, MIR publishers Moscow, 1983.
- [11] Carlos Guerrero „Principles and examples of neutron production“, ARIEL, Centro Nacional de Aceleradores, Seville, Spain, 2022.
https://indico.cern.ch/event/865322/contributions/5048177/attachments/2512403/4318824/CGuerrero_HISPANOSSchool2022_NeutronProduction.pdf
- [12] „Use of accelerator based neutron sources“, IAEA-TECDOC-1153, 2000., Vienna, Austria, https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1153_prn.pdf

- [13] Scherzinger, Al Jebali, Annand et al: „A comparison of untagged gamma-ray and tagged-neutron yields from $^{241}\text{AmBe}$ and $^{238}\text{PuBe}$ sources“, Applied Radiation and Isotopes, 2017., <https://arxiv.org/pdf/1611.00213>
- [14] Zakalek, Gutberlet, Brückel „Neutron sources for large scale user facilities: The potential of high current accelerator-driven neutron sources“, Progress in Particle and Nuclear Physics, Elsevier, 2025.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641025000109>
- [15] The Geant4 Bertini Intranuclear Cascade model (сайт коришћен у јуну/јулу 2026.)
https://geant4.web.cern.ch/documentation/dev/prm_html/PhysicsReferenceManual/hadronic/BertiniCascade/Cascade.html
- [16] IAEA „Applications of research reactors“, IAEA NUCLEAR ENERGY SERIES NO. NP-T-5.3, Vienna 2014.,
https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1627_web.pdf
- [17] DOE FUNDAMENTALS HANDBOOK: NUCLEAR PHYSICS AND REACTOR THEORY, Volume 1, Volume 2, Washington, 1993.
https://www.navsea.navy.mil/Portals/103/Documents/NNPTC/Radiation/doe_reactor_theory_v1.pdf
- [18] J. B. Birks: “The theory and practice of scintillation counting“, Pergamon press, 1964.
https://archive.org/details/theorypracticeof0000unse_p8g4/page/n9/mode/2up
- [19] Baramsai, Jandel et al: “Characterization and testing of EJ309 and Stilbene scintillation detectors”, Proceedings Volume 9593, <https://doi.org/10.1117/12.2192436>, 2015.
<https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9593/959313/Characterization-and-testing-of-EJ309-and-Stilbene-scintillation-detectors/10.1117/12.2192436.pdf>
- [20] Troulfanidis, Landsberger: „Measurement & detection of radiation“, 4th edition, CRC Press, 2015.
https://www.academia.edu/35644037/measurement_and_detection_of_radiation_pdf
- [21] Tampouratzis, T., Chernikova, D., Pazsit, I. (2013) “Pulse shape discrimination of neutrons and gamma rays using Kohonen artificial neural networks. Journal of Artificial Intelligence and Soft Computing Research”, 3(2): 77-88
https://research.chalmers.se/publication/520301/file/520301_Fulltext.pdf
- [22] C.S. Sosa, M. Flaska, and S.A. Pozzi: “Comparison of Analog and Digital Pulse-1 Shape-Discrimination Systems”, Department of Nuclear Engineering and Radiological Sciences, University of Michigan
<https://scispace.com/pdf/comparison-of-analog-and-digital-pulse-shape-discrimination-11vktppn6f.pdf>
- [23] Baselga, Montbarbon: “Neutron and Gamma Pulse Shape Discrimination by Robust Determination of the Decay Shape”, *Appl. Sci.* **2024**, 14(13), 5532; <https://doi.org/10.3390/app14135532>

[24] Balmer, Gamage, Taylor: "Comparative analysis of pulse shape discrimination methods in a ^6Li loaded plastic scintillator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2015.

https://www.researchgate.net/publication/275156339_Comparative_analysis_of_pulse_shape_discrimination_methods_in_a_6Li_loaded_plastic_scintillator

[25] Grodzicka-Kobylka, Szczesniak et al: "Comparison of detectors with pulse shape discrimination capability for simultaneous detection of gamma-rays, slow and fast neutrons", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, December 2021.

<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221008433>

[26] EXFOR база података (заснована на разним радовима), <https://www-nds.iaea.org/exfor/>

[27] Peter E. Hodgson „Nuclear Reactions and Nuclear Structure“, Oxford, Clarendon Press, 1971., ISBN 978-0198512615

https://archive.org/details/nuclearreactions0000unse_i6g8

[28] https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-4-431-55600-8_1

[29] TUNL Nuclear Data Evaluation

https://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=11/11B_2012.shtml

[30] NIPNE, Elements of Relativistic Kinematics & Dynamics

https://niham.nipne.ro/rel_kin_dyn_may_15_2009.pdf

[31] National Nuclear Data Center, Q-Value Calculator <https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>

[32] TENDL https://tendl.imperial.ac.uk/tendl_2025/neutron_files/B/B010/tables/xs/xs200000.tot

[33] U. Fischer et al. „The Role of Nuclear Data for Fusion Nuclear Technology“, Preprint of Paper to be submitted for publication in Proceeding of 13th ISFNT, https://scipub.euro-fusion.org/wp-content/uploads/eurofusion/WPPMICPR17_17418_submitted-4.pdf

[34] S. Jednorog et al. „Activation measurements in support of the 14 MeV neutron calibration of JET neutron monitors“, Preprint of Paper to be submitted for publication in Fusion Engineering and Design, 2014.-2018. https://scipub.euro-fusion.org/wp-content/uploads/eurofusion/WPJET3PR17_16948_submitted.pdf

[35] Reifarth, Brown, Dababneh, Litvinov, Mosby „Neutron-induced reactions in nuclear astrophysics“, 2018. <https://arxiv.org/pdf/1803.08678>

[36] Saldanha et al. „Cosmogenic production of ^{39}Ar and ^{37}Ar in argon“, 2019. <https://arxiv.org/pdf/1902.09072>

[37] Prusachenko, Grozdanov, Fedorov, Kopatch et al: „Measurement of the differential and total cross-sections of γ -ray emission induced by 14.1 MeV neutrons for C, Al, Si, Ca, Ti, Cr, and Fe using the tagged neutron method“, CPC(HEP & NP), 2009, 33(X): 1—23, 2013.

БИОГРАФИЈА



Љубомир Цигурски рођен је 14. новембра 1984. у Сенти. Основну школу „Север Ђуркић“ у Бечеју похађао је од 1991. до 1999. године. Након тога уписао је Гимназију у Бечеју, општи смер, коју је завршио 2003. године. Основне академске студије физике, истраживачки смер, завршио је на Природно-математичком факултету Универзитета у Новом Саду, стекавши звање дипломираног физичара 2019. године, а затим уписао мастер академске студије нуклеарне физике на истом факултету.



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ • ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

21000 НОВИ САД, Трг Доситеја Обрадовића 3

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број:	
РБР	
Идентификациони број:	
ИБР	
Тип документације:	Монографска документација
ТД	
Тип записа:	Текстуални штампани материјал
ТЗ	
Врста рада:	Мастер рад
ВР	
Аутор:	Љубомир Цигурски
АУ	
Ментор:	др Никола Јованчевић
МН	
Наслов рада:	Анализа експерименталних могућности истраживања (n,2n) нуклеарних реакција
НР	
Језик публикације:	српски (ћирилица)
ЈП	
Језик извода:	српски / енглески
ЈИ	
Земља публикавања:	Република Србија
ЗП	
Уже географско подручје:	Војводина
УГП	
Година:	2026.
ГО	
Издавач:	Ауторски репринт
ИЗ	

Место и адреса: МА	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад
Физички опис рада: ФО	70 страна / 8 табела / 3 графика / 19 слика / 11 хистограма
Научна област: НО	Физика
Научна дисциплина: НД	Нуклеарна физика
Предметна одредница/ кључне речи: ПО	неутрони, (n,2n) реакције, $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$, PuBe извор, EJ309, стилбен, PSD, TOF, коинциденције, међудетекторско преслушавање, Geant4, Монте Карло симулација
УДК	
Чува се: ЧУ	Библиотека Департмана за физику, Природно-математичког факултета Универзитета у Новом Саду
Важна напомена: ВН	нема
Извод: ИЗ	У раду су анализиране експерименталне могућности истраживања (n,2n) нуклеарних реакција, са посебним освртом на детекцију два неутрона и раздвајање стварних n–n коинциденција од међудетекторског преслушавања. Разматрана је реакција $^{10}\text{B}(n,2n)^9\text{B}$ и детекторски систем са PuBe извором, стилбенским и EJ309 детекторима. Развијена је Geant4 симулација за праћење порекла и интеракција честица. Испитан је и утицај парафина на crosstalk, при чему је његов удео у анализираним n–n паровима смањен са 15,72% на 0,31%. Резултати представљају основу за даљу оптимизацију система и будућа мерења (n,2n) реакција.
Датум прихватања теме: ДП	23.07.2026.
Датум одбране: ДО	31.08.2026.
Чланови комисије: КО	
Председник:	др Миодраг Крмар
Члан:	др Петар Мали
Члан, ментор:	др Никола Јованчевић