



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Жарко Медић

**ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОГ ПРЕСЕКА РЕАКЦИЈЕ $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ У
ЕНЕРГЕТСКОМ ОПСЕГУ ОД 0 ДО 9.6 MeV**

- ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА -

Нови Сад, 2025. година



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Жарко Медић

**ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОГ ПРЕСЕКА РЕАКЦИЈЕ $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ У
ЕНЕРГЕТСКОМ ОПСЕГУ ОД 0 ДО 9.6 MeV**

- ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА -

ментор: др Миодраг Крмар

кандидат: Медић Жарко

Нови Сад, 2025. година



UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS



Žarko Medić

Determination of the cross section of the $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ reaction in the energy range from 0 to 9.6 MeV

- Doctoral Dissertation -

Novi Sad, 2025

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Врста рада:	Докторска дисертација
Име и презиме аутора:	Медић Жарко
Ментор (титула, име, презиме, звање, институција):	др Миодраг Крмар, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитета у Новом Саду
Наслов рада:	Одређивање ефикасног пресека рекације $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ у енергетском опсегу од 0 до 9.6 MeV
Језик и писмо рада:	Српски (ћирилица)
Физички опис рада:	Унети број: Страница: 120 Поглавља: 5 Референци: 78 Табела: 12 Слика: 40 Графикона: / Прилога: /
Научна област:	Физика
Ужа научна област (научна дисциплина)	Нуклеарна физика
Кључне речи / предметна одредница:	Фотонуклеарне реакције, изомерна језгра и деконвулационе методе
Апстракт на језику рада:	Познавање прецизних вредности ефикасних пресека код нуклеарних реакција представља веома битну ствара за примене у енергетици, медицини и привреди. Стим у вези у овом раду су мерене вредности ефикасних пресека фотонуклеарних реакција на природном индијуму. Предложена је метода чијом употребом је могуће добити вредности у опсегу интервала где не постоје вредности добијене експерименталним путем коришћењем деконвулационих кодова. Показано је да ови кодови дају вредности које се налазе у сагласности са прорачунатим вредности за ефикасни пресек посредством програма Talys 1.9/2.0. Слагања у регионима где постоје експериментални резултати су веома добра што иде у прилог тези да се овом методом може прорачунавати вредност ефикасних пресека за нуклеарне реакције од интереса.
Датум прихватања теме од стране надлежног већа:	
Датум одбране:	

(Попуњава накнадно
институција)

Чланови комисије:
(титула, име,
презиме, звање,
институција)

Председник: др Никола Јованчевић, вандредни
професор, Природно-математички факултет,
Универзитета у Новом Саду

члан: др Јована Николов, редовни професор,
Природно-математички факултет, Универзитета у
Новом Саду

члан: др Димитрије Малетић, виши научни сарадник,
Институт за физику - Институт од националног значаја
за Републику
Србију, Универзитета у Београду

члан: др Миодраг Крмар, редовни професор,
Природно-математички факултет, Универзитета у
Новом Саду

Напомена:

/

KEY WORD DOCUMENTATION

Document type:	Doctoral Dissertation
Author:	Žarko Medić
Supervisor (title, first name, last name, position, institution)	Ph.D. Miodrag Krmar, Full Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
Thesis title in English:	
Language and script:	Serbian language (cyrilic script)
Physical description:	Number of: Pages: 120 Chapters: 5 References: 78 Tables: 12 Illustrations: 40 Graphs: / Appendices: /
Scientific field:	Physics
Scientific subfield (scientific discipline):	Nuclear Physics
Subject, Key words:	Photonuclear reaction, isomer nuclei and unfolding methods
Abstract in English:	Knowing the values of the cross sections of nuclear reactions is a very important thing for applications in energy, medicine and industry. In this regard, in this work, the values, of the effective cross sections of photonuclear reactions on natural indium were measured. A method is proposed, the use of which makes it possible to obtain values in the range of intervals where there are no values obtained experimentally using deconvolution codes. It is shown that these codes give values that are in agreement with the calculated values for the effective cross section using the Talys 1.9/2.0 program. The agreements in the regions where there are experimental results are very good, which supports the thesis that this method can calculate the value of the effective cross sections for the nuclear reactions of interest.
Date of endorsement by the scientific board:	
Date of defence:	
(Filled in by the institution)	
Thesis defence board: (title, first name, last name, position, institution)	Chair: Ph.D. Nikola Jovančević, Associate Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad Member: Ph.D. Jovana Nikolov, Full Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad

Member: Ph.D. Dimitrije Maletić, Associate Research
Professor, Institute of Physics Belgrade - National Institute,
University of Belgrade

Member: Ph.D. Miodrag Krmar, Full Professor, Faculty of
Sciences, University of Novi Sad

Note:

Захвалница

Овим путем бих хтео да се захвалим свим оним који допринели изради докторске тезе и мом садашњем успеху.

Прво бих да се захвалим мом ментору проф др Миодрагу Крмару на указаној прилици да се бавим истраживачким радом у области нуклеарне физике и помоћи да се рад приведе крају и ова теза настане.

Поред тога узахвалио бих се проф др Николи Јованчевићу на већем броју разговора и корисних сугестија који су доста убрзали сам процес израде тезе.

Захвалио бих се и колеги др Димитрију Малетићу на помоћи у разумевању Монте Карло метода.

Члану комисије проф др Јовани Николов на издвојеном времену.

Својој жени Драженки на трпељивости и подршци током периода истраживачког рада и изради тезе.

Мој мајци, оцу, брату на подршци који су ми давали токо периода школовања и израде ове докторске тезе.

Свима желим да кажем велико хвала.

Апстракт

Познавање прецизних вредности ефикасних пресека код нуклеарних реакција представља веома битан захтев због разумевања процеса у самом језгу, праћења динамике нуклеарних реакција као и због примене у енергетици, медицини и другим областима. У овом раду су мерене вредности ефикасних пресека фотонуклеарних реакција на природном индијуму. Предложена је метода чијом употребом је могуће добити вредности у опсегу интервала где не постоје вредности добијене експерименталним путем коришћењем деконвулационих кодова. Показано је да ови кодови дају вредности које се налазе у сагласности са прорачунатим вредности за ефикасни пресек посредством програма Talys 1.9/2.0.

Слагања у регионима где постоје експериментални резултати су веома добра што иде у прилог тези да се овом методом може прорачунавати вредност ефикасних пресека за нуклеарне реакције од интереса.

Кључне речи: Фотонуклеарне реакције, изомерна језгра и деконвулационе методе

Abstract

Knowing the precise values of the effective cross sections in nuclear reactions is a very important requirement for understanding the processes in the nucleus itself, monitoring the dynamics of nuclear reactions, as well as for applications in energy, medicine and other fields. In this paper, the values of the effective cross sections of photonuclear reactions on natural indium were measured. A method is proposed, the use of which makes it possible to obtain values in the range of intervals where there are no values obtained experimentally using deconvolution codes. It is shown that these codes give values that are in agreement with the calculated values for the effective cross section using the Talys 1.9/2.0 program.

The agreements in the regions where there are experimental results are very good, which supports the thesis that this method can calculate the value of the effective cross sections for the nuclear reactions of interest.

Key words: Photonuclear reaction, isomer nuclei and unfolding methods

Садржај

Увод.....	1
1. Стабилна и метастабилна атомска језгра.....	3
1.1. Изомерна језгра.....	4
1.2.1. Shell модел атомског језгра.....	6
1.2.2. Електрични и магнетни прелази.....	9
1.2.2.1. Класични формализам.....	10
1.2.2.1.1. Електрични мултиполни развој у ред.....	10
1.2.2.1.2. Магнетни мултиполни развој у ред.....	11
1.2.2.1.3. Временски зависни формализам.....	12
1.2.2.2. Квантно механички формализам.....	13
1.2.2.2.1. Weisskopf-ов прорачун.....	14
1.2.2.2.2. Прорачун за ангуларни моментни и парност.....	15
1.2.3. Интерна конверзија.....	16
1.2.4. Спинска изомерна језгра.....	17
1.3. Изомерна језгра индијума.....	18
2. X зраци.....	21
2.1. Интеракција наелектрисаних честица преко процеса јонизације и екситације.....	22
2.2. Интеракција електрона са материјалном средином преко процеса заочног зрачења.....	24
2.2.1. Генерисање заочног зрачења у пољу атомског језгра.....	25
2.2.2. Генерисање заочног зрачења у пољу атомског електрона.....	27
2.2.3. Bethe-Heitler ефикасни пресек за интеракцију у пољу атомског језгра.....	28
2.2.3. Schiff-ова функција.....	32
2.3. Симулација спектра заочног зрачења.....	35
3. Нуклеарне реакције.....	39
3.1. Механизми нуклеарне реакције.....	39
3.1.1. Директне и сложене нуклеарне реакције.....	42
3.1.2. Оптички модел.....	45
3.1.2.1. Теоријски прорачун.....	45
3.1.2.1.1. Еластично расејавање.....	45
3.1.2.1.2. Нееластично расејавање.....	47
3.1.2.2. Феноменолошки оптички модел.....	47
3.1.3. Сложено језгро.....	48
3.1.3.1. Hauser-Feshbach теорија.....	48
3.2. Фотонуклеарне реакције.....	51
3.2.1. Ефикасни пресек за интеракцију преко еластичног расејавања.....	52
3.2.2. Ефикасни пресек за фотонуклеарне реакције побуђивања језгра.....	53
3.2.2.1. Енергија узмака језгра и неодређености енергетских нивоа.....	53
3.2.2.2. Нуклеарна резонантна флуоресценција.....	54
3.2.2.3. Ефикасни пресек за фотоапсорбцију.....	56
3.2.3. Сатурациона активност.....	60
3.3. Talys програм.....	63
3.3.1. Talys модели густине енергетских нивоа.....	64
3.3.1.1. Константно температурни Fermi гасни модел.....	64
3.3.1.2. Модел Fermi гаса са померајем уназад.....	66
3.3.1.3. Генерализовани сперфлуидни модел.....	67
3.3.1.4. Модели микроскопске густине енергетских нивоа.....	68
3.3.2. Функција снаге фотона.....	69
4. Деконвулационе методе.....	72
4.1. Основне поставке.....	72
4.2. Принцип максималне ентропије.....	73

4.2.1. MAXED.....	73
4.3. Likelihood или метод максималне веродостојности.....	77
4.3.1. SAND II алгоритам.....	77
4.3.2. Gravel алгоритам.....	79
5. Експерименти и резултати.....	82
5.1. Експериментална поставка.....	83
5.2. Реакција $^{15}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$	85
5.2.1. Материјал.....	86
5.2.2. Озрачавање узорка.....	86
5.2.3. Гама спектроскопска мерења.....	87
5.2.4. Монте Карло симулација.....	89
5.2.5. Експериментални резултати.....	91
5.3. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$	100
5.3.1. Експериментална поставка и резултати.....	100
5.3.2. Материјал.....	100
5.3.3. Озрачавање узорка.....	101
5.3.4. Гама спектроскопија.....	101
5.3.5. Односа приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$	103
5.3.6. Експериментални резултати.....	106
5.3.6.1. Теоријске и експерименталне процене пресека $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}$ и $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}$	108
5.3.6.2. Поређење рачунских и експерименталних вредности односа.....	111
5.3.6.2.1. Однос приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ са Talys проценама пресека.....	112
5.3.6.2.2. Однос приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ са Talys проценама пресека $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}$ и експериментално измерена вредност $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}$	113
5.3.6.2.3. однос приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ са експериментално измереним вредностима $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}$ и $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}$	113
5.3.7. Ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ добијен деконволационом методом.....	115
5.4. Дискусија.....	117
5.4.1. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$	117
5.4.2. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$	119
Закључак.....	122
Литература.....	124
Биографија.....	128
Библиографија.....	129

Увод

Проблематика познавања вредности ефикасних пресека у нуклеарној физици представља веома интересно поље истраживања. Велики број експеримента се изводи ради добијања тачнијих вредности које би се потом могле искористити за проверу теорије, процену исхода нуклеарних реакција у нуклеарној енергетици, медицини и индустрији.

Поред обимне масе експерименталних материјала добијених у области нуклеарних реакција, још увек постоји велика потреба за новим резултатима. Велики број колаборација у свету је настао да би се горући проблем недостатка података у одређеним интервалима од интереса нуклеарних језгара решио.

У овоме раду акценат је на покушају да се ситуација са недостатком података за вредност ефикасног пресека ублажи развојом методе која користи деконвулациони метод као основ за добијање енергетских диференцијалних пресека за фотонуклеарне реакције у интервалима где не постоје експериментални подаци.

Полазећи од NAXSUN методе настале у Институту за референтне материјале и мерења (IRMM) у Гелу, делу Обједињеног истраживачког центра европске уније (JRC) која је показала у случају неутронског зрачења да је могуће добити криве енергетске зависности ефикасног пресека у доброј сагласности са експерименталним подацима као и теоријским проценама, извршено је проширење на сличај фотонуклеарних реакција. Потреба за једном оваквом техником у области фотонуклеарних реакција је веома велика. Фотонуклеарне реакције су до сада веома добро изучене у области гигантске диполне резонаце, на енергијама до двадесетак мегаелектрон волти. На вишим енергијама, где се укључују и други механизми интеракције језгра са фотонима, експерименталних резултата је веома мало. У овом раду је истражена могућност да се рачунске технике развијене за неутронске реакције примене на фотонуклеарне реакције. Као оптималан материјал на коме би се вршила испитивања је одабран природни индијум. За реакције које су у овом раду анализирани, постоје резултати претходних мерења али и вредности ефикасног пресека које се добијају проценом програма Talys 1.9/2.0, који представља стандард у порачунима вредности ефикасних пресека. Проверава се да слагање криве ефикасног пресека добијене деконвулационом методом слаже се са експерименталним и теоријским вредностима.

Докторска теза урађена је у лабораторији за нуклеарну физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. Озрачивање и детекција распада продуката фотонуклеарних реакција урађена је у Флеров лабораторији за нуклеарне реакције Обједињеног института за

нуклеарна истраживања у Дубни, Руска Федерација. За продукцију снопа закочног зрачења којима су озрачени узорци коришћен је МТ25 микротрон. Финасирање је истраживања вршено је из средстава Министарства просвете, науке и технолошког развоја и билатералних споразума Србија-Русија.

У научним часописима као резултат истраживања објављени су следећи радови:

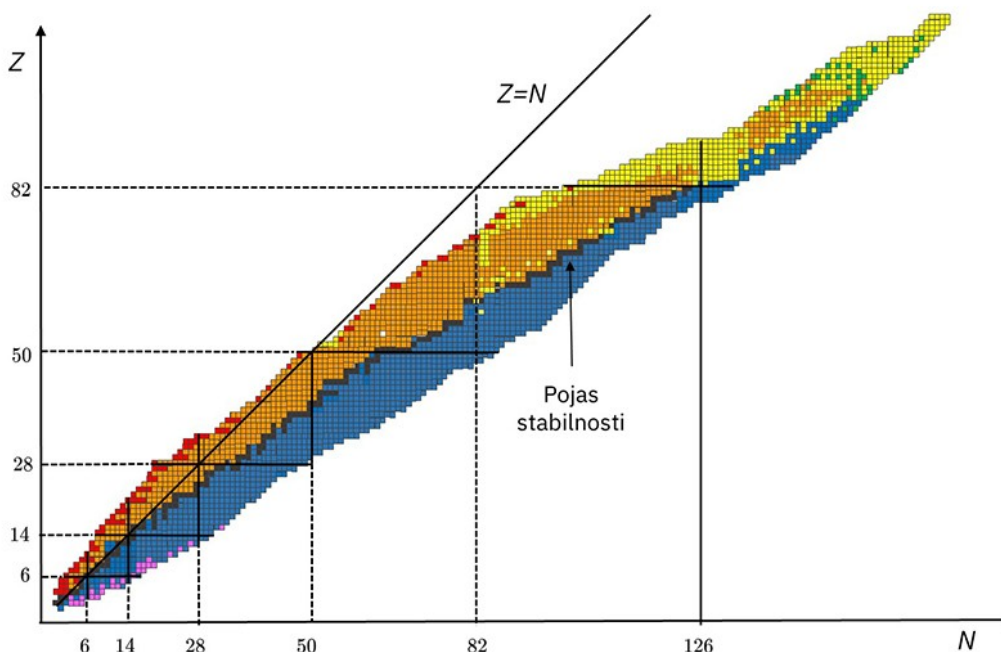
1. Medic, Z., Jovancevic, N., Maletic, D. *et al.* The application of the unfolding technique for determination of photo-nuclear reaction cross-section with an example on the $\text{In}(\gamma, \gamma')\text{In}$ reaction. *Eur. Phys. J. A* **57**, 258 (2021). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00567-9>
2. Medic, Z. & Krmar, Miodrag & Jovancevic, Nikola & Maletić, Dimitrije & Teterev, Yu & Semen, Mitrofanov. (2024). Photoactivation of the 391.69 keV isomer state of In 113m by the $(\gamma, 2n)$ reaction. *Physical Review C*. 109. 10.1103/PhysRevC.109.034607.

1. Стабилна и метастабилна атомска језгра

Протони и неутрони представљају градивне елементе атомских језгара, који су повезани нуклеарном силом. Однос броја протона и неутрона има значајну улогу на стабилност структуре атомског језгра, експериментално је показано да се она групишу око појаса стабилности, Слика 1.1.

Стабилна атомска језгра, на слици 1.1., приказана су црним тачкама. Приметно је да бројност овог типа атомских језгра је доста мања од метастабилних атомских језгра.

Језгра на слици 1.1. која су обележена наранџастим тачкама распадају се преко интерне конверзије или распада протона унутар атомског језгра услед чега долази до емисије позитрона и неутрина. Плавим тачкама приказана су језгра код којих долази до распада неутрона услед чега се емитује електрон и антинеутрино. Црвеним тачкама представљена су језгра која емитују протоне, а љубичастим она језгра која емитују неутрон током процеса радиоактивног распада. Жутим тачкама су приказана језгра која се распадају процесом емисије алфа честице, а зеленим тачкама она која се распадају процесом спонтане фисије.



Слика 1.1. Вредности броја протона (Z) и броја неутрона (N) у атомским језгрима [1]

Атомска језгра се могу класификовати у односу на два параметра: однос броја протона и неутрона и времену живота. Параметар односа броја протона и неутрона даје информације о типу атомског језгра: изотопска, изобарска и изотонска. Подела по времену живота врши се на стабилна и нестабилна атомска језгра.

Изотопи представљају језгра која имају исти број протона, али различит број неутрона. Изотопи одређеног елемента се проналазе, на слици 1.1, тако што се повуче паралелна линија са x осом из тачке на y оси која одговара редном броју елемента (броју протона).

Изобари представљају језгра која имају константан број нуклеона независно од хемијског елемента. Овај тип језгара, на слици 1.1, може се пронаћи на дијагонали.

Изотонска језгра представљају језгра која имају једнак број неутрона независно од хемијског елемента. Овај тип језгара представљен је линијом која је паралелна са y осом из тачке на x оси која нам даје вредност броја неутрона.

Метастабилна атомска језгра су сва она која се налазе у енергетско побуђеном стању, из кога излазе посредством радиоактивног распада. Изомери су језгра која се задржавају извесно време у побуђеном стању. Након радиоактивног распада атомског језгра претка може се формирати атомско језгро потомак које се налази у изомерном стању. Други механизам који у овом раду је коришћен представља процес апсорпције енергије из спољне средине услед чега протони или неутрони са својих основних стања у атомском језгру прелазе на више енергетске нивое. Процес распада је праћен емисијом електромагнетног зрачења или конверзионих електрона услед чега долази до преласка са побуђеног на основно енергетско стање атомског језгра.

1.2. Изомерна језгра

Изомерно стање атомског језгра први пут је примећено од стране F. Soddy-а 1917. године [2] као стање атомског језгра које се разликује од свега виђеног у смислу карактеристика. Експериментална потврда постајања оваквог стања и детаљнија мерења спроведена су од стране О. Hahn [3] 1921. године након чега истраживање ових стања улази у жижу научног интереса. Први теоријски модел који је успешно могао да опише ова стања понудио је С.Ф. von Weizsacker [4] 1936. након чега отпочиње период развоја теоријских модела којима је могуће описати изомерна стања [5].

Изомерна језгра сматрају се сва она чији је период полураспада има вредност већу вредност од 10 ns [6]. Према типу изомерна језгра деле се на [5]:

- Спинска изомерна језгра
- Привилегована изомерана језгра
- К изомерна језгра
- Изомерна језгра по облику и фисиона

Атомско језгро се у класичној поставци атома сматра као тачкасти позитивно наелектрисан конституент атома. Сматра се да такав тачкасти објекат има хомогену вредност електричног поља. Ова претпоставка има важност до нивоа нуклеарне физике, где је примећено да долази до појаве хетерогеног електричног поља услед прерасподеле протона као носиоца наелектрисања унутар атомског језгра. Промене вредности електричног поља и/или магнетног поља, значе промену у вредности електромагнетног поља атомског језгра.

Полазећи од Shell модела атомског језгра, могу се објаснити особине изомерних атомских језгара. Атомска језгра могу да имају паран и непаран број нуклеона. Под појмом нуклеона подразумевају се протони и неутрони. Када је појединачна вредност броја протон и неутрона унутар атомско језгра парна каже се да је језгро парно-парно. Оваква језгра немају електрични ни магнетни момент.

Парно-непарна језгра имају паран број протона и непаран број неутрона, што доводи до појаве да један неутрон бива неспарен. Тако неспарен неутрон производи магнетно поље, пошто је неутрон неутрална честица он не може да произведе електрично поље.

Непарно-парна језгра имају непаран број протона и паран неутрона, тако да сада је протон неспарен. Овај протон који је позитивно наелектрисана честица ствара електрично и магнетно поље.

Непарно-непарна језгра имају непаран број протона и неутрона, те у овоме случају ситуација постаје доста сложенија. Неспарен електрон доприноси електричном и магнетном моменту, а неспарен неутрон магнетном моменту атомског језгра.

Атомска језгра могу бити изомерна ако су парно-непарна, непарно-парна и непарно-непарна.

Предходна разматрања се односе само на сферно симетрична језгра, у случају деформисаних атомских језгара и парно-парна језгра могу имати магнетни момент и ући у категорију изомерних језгара. Ово је последица промене у самој дистрибуцији магнетних поља унутар атомских језгара.

1.2.1. Shell модел атомског језгра

Сферно симетрични нуклеарни потенцијал, Woods–Saxon, у коме се крећу нуклеони по орбиталама описано Shell моделом атомског језгра математички је могуће приказати посредством релације [7,8]

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r-R)/a]} \quad (1.1)$$

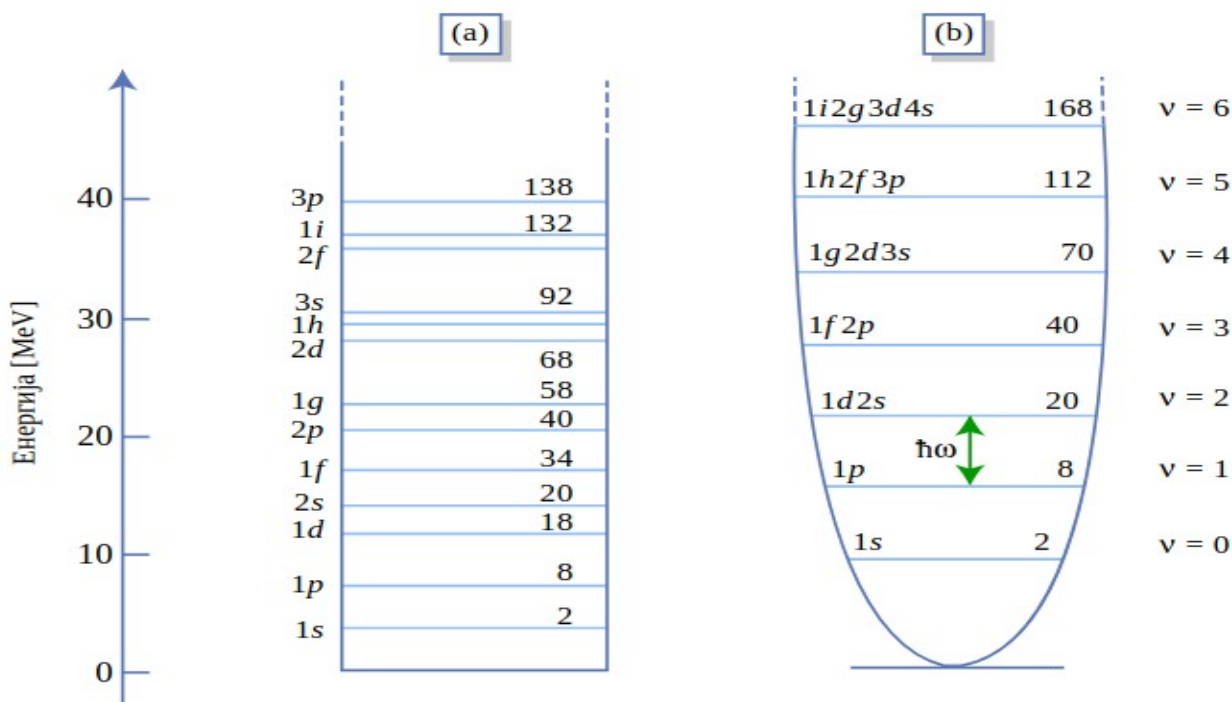
где је $V_0 = 57 \text{ MeV}$, r – растојање нуклеона од центра потенцијала, $R = 1.25A^{1/3} \text{ F}$, A – масени број атомског језгра и $a = 0.65 \text{ F}$. Претпоставка је да нуклеони интерагују само са својом врстом n - n и p - p . Енергетски ниво на којима се налазе нуклеони у атомском језгру коришћењем радијалног дела Шредингерове једначине при чему је l ангуларни орбитални момент, описани су посредством релације

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} + V(r) \right] u_l(r) = E u_l(r) \quad (1.2)$$

где је $\hbar$ - Планкова константа, m - маса нуклеона, l - орбитални ангуларни момент, $V(r)$ - сферни потенцијал у коме се креће нуклеон и E - својствена вредност енергије.

Шредингерова једначине се може решити само познавањем облика потенцијала. Полазећи од апроксимација Woods-Saxon-овог потенцијала који описују потенцијалну дубоку правоугаону и параболу јаму, аналитичким решавањем Шредингерове једначине добија се распоред енергетских нивоа које попуњавају нуклеони. Са оваквим облицима се добијају начини попуњавања енергетских нивоа који се не слажу са експерименталним резултатима. Коришћењем Woods-Saxon потенцијала омогућено је да дубина потенцијалне јаме боље одговара експерименталним подацима. Ово је последица репулсивних ефеката на блиским и далеким, а привлачних на средњим удаљеностима. Проблем настаје што решење Шредингерове једначину са Woods-Saxon потенцијалом није могуће добити аналитичким него само нумеричким путем.

На Слици 1.2. дат је приказ енергетских нивоа које могу попунити нуклеони у атомском језгру. Колико ће нивоа бити попуњено зависи пре свега од броја расположивих нуклеона. Полазећи од претпоставке да атомско језгро које се налази у основном стању попуњава енергетске нивое почевши од $1s$ нивоа па $1p$ и тако редом. На s орбиталама могу се сместити два нуклеона, p орбитала може примити максимално 6 нуклеона, на d орбитали максимално се може сместити 10 нуклеона, f орбитала подржава максимално 14 нуклеона и тако даље. Радијални квантни број је дат бројем испред орбитале, $1s$ ниво значи да има вредност главног квантног броја 1 и орбитала је s типа која говори о орбиталном квантном броју. Код параболу јаме имамо појаву дегенерације у случају енергетских нивоа код хармонијског осцилатора.



Слика 1.2. Енергетски ниви атомског језгра без спин-орбиталне интеракције у случају (а) правоугаоне бесконачне потенцијалне јаме описане сферним потенцијалом и (b) параболична бесконачна потенцијална јама [7,8]

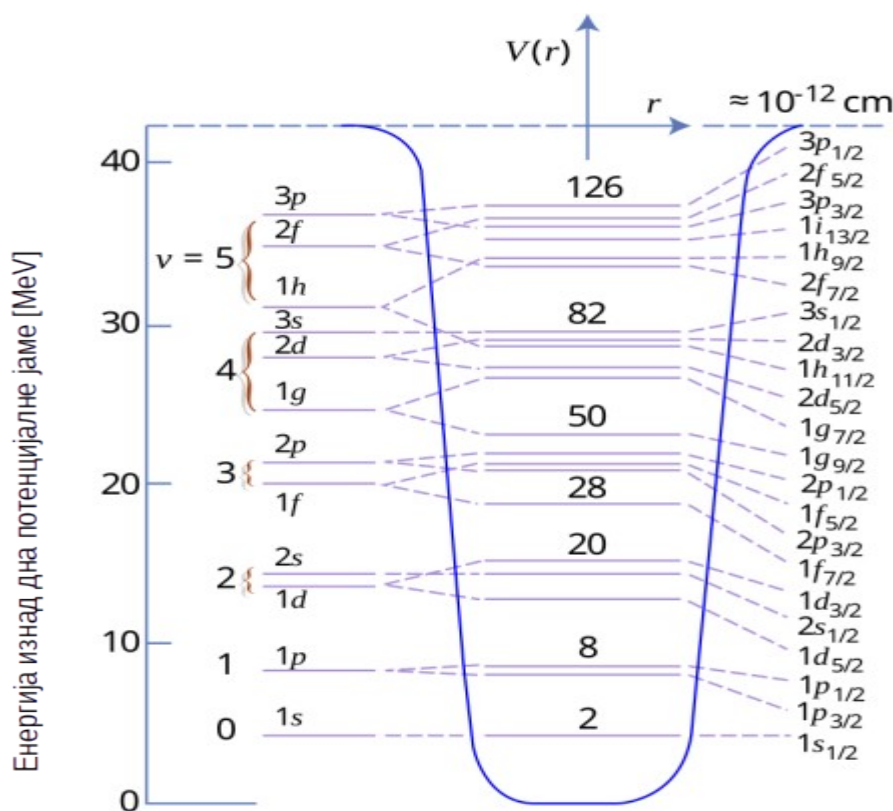
Из експерименталних резултата примећено је да атомска језгра која имају масени број 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 су најстабилнија. Ово су такозвани магични бројеви. Анализом резултат добијених из слике 1.2, у случају правоугаоне јаме види се да се могу репродуковати само три магична броја: 2, 8 и 20. Слично се добило и са потенцијалом параболичног облика. Ово је довело до закључка да ова два потенцијала не могу бити довољно добра апроксимација за описивање атомских језгара. Из тога разлога уведен је додатан спински члан.

Познато је из квантне механике да постоје два типа честица фермиони и бозони. Ове честице су класификоване према расподелама којима се покоравају Fermi-Dirac и Bose-Einstein. Како протон и неутрон спадају у фермиони они се могу описати Fermi-Dirac расподелом. Сваки фермион има полуцелу вредност спина. Када поред орбиталног момента имамо и спрегу истог са спинским, Хамилтонијан система има облик

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(r) + V_{so}(r) \mathbf{s} \cdot \mathbf{L} \quad (1.3)$$

где је p - импулс нуклеона, $V(r)$ - сферно симетрични потенцијал кретања нуклеона без спина, $V_{so}(r)$ - привлачни централни потенцијал, s - спински честични ангуларни моментни

оператор и L - орбитални ангуларни моментни оператор. Последица коришћења додатног члана да интеракција више није сферно симетрична и јавља се разлика у енергетским нивоима Слика 1.3.



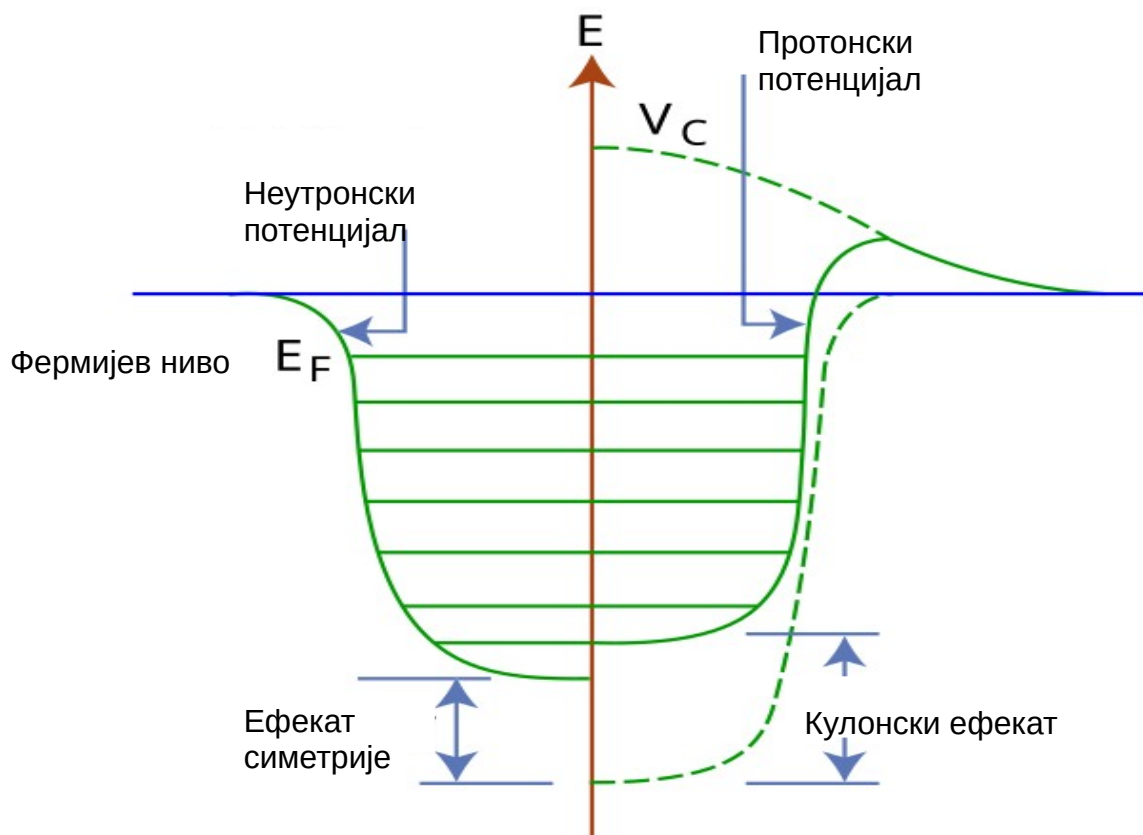
Слика 1.3. Приказ енергетских нивоа у атомском језгру уз коришћење спин орбиталне интеракције [7,8]

Анализом слике 1.3. примећује се да је слагање експерименталних резултата и теоријских прорачуна доста добро. Поред интеракције честица исте врсте могућа је и међусобна интеракција неутрона са протонима и интеракција посредством Кулонове одбојене силе између протона у атомском језгру, слика 1.4. Интеракција преко Кулонове силе између протона доводи до смањења вредности дубине потенцијалне јаме, док интеракција неутрона и протона утиче на повећавање дубине потенцијалне јаме из разлога што интеракција између протона и неутрона је већег интензитета од интеракције између честица исте врсте. На ефекат симетрије утиче однос броја неутрона према броју протона и то диктира колико је повећање у вредности дубине потенцијалне јаме.

Ефекат симетрије и Кулонов ефекат имају значајану последицу на вредност основног енергетског стања атомског језгра као и само вредност енергије енергетских нивоа.

Прорачун вредности спина и парности у основном стању атомских језгара је доста комплексна тема, те се читаоц упућује на литературу [7]. Укратко постоји одређени број

правила али њихова важност у неким ситуацијама је упитна. Спин и парност атомских језгара у основном стању могуће је пронаћи у шематским приказима нивоа атомских језгара.



Слика 1.4. Утицаји који доводи до смањивања дубине потенцијалне јаме којом су описана основна енергетска стања атомског језгра у мировању [7,9]

1.2.2. Електрични и магнетни прелази

Анализом слике 1.3. примећује се постојење великог броја атомских нивоа који могу бити попуњени са нуклеонима. Експериментално је познато до које вредности броја неутрона и протона је могуће то урадити. Највиши ниво који остаје попуњен нуклеонима када се атомско језгро налази у основном енергетском стању назива се Fermi-ев ниво, Слика 1.4.

Током процеса побуђења атомског језгра долази до преласка неког од нуклеона са Fermi-евог ниво, или неког нижег стања, на неко више енергетско стање. Услед чега се ствара шупљина на Fermi-евом нивоу, или неком нижем нивоу, а врши се попуна неког од предходно празних нивоа изнад овог нивоа.

У зависности од вредности парности и тоталног ангуларног момента разликују се две врсте прелаза електрични (ознака E) и магнетни (ознака M).

Тероријски гледано ове процесе је могуће описати класичним и квантно механичким формализмом [10,11].

1.2.2.1. Класични формализам

1.2.2.1.1. Електрични мултиполни развој у ред

Дистрибуција наелектрисања у атомском језгру је могуће описати посредство релације [10,11]

$$V(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\vec{x}' \frac{\rho(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (1.4)$$

где је ϵ_0 - диелектрична константа у вакууму, ρ - густина електричног поља, x и x' су позиције у простору у односу на центар референтног система. Полазећи од претпоставке да количина наелектрисања унутар атомског језгра остаје непромењена, промене у густини наелектрисања могу бити генерисане од стране вибрационих и ротационих доприноса кретања наелектрисања унутар језгра. У случају постојања локализованих центара наелектрисања релација (1.4) може се написати у облику

$$V(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{Q_0}{|\vec{x}|} + \frac{Q_1}{|\vec{x}|^2} + \frac{Q_2}{|\vec{x}|^3} + \dots \right] \quad (1.5)$$

при чему је Q_0 - монополни члан, Q_1 - диполни члан и Q_2 - квадруполни члан. Може се видети да са повећавањем члана у реду долази до појаве расте вредност експонента, што математички има као последицу да допринос тог члана постаје све мањи. Колико чланова ће бити коришћено зависи од проблема који се покушава третирати теоријски. Генерализација релације (1.5) дата је у облику

$$V(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\vec{x}|} \sum_n \frac{Q_n}{|\vec{x}|^n} \quad (1.6)$$

где је Q_n - n -ти мултиполни члан и n -вредност експонента који даје информацију до ког члана је ред развијен.

Парност електричних мултипола се може одредити посредством релације

$$\Pi(EL) = (-1)^L \quad (1.7)$$

где је L - мултиполност.

Снага емитованог електромагнетног зрачења које је настало услед транзиције атомског језгра са вишег на ниже енергетско стање може се представити релацијом

$$P(EL) \sim \frac{2(L+1)c}{\varepsilon_0 L [2L(L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(EL)]^2 \quad (1.8)$$

при чему је c - брзина светлости, ω - угаона фреквенца и $m(EL)$ - електрични мултиполни момент.

1.2.2.1.2. Магнетни мултиполни развој у ред

Како је развој у ред код статичних магнетних мултипола доста сложенији у односу на електричне мултиполе, теоријским формализмом описан је само магнетни диполни моментни члан дат релацијом [10,11]

$$\vec{B}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\vec{n} \cdot \vec{m} - \vec{m}}{|\vec{x}|^3} \right] \quad (1.9)$$

где је μ_0 - магнетна проводљивост у вакууму, $\vec{n}$ - јединични вектор, $\vec{x}$ - вектор којим је описана позиција у односу на референтни систем и $\vec{m}$ - магнетни моменат. Магнетни момент описан је релацијом

$$\vec{m} = \int d\vec{x} [\vec{x} \times \vec{J}(\vec{x})] \quad (1.10)$$

где је J - густина струје генерисана кретањем наелектрисања по орбитама унутар атомског језгра. Парност магнетних мултипола се може одредити посредством релације

$$\Pi(ML) = (-1)^{L+1} \quad (1.11)$$

где је L - мултиполност.

Снага емитованог електромагнетног зрачења које је настало услед транзиције атомског језгра са вишег на ниже енергетско стање може се представити релацијом

$$P(ML) \sim \frac{2(L+1)c}{\varepsilon_0 L [2L(L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(ML)]^2 \quad (1.12)$$

при чему је c - брзина светлости, ε_0 - дијелектрична константа у вакууму, ω - угаона фреквенција и $m(ML)$ - магнетни мултиполни момент.

1.2.2.1.3. Временски зависни формализам

Временски независне променљиве је посредством следећег математичког апарата могуће превести у временски зависне које су дате релацијама [11]

$$\rho(\vec{x}, t) = \rho(\vec{x}) e^{i\omega t} \quad (1.13)$$

$$J(\vec{x}, t) = J(\vec{x}) e^{i\omega t} \quad (1.14)$$

$$m(\vec{x}, t) = m(\vec{x}) e^{i\omega t} \quad (1.15)$$

где је $\rho(\vec{x})$ - временски независна густина наелектрисања, $\rho(\vec{x}, t)$ - временски зависна густина наелектрисања, $J(\vec{x})$ - временски независна густина струје, $J(\vec{x}, t)$ - временски зависна густина струје, $m(\vec{x})$ - временски независна густина магнетног момента и $m(\vec{x}, t)$ - временски зависна вредност магнетног момента. Електрични Q_{ml} и магнетни M_{ml} чланови мултиполног реда дати су релацијом

$$Q_{ml} = \int d\vec{x} |\vec{x}|^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \left[\rho(\vec{x}) - \frac{i\omega}{(l+1)c^2} \vec{\nabla} \cdot [\vec{x} \times \vec{m}(x)] \right] \quad (1.16)$$

$$M_{ml} = - \int d\vec{x} |\vec{x}|^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{m}(x) + \frac{1}{(l+1)} \vec{\nabla} \cdot [\vec{x} \times \vec{J}(x)] \right] \quad (1.17)$$

где је l - ангуларни квантни број, m - магнетни квантни број, $Y_{lm}^*(\theta, \phi)$ - комплексно коњуговани сферни хармоник, ω - угаона фреквенција, c - брзина светлости и $\vec{x}$ - позиција у односу на центар референтног система.

Снага која је израчена dP у просторном углу $d\Omega$ за одређену комбинацију квантних бројева $[l, m]$ дата је релацијом

$$\frac{dP}{d\Omega}(l, m, \left[\begin{smallmatrix} E \\ M \end{smallmatrix} \right]) = \frac{2(l+1)c}{\varepsilon_0 l(2l+1)[2(l+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2l+2} \left| \frac{Q_{lm}}{M_{lm}} \right|^2 |X_{lm}(\theta, \phi)|^2 \quad (1.18)$$

где је

$$|X_{lm}|^2 = \frac{\frac{1}{2}(l-m)(l+m+1)|Y_{l,m+1}|^2 + \frac{1}{2}(l+m)(l-m+1)|Y_{l,m-1}|^2 + m^2|Y_{l,m}|^2}{l(l+1)} \quad (1.19)$$

при чему је ϵ_0 - дијелектрична константа у вакууму, Q_{ml} - електрични и M_{ml} - магнетни члан мултиполног реда.

Када су доприноси чланова на свим m вредностима поједнаки ради се о изотропној, а ако то није случај о анизотропној радиационој дистрибуцији зрачења.

1.2.2.2. Квантно механички формализам

Квантно механички опис феномена дат је у кратким цртама, детаљнија разматрања могуће је наћи у литератури [9]. Вероватноћа распада атомских језгра дата је релацијом [10,11]

$$\frac{d\lambda}{d\Omega}(l, m, [\frac{E}{M}]) = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dP}{d\Omega}(l, m, [\frac{E}{M}]) \quad (1.20)$$

где је λ - вероватноћа распада, Ω - просторни угао у коме се детекција догађа, l - ангуларни квантни број, m - магнетни квантни број, $\hbar$ - редукована Планкова константа, ω - угаона фреквенција и P - снага емитованог електромагнетног зрачења. Релација 1.20 је аналогна са релацијом (1.18) стим што се израз за густину наелектрисања замењује густином вероватноће, густине струје са расподелом за густину стања и својствена густина магнетизације са магнетном густином момента.

Релацијом 1.21. је дат електрични мултиполни члан [11]

$$Q_{lm}^{i \rightarrow f} = e \int d\vec{x} |\vec{x}|^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \left[\sum_{i=1}^Z (\psi_i^*)_f (\psi_i)_i \right] \quad (1.21)$$

Релацијом 1.21. је дат магнетни мултиполни члан [11]

$$M_{lm}^{i \rightarrow f} = -\frac{1}{(l+1)} \frac{e\hbar}{m_p} \int d\vec{x} |\vec{x}|^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \left[\vec{\nabla} \cdot \sum_{i=1}^Z (\psi_i^*)_f |\vec{L}| (\psi_i)_i \right] \quad (1.22)$$

где је i - иницијално стање, f - финално стање, ψ - таласна функција, $Y_{lm}^*(\theta, \phi)$ - комплексно коњуговани сферни хармоник, $\vec{x}$ - позиција у односу на центар референтног система, m_p - маса протона и e - елементарно наелектрисање.

Како је за прорачун електричног или магнетног мултиполног члана је потребно познавање таласне функције ради одређивања вредности вероватноће распада нивоа која се пак користи за одређивање тоталне вредности брзине распада. С обзиром да је тај прорачун доста комплексан прибегава се одређивању релативних односа преко Weisskopf-овог прорачуна.

1.2.2.2.1. Weisskopf-ов прорачун

Релација којом је описана вероватноћа преласка са једног стања на друго посредством електричне транзиције у атомском језгру дата је у облику [11]

$$\lambda (EL) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right) \left(\frac{E_\gamma R_N}{\hbar c} \right)^{2l+1} \left(\frac{3}{l+3} \right)^2 \frac{c}{R_N} \quad (1.23)$$

Релација којом је описана вероватноћа распада нивоа посредством магнетне транзиције у атомском језгру дата је у облику

$$\lambda (ML) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\mu_p - \frac{1}{l+1} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{m_p c^2 R_N} \right)^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right) \left(\frac{E_\gamma R_N}{\hbar c} \right)^{2l+1} \left(\frac{3}{l+3} \right)^2 \frac{c}{R_N} \quad (1.24)$$

при чему је l - ангуларни квантни број, π - Пи број, Y - сферни хармоник, ω - угаона фреквенција, c - брзина светлости, ϵ_0 - диелектрична константа у вакуму, $\hbar$ - редукована Планкова константа, m_p - маса протона, c - брзина светлости, E_γ - енергија фотона, R_N - радиус језгра и e - елементарно наелектрисање.

Коришћењем резултата добијених из релација 1.23 и 1.24 може се закључити да најдоминатнији прелаз је $E1$ (електрични диполни), па га потом следе $M1$ (магнетни диполни) и $E2$ (електрични квадрополни), па $M2$ (магнетни квадрополни) и $E3$ (електрични октополни) и тако даље аналогно, Слика 1.5.

1.2.2.2.2. Прорачун за ангуларни моментни и парност

Релација којом је описан ангуларни момент за прелазе дата је у облику [11]

$$\vec{I}_f = \vec{I}_i + \vec{I} \quad (1.25)$$

Израз који описује промену вредности ангуларног момента дат је у облику

$$\Delta I = |I_f - I_i| \leq I \leq I_i + I_i$$

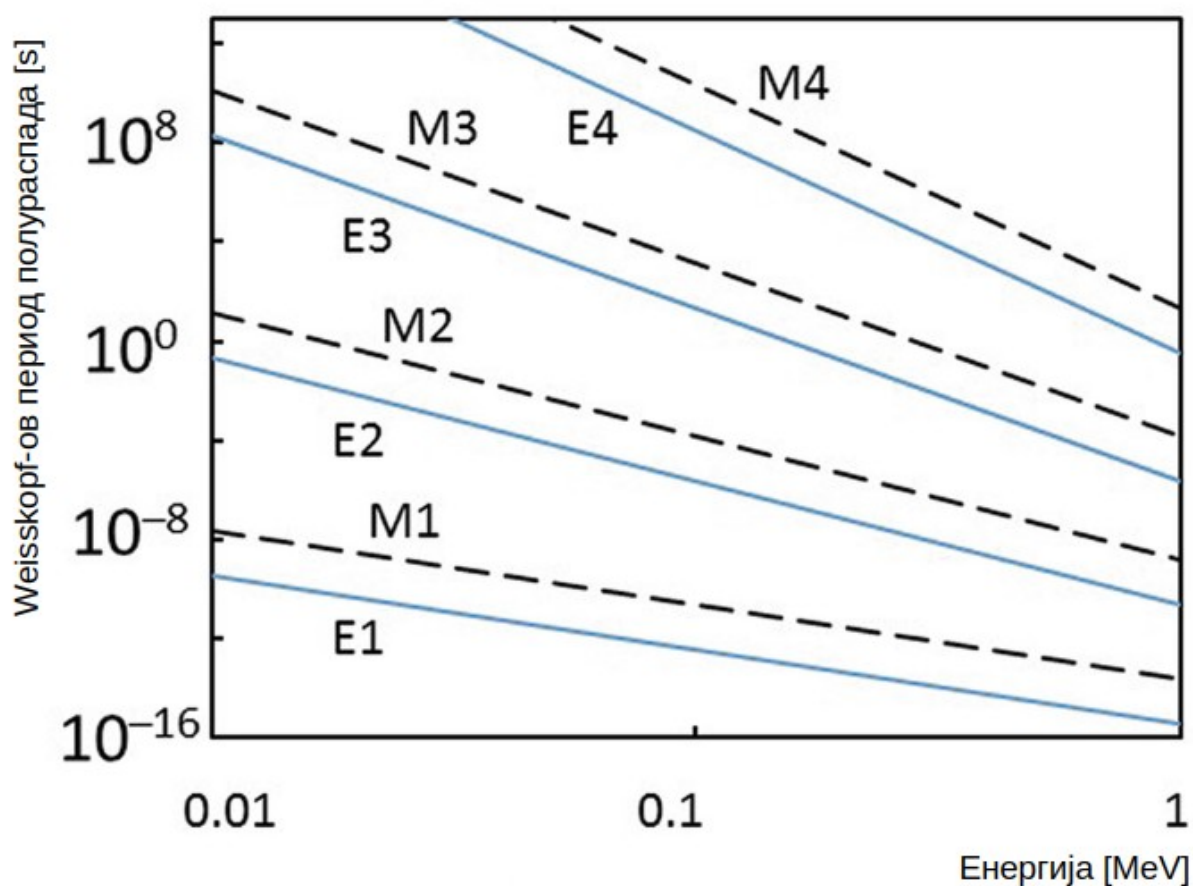
Парност за електричне прелазе дата је релацијом у облику

$$\pi_f = (-1)^l \pi_i \quad (1.26)$$

Парност за магнетне прелазе дата је релацијом у облику

$$\pi_f = (-1)^{l+1} \pi_i \quad (1.27)$$

где је I_f - финална вредност ангуларног момента атомског језгра, I_i - почетна вредност ангуларног момента атомског језгра, π_f - парност финалног нивоа, π_i - парност почетног нивоа и l - ангуларни момент. Прелаз са нивоа 0^+ на ниво 0^+ није дозвољен преко селекционих правила за емисију гама фотона насталих транзицијом између почетног и крајњег стања атомског језгра, Табела 1.1., него тај прелаз се дешава под дејством интерне конверзије, поглавље 1.2.3. [11].



Слика 1.5. Приказ периода полураспада нивоа којим се врше електромагнетне транзиције [12]

1.2.3. Интерна конверзија

Под појмом интерне конверзије подразумева се процес у коме атомско језгро из побуђеног стања прелази у основно на тај начин што предаје своју енергију неком од орбиталних електрона.

Табела 1.1. Приказ мултиполних прелаза са вредностима промене вредности ангуларног момента и парности [13]

Ознака типа

прелаза	Тип прелаза	$\ell = \Delta l$	$\Delta \pi$
E1	електрични диполни	1	да
M1	магнетни диполни	1	не
	електрични		
E2	квадруполни	2	не
M2	магнетни квадруполни	2	да
E3	електрични октаполни	3	да
M3	магнетни октаполни	3	не
	Електрични		
E4	хексаполни	4	не
M4	магнетни хексаполни	4	да

Услед преноса енергије долази до прелаза електрона из везаног у слободно стање уз предају кинетичке енергије која одговара разлици енергије транзиције између енергетских нивоа унутар атомског језгра и енергије везе електрона у одређеној електронској љусци атома. Математички, енергија електрона насталог интерном конверзијом може се написати релацијом [14]

$$E_e = E_f - E_i \quad (1.28)$$

где је E_e - кинетичка енергија електрона емитованог путем интерне конверзије, E_f - енергија гама фотона, E_i - енергија везе електрона у атомској љусци и i - одређена атомска љуска (K, L, M, N ...). Подаци о енергији везе електрона у одређеним атомским љускама елемената са редним бројем Z могуће је пронаћи у литератури [14].

Удео интерне конверзије у вероватноћи емитованог зрачења од стране атомског језгра (атома) репрезентован је посредством α коефицијента. Математички има облик

$$\alpha = \frac{P_f}{P_e} = \frac{N_e}{N_f} \quad (1.29)$$

где је P_f - снага израченог зрачења током процеса транзиције гама фотона од стране атомског језгра, P_e - снага израченог зрачења електрона од стране електронског омотача атома, N_e - број емитованих електрона насталих у процесу интерне конверзије и N_f - број емитованих фотона насталих у процесу током процеса транзиције гама фотона од стране атомског језгра.

Коефицијент интерне конверзије представља суму доприноса појединачних вредности коефицијената за одређене љуске. Математички има облик дат релацијом

$$\alpha = \sum_i \alpha_i \quad (1.30)$$

где је α_i - коефицијент интерне конверзије појединачне љуске и i - одређена атомска љуска (K, L, M, N ...).

Током процеса транзиције фотона у атомском језгру процеси емисије гама фотона и интерне конверзије представљају конкурентне процесе. Колики удео интерне конверзије у снопу израченог зрачења насталог транзицијом фотона између почетног и финалног нивоа дефинише се преко коефицијента интерне конверзије.

1.2.4. Спинска изомерна језгра

Категорија спинских изомерних језгра је веома изучавана и велики број изомерних језгара спада у ову категорију [15]. Изомерна језгра настају услед велике разлике у вредности ангуларног момента и ниској вредности вероватноће транзиције фотона између почетног и финалног енергетског нивоа у атомском језгру, што је случај са атомским језгрима индијума [16].

Класификацију спинских изомерних језгара можемо извршити као изомере у околини магичних бројева и острва стабилности, изомере вредности масеног броја 130-160 и изомере које је могуће наћи у природи.

Код изомера који имају вредности око магичних бројева протона или неутрона и острва стабилности можемо издвојити три почетна енергетска нивоа у атомском језгру ($g_{9/2}$, $h_{11/2}$, $i_{13/2}$) који имају веома ниску вредност вероватноће распада [15]. Са слике 1.3 се може видети да се непосредно испод ових нивоа налазе нивои са знатно нижим вредностима спина. Уколико би се један од нуклеона довео на нивое високих вредности спина ($g_{9/2}$, $h_{11/2}$, $i_{13/2}$) вероватноћа његовог преласка на неко од нижих енергетских стања би се морало вршити уз велику промену вредности момента импулса језгра. Са слике 1.5 се може видети да се прелази уз велику промену спина дешавају са малом вероватноћом или великим периодом полураспада.

По појмом изомери који имају вредност масеног броја између 130-160 се сматрају изомери који имају дефицит неутрона, а код којих утицај спинског и привилегованог ефекта је изражен. Главни представници ове групе су локализовани око атомског језгра ^{100}Sn .

Међу изомерима постоје и представници чији период распада ниво атомског језгра има вредност чак 10^{15} година ^{180m}Ta , па самим тим их је могуће пронаћи у природи.

1.3. Изомерна језгра индијума

У природи постоје само два стабилна изотопа индијума, али је ипак у лабораторијама произведено неколико нестабилних изотопа индијума који због свог кратког периода полураспада не постоје у природи. Осим тога, забележен је и изванредан број метастабилних стања изомера са довољно дугим периодом полураспада тако да је било могуће установити их експериментално. Да би се експериментално установило постојање неког новог изотопа или изомерног стања, потребно је да они имају вредност периода полураспада која одговара временском прозору између генерисања и мерења карактеристика атомског језгра од интереса. У случају краткоживећих изотопа то представља веома сложен задатак.

До сада је детектовано преко 41 изотопа индијума [17], док само њих 6 имају вредност периода полураспада реда величине око једног сата и више, Табела 1.2.

Табела 1.2. Приказ изотопа индијума са периодом полураспада од око једног часа и навише [17]

Изотоп	Време полураспада изотопа	Врста распада
In – 108	58.0 (12) min	β^+
In – 109	4.159(10) h	β^+
In – 110	4.92(8) h	β^+
In – 111	2.8048(1) d	захват електрона
In – 113	стабилан	/
In – 115	4.41(25)E14 y	β^-

Пре почетка озрачавања материјала направљеног од природног индијума за очекивати је да изотопски састав буде сачињен од индијума-113 и индијума-115. Током процеса озрачавања могу се генерисати и други изотопи индијума, али временски интервал у коме је потребно извршити мерење дефинисан је вредношћу периода полураспада тих изотопа. Ови подаци утичу на избор технике детекције. Обично након једног дана може се сматрати да вештачки генерисани изотопи није више могуће детектовати у узорку. Детекција присуства изотопа је могуће извршити преко детекције честица или зрачења које се емитује током процеса радиоактивног распада. У табели 1.2. дате су врсте радиоактивног распада путем којих се распадају изотопи од значаја.

Изомери са друге стране представљају метастабилна језгра која емисијом електромагнетног гама зрачења или интерном конверзијом прелазе у основно стање атомског

језгра, табела 1.3. По класификацији индијумска изомерна језгра припадају категорији спинских изомерних језгара. Побуђивање изотопа и стварање изомерних стања се одвија преко процеса екситације или процеса нуклеарне реакције.

Табела 1.3. Приказ изомера индијума са периодом полу распада од око 1 часа и навише [17]

Изомер	Време полураспада изомера	Врста распада	Спин и парност
In – 110m	69.1(5) min	β^+	2+
In – 113m	1.6579(4) h	IT	1/2-
In – 114m1	49.51(1) d	IT (96.75%) β^+ (3.25%)	5 +
In – 115m	4.486(4) h	IT (95.0%) β^- (5.0%)	1/2-
In – 116m1	54.29(17) min	β^-	5 +
In – 117m	116.2(3) min	IT (47.1%) β^- (52.9%)	1/2-

Процес екситације подразумева да се атомском језгру преда тачно одређена количина енергије која доводи да нуклеон прелази са почетног стања на дугоживеће финално стање. Након времена живота тог нивоа, нуклеон се враћа у своје пређашње стање, а изомерно језгро се деекситује.

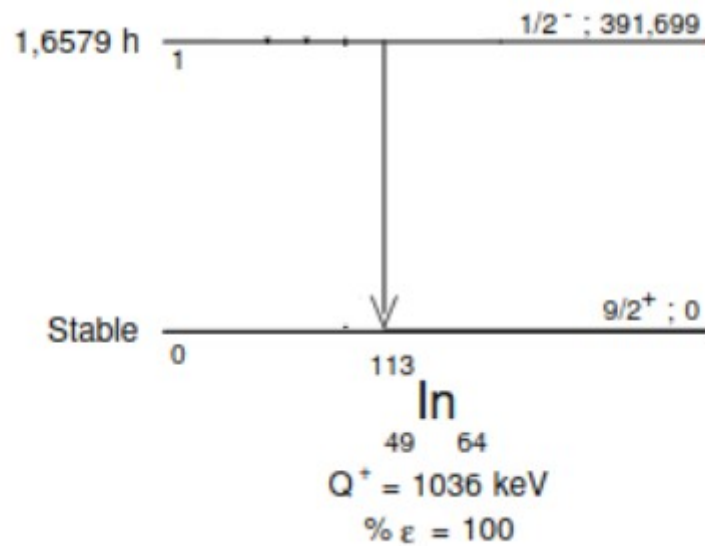
Интеракцијом пројектила са атомским језгром отпочиње процес нуклеарне реакције, у коме се као продукт реакције може у једном од канала реакције појавити изомерно језгро. Овако настало језгро даље емисијом електромагнетног зрачења или интерном конверзијом прелази у основно стање атомског језгра.

Како је у овом раду акценат на изучавању особина изотопа индијума-113 и индијум-115 и њихових изомера, енергетски нивои и могуће транзиције дата су на слици 1.6. [18] и слици 1.7. [19].

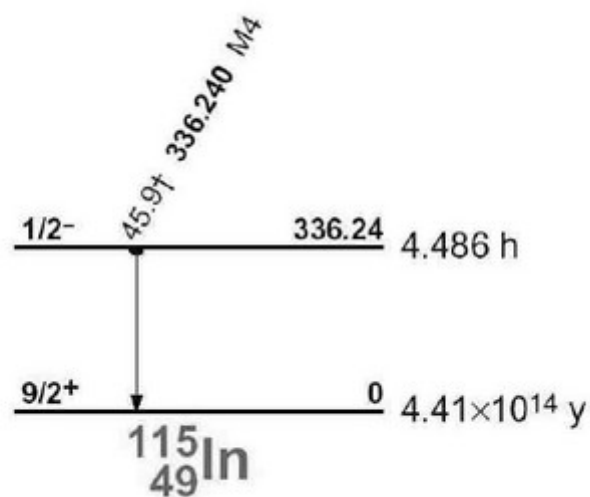
На Слици 1.6. дат је приказ два енергетска нивоа дугоживећег и основног нивоа заједно са вредностима енергије и парност. Како се може видети ниво 1 има време живота реда величине сата. С тим у вези можемо очекивати да се у спектру може детектовати линија која одговара разлици између нивоа 1 као почетног и новоа нула као крајњег. Ова разлика одговара енергији гама фотона од 391.7 keV.

На Слици 1.7. дат је приказ енергетских нивоа изотопа индијума 115. Нуклеон се са енергетског нивоа ангуларног момента и парности 1/2- прелази на ниво 9/2+ након чега се врши емисија фотона енергије 336.24 keV. Период полураспада овог изомерног стања износи 4.486 h што представља довољно времена да се изврше мерења.

Познавањем енергија изомерних прелаза и времена периода полураспада изомера могуће је испалнирати експеримент ради детекције особина од интереса.



Слика 1.6. Гама транзиције и времена живота енергетских нивоа у изомером језгру индијума 113 [18]



Слика 1.7. Гама транзиције и времена живота енергетских нивоа у изомером језгру индијума 115 [19]

2. X зраци

Електромагнетно зрачење високих енергија може бити α и гама зрачење. Гама фотони настају након радиоактивног распада атомског језгра, док α зраци настају услед интеракције наелектрисаних честица са атомским омотачем или језгром. Физичке карактеристике α зрака и гама фотона на истим енергијама не постоје, што је показано експерименталним мерењима [20].

Техничким развојем извора α зрака омогућено је да се врши њихова производња на енергијама реда величине MeV, са сноповима чији интензитет многоструко прелазе вредности интензитета гама извора на тим енергијама [21]. Услед ове чињенице употреба гама извора зрачења ограничена је само на неке посебне ситуације.

Током кретања наелектрисане честице кроз материјалну средину може доћи до интеракције у пољу атомског омотача или језгра. Услед интеракције наелектрисане честице путем електромагнетног поља са атомима средине долази до успоравања и емисије α зрачења. Енергија емитованог α зрачења једнака је разлици енергије честице пре и после интеракције.

Наелектрисане честице према маси могу се поделити у тешке и лаке. Под појмом тешке честице сматрају се јони, алфа честице и протони, док у категорију лаких честица спадају електрони.

Интеракција наелектрисаних честица са атомима материјалне средине се дешава посредством процеса јонизације, екситације и генерисања законног зрачења.

Током израде тезе коришћен је микротрон, те се на овом месту даје презентација интеракције електрона са атомима.

Интеракција електрона са атомима материјалне средине се дешава посредством механизма екситације, јонизације атома као и генерисања законног зрачења у електромагнетном пољу електрона атомског омотача или језгра. Процес генерисања законног зрачења у пољу атомског електрона је механизам интеракције који има ниску вредност вероватноће дешавања у односу на процес генерисања у пољу атомског језгра на енергијама од интереса за овај рад. Он је на овом месту споменут ради разумевања да и он на вишим енергијама даје одређени допринос, а чија је вредност ниска.

2.1. Интеракција наелектрисаних честица преко процеса јонизације и екситације

Током процеса интеракције упадног електрона са електронима атомског омотача долази до интеракције преко процеса јонизације или екситације, Слика 2.1.

Током простирања кроз материјалну средину електрон улази у интеракцију са електронима атомског омотача, услед чега долази до предаје енергије. Те промене резултирају тим да током процеса интеракције електрон предаје део своје кинетичне енергије. Параметри којима се описује интеракција су енергетски губици и домет.

Енергетски губици нам говоре колико енергије током свог простирања кроз материјалну средину упадни електрон губи. Већи енергетски губици, значе мањи домет електрона у материјалној средини. Енергија коју упадни електрон депонује у материјалној средини када се у истој заустави, једнака је вредности његове кинетичке енергије коју је имао пре уласка у материјалну средину.

Енергетски губици су описани Bethe-овом релацијом датом у облику [23]

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{e^4 n}{8\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 \varepsilon}{2\langle I \rangle (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (2.1)$$

где је e - елементарно наелектрисање електрона, n - број електрона по јединици запремине материјалне средине, π - Пи број, ε_0 - диелектрична константа вакуума, m_e - маса мировања електрона, v - брзина електрона, β - релативистички фактор који представља количник брзине електрона и брзине светлости, I - средњи јонизациони потенцијал и ε - релативистичка кинетичка енергија електрона.

Број електрона по јединици запремине у материјалној средини се може прорачунати посредством релације

$$n = \frac{Z \rho N_A}{A_r} \quad (2.2)$$

где је Z - редни број елемента од кога је сачињена материјална средина, ρ - густина материјалне средине, N_A - Авогадров број и A_r - релативна атомска маса.

Средњи јонизациони губици се могу представити емпиријском релацијом

$$\langle I \rangle = 13.5 Z [eV] \quad (2.3)$$

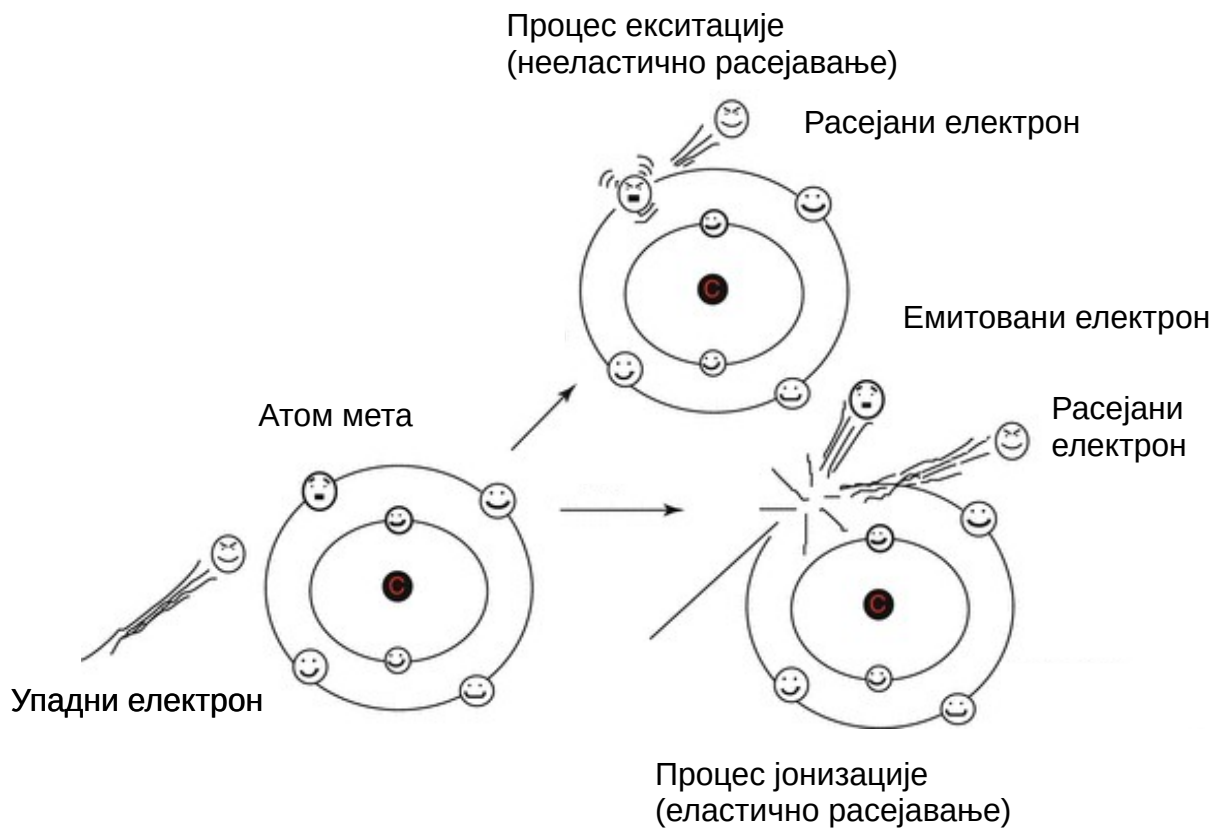
Када је вредност брзине електрона много мања од вредности брзине светлости, $\beta \ll 1$, релација 2.1 добија облик

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{e^4 n}{4\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2\langle I \rangle} \quad (2.4)$$

При случајевима када је вредност релативистичке кинетичке енергије електрона вишеструку већа од вредности енергије мировања електрона, $\varepsilon \gg m_e c^2$, ради се о ултрарелативистичком случају услед чега релација 2.1. добија следећи облик

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{e^4 n}{8\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{\varepsilon^2}{2\langle I \rangle^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right] \quad (2.5)$$

Када је вредност брзине ван оквира релативистичке зоне, користи се релација 2.4. за прорачун јонизационих губитака. Пак када електрон има вредност кинетичке енергије која је неколико пута већа од енергије мировања у зони MeV-ске скале користи се релација 2.1. Тек на енергијама од неколико стотина MeV-а користи се релација 2.5.



Слика 2.1. Процеси интеракције упадног електрона са атомом метом посредством процеса еластичног и нееластичног расејавања [22]

Домет упадног електрона у материјалној средини дат је математичком релацијом

$$R = \int_{\varepsilon_u}^0 \frac{d\varepsilon}{-d\varepsilon/dx} \quad (2.6)$$

где је ϵ_u - упадна кинетичка енергија електрона.

Пролазак упадних електрона кроз гасовиту средину даје релацију чија примена на кондензованој средини показују дисперзију у вредностима домета електрона у виду разлике од 10-15% вредности. Стим у вези Bohr примећује да је губитак енергије мањи него што релација 2.1. показује, те се уводи појам вероватни губитак енергије.

Вероватни губитак енергије који настаје приликом проласка електрона кроз материјалну средину може се описати релацијом

$$-\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{e^4 N}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2} Z \left[\ln \frac{m_e v^2 W_t}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.7)$$

где је N - број електрона у материјалној средини и W_t - индивидуални губитак енергије који се опажа са фреквенцом X .

Индивидуални губитак енергије математички је дат у облику

$$W_t = \frac{e^4 N Z X}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \quad (2.8)$$

где је X - број пута после којих се деси један индивидуални губитак енергије.

Релација 2.8 дала је резултате који су боље описивали енергетске губитке, али тек увођењем константе K од стране Williams, Landau, Bluck и Leisegang, долази се до процене која најбоље описује енергетске губитке [23]

$$-\frac{d\epsilon}{dx} = W_t \left[\ln \frac{m_e v^2 W_t}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 - K \right] \quad (2.9)$$

где је K - константа. Landau је добио вредност константа K од 0.37, а Williams 0.3.

Поређењем ових релација, релације 2.1. и 2.9, са експерименталним резултатима добија се дисперзија у вредности енергетских губитака и домета у опсегу од 20-25 %. Стим у вези ради добијања тачнијих вредности потребно је урадити сет мерења и добити калибрациону криву.

Код процеса екситације у релацији 2.1 и 2.9 уместо вредности средњег јонизационог потенцијала користи се средња вредност екситационог потенцијала. [24]

2.2. Интеракција електрона са материјалном средином преко процеса заочног зрачења

Током процеса интеракције електрона са неутралним атомима може доћи и до успоравања истог у пољу атомског омотача или језгра, слика 2.2. Ефикасни пресек за интеракцију

електрона са неутралним атомима путем механизма заочног зрачења описан је релацијом [25]

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{d\sigma_n}{dE} + Z \frac{d\sigma_e}{dE} \quad (2.10)$$

где је σ - тотални ефикасни пресек за интеракцију преко процеса заочног зрачења, σ_n - ефикасни пресек за интеракцију електрона у пољу заклоњеног језгра преко процеса заочног зрачења, σ_e - ефикасни пресек за интеракцију електрона у пољу електрона из атомског омотача преко процеса заочног зрачења, E - енергија фотона заочног зрачења и Z - редни број елемента. Кинетичка енергија одлазног електрона који интерагује са неутралним атомима након интеракције дата је релацијом

$$T_2 = T_1 - E \quad (2.11)$$

где је T_1 - кинетичка енергија упадног електрона и T_2 - кинетичка енергија одлазног електрона, Слика 2.2.

Однос доприноса генерисању заочног зрачења у пољу атомског језгра или електрона атомског омотача да је математички релацијом

$$\eta = \frac{d\sigma_e}{dE} / \left(\frac{1}{Z^2} \frac{d\sigma_n}{dE} \right) \quad (2.12)$$

Комбинујући релацију (2.10) и (2.12) долази се до финалног облика реалције којом се описује интеракција електрона са атомским електронима и језгром посредством процеса заочног зрачења

$$\frac{d\sigma}{dE} = \left(1 + \frac{\eta}{Z} \right) \frac{d\sigma_n}{dE} \quad (2.13)$$

где је η - однос доприноса генерисању заочног зрачења у пољу атомског језгра и омотача.

Допринос интеракције електрона са електроном из атомског омотача неутралног атома током процеса генерисања заочног зрачења у релацији (2.13) обично се укључује тако што се за вредност параметра η да узима вредност један.

2.2.1. Генерисање заочног зрачења у пољу атомског језгра

Ефикасни пресек за интеракцију упадног електрона и атомског језгра током процеса генерисања законног зрачења није могуће репрезентовати посредством само једне релације у ширем опсегу кинетичке енергије упадног електрона од интереса. Референца [25] наводи већи избор аналитичких релација којима се на одређеним интервалима кинетичке енергије могу описати интеракције електрона и атомског језгра која продукује законно зрачење. Класични и квантни прилаз при прорачуну вредности ефикасног пресека презентовани су у референцама [23,25]. Који метод је најбољи за прорачун вредности ефикасног пресека пре свега зависи од енергетског интервала од интереса и тачности коју је потребно остварити.

Код електрона чија кинетичка енергија не прелази вредност од 2 MeV користи се релативистичка, парцијалног таласа, мултиполна, са независним честичним прорачуном у коме се интеракција електрона врши посредством процеса законног зрачења који се дешава у центросиметричном електромагнетном пољу заклоњеног атомског језгра [25,27].

Аналитички облик за вредност ефикасног пресека за интеракцију електрона кинетичке енергије преко 50 MeV и заклоњеног атомског језгра посредством процеса законног зрачења дат је релацијом [25]

$$\frac{d\sigma_n}{dE} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E} [\chi_B + \delta_s + \delta_C] \quad (2.14)$$

где је α - константа фине структуре, r_e - класични радиус електрона, χ_B - Bethe-Heitler Born апроксимација у случају незаклоњеног атомског језгра, δ_s - корекција заклањања и δ_C - Кулонова корекција.

Корекција заклањања из релације 2.14 се рачуна у базису Bethe-а, Born-а апроксимација високо енергетска формула у случају заклоњеног језгра.

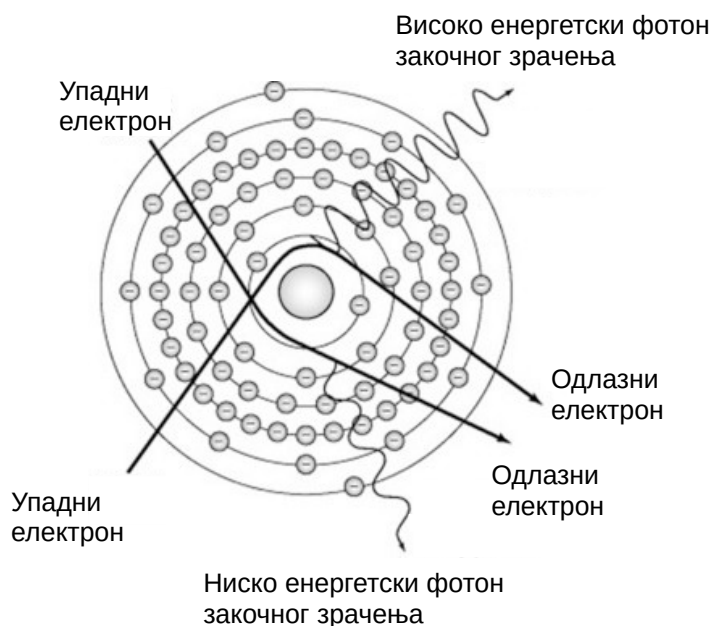
Кулонова корекција је дата релацијом

$$\delta_C = [f_E \exp[1 - \beta_2^2 / \beta_1^2] - 1] X_B + \omega(T_2) \delta_C^{DBMO} \quad (2.15)$$

где је f_E - Elwert-ов фактор, β_1 - брзина упадног електрона у јединицама брзине светлости β_2 - брзина одлазног електрона у јединицама брзине светлости, $\omega(T_2)$ - узима вредности у интервалу [0,1] при чему расте са порастом вредности T_2 и δ_C^{DBMO} - DBMO Кулонова корекција.

Вредност ефикасног пресека у региону кинетичке енергије упадног електрона од 2 до 50 MeV добија се из фитовања методом најмањег квадрата функцијом сп линија, метода

интерполација у коме се користи више полиномних функција за фитовање на одређеном интервалу енергија, узимајући као почетну вредности 2 и крајњу 50 MeV.



Слика 2.2. Генерисања фотона заочног зрачења услед промене брзине електрона у пољу атомског језгра [26]

2.2.2. Генерисање заочног зрачења у пољу атомског електрона

Интеракција упадног електрона са атомским електроном посредством процеса заочног зрачења поседује сличну вредност као ефикасни пресек за интеракцију упадног електрона са атомским језгром на веома високим енергијама. У овом случају параметар η има вредност 1. Ова вредност параметра се може мењати, на вишим енергија има вредност већу од један, а на мањим енергија има вредност мању од јединице услед неколико фактора:

1. Ефекат заклањања у пољу атомских електрона другачији је него у случају атомског језгра.
2. Овај ефикасни пресек тежи вредности нула у случају високофреквентног лимита јер Куловнова сила тежи да одбије електроне.
3. Током процеса интеракције два електрона, мета електрон због масе која је једнака маси пројектила показује да током узмака долази до продукције ниско енергетског заочног зрачења.
4. Постоји лимит у вредности која се може емитовати током интеракције два електрона мете и пројектила, а повезано је са сами законима одржања који важе у процесима расејавања.

5. На ниским енергија упадног електрона долази до тога да вредност за ефикасни пресек узима вредност 0 из разлога недостатка диполоног момента у систему електрон-електрон.

Математички ефикасни пресек за интеракцију упадног електрона са метом атомским електроном дата је релацијом [25]

$$\frac{d\sigma_e}{dE} = \frac{4\alpha r_e^2}{E} [f_{e-e} \chi_H + \delta_s^e] \quad (2.16)$$

где је χ_H - Хауг-Вогн-ова апроксимација за незаклоњен електрон мету узимајући у обзир узмак истог и изведеног без енергетске апроксимације и δ_s^e - корекција заклањања.

2.2.3. Bethe-Heitler ефикасни пресек за интеракцију у пољу атомског језгра

Вредност ефикасног пресека за процес генерисања заочног зрачења од стране високо енергетске наелектрисане честице у пољу атомског језгра по Heitler-у дат је у облику [28]

$$\sigma = \frac{Z^2}{\alpha} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (2.17)$$

где је Z - редни број елемента, α - константа fine структуре, e - количина елементарног наелектрисања, m - маса честице која успорава у електромагнетном пољу атомског језгра и c - брзина светлости.

Вероватноћа интеракције наелектрисане честице, релација 2.17, расте квадратно са порастом вредности редног броја елемента атомског језгра у чијем пољу се дешава процес генерисања заочног зрачења. Употреба материјала високе вредности редног броја је веома значајна. Однос наелектрисања и масе код наелектрисане честице има квадратну зависност, што говори у прилог тврдњи да употребом електрона могуће је постићи највишу вредност односа, а самим тим и постићи највећу вероватноћу за интеракцију. Код јона и мион-а овај однос има много мању вредност, те стим вероватноћа интеракције има мању вредност.

Енергија генерисаног фотона заочног зрачења насталог током интеракције електрона у пољу атомског језгра дата је у облику

$$h\nu = E_0 - E \quad (2.18)$$

где је h - Планкова константа, ν - фреквенција фотона заочног зрачења, E_0 - енергија упадног електрона и E - енергија електрона након интеракције у пољу атомског језгра.

Интеракција електрона са пољем атома која се састоји од електромагнетног и нуклеарног члана доводи до појаве транзиције између стања. Електрично поље атомског омотача описано је преко релације

$$H = -e(\vec{\alpha} \vec{A}) \quad (2.19)$$

где је $\vec{A}$ - векторски потенцијал електромагнетног поља атома и $\vec{\alpha}$ - Дираков тродимензиони матрица-вектор.

Електромагнетно поље атомског језгра описано је посредством реалције

$$V = \frac{Ze^2}{r} \quad (2.20)$$

где је r - радиус.

Теоријски упадни и емитовани електрон се могу описати преко равног таласа, стим у вези интеракција са електромагнетним пољем атома се може третирати као пертурбација. Користећи прву Ворт-ову апроксимацију предходно разматрање се математички може описати, ако је испуњен услов $Z/137 < v/c$. Испуњеност услова је повезана са редним бројем атома мете и брзине електрона. Када се користи оловна мета појављује се одређена одступања између прорачунатих и експерименталних података, која у случају електрона на MeV енергија, која нису велика и може се сматрати да ова апроксимација и у овом опсегу даје задовољавајуће теоријско објашњење.

Транзиција из почетног стања дешава се услед пертурбације изазване интеракцијом електрона у пољу атома услед чега долази до преноса енергије и побуђивања атома, након чега се формира међустање за које не морају нужно да важе закони одржања. Тренутно након тога унутар поља атома које се налази у међустању преко друге пертурбације изазване емисијом електромагнетног зрачења се деекситује и прелази у ниже енергетско стање. При емисији фотона закон одржања импулса важи те стим у вези може се видети да постоје два међу стања атома где електрон има вредност импулса описаних релацијама

$$\text{I} \quad p' = p + k \quad (2.21)$$

$$\text{II} \quad p'' = p_0 - k$$

где је p' - импулс електрона кад не долази до емисије фотона, p'' - импулс електрона када долази до емисије фотона и k - импулс фотона. Релацијом 3.21. приказан је случај када нема емисије фотона I и када има II.

Нотирањем почетног стања са A (импулсом p_0 , нема фотона) и крајњег стања са $E(p, k)$ вероватноћа транзиције у јединици времена се може описати релацијом [28]

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_E \rho_k dk \left| \frac{\sum H_{HI} V_{IA}}{E' - E_0} + \frac{\sum V_{E\Pi} H_{\Pi A}}{E'' - E_0} \right|^2 \quad (2.22)$$

где је $\hbar$ - редукована Планкова констана, E_0 - енергија, E' - енергија електрона када нема емисије фотона, E'' - енергија електрона када има емисије фотона, ρ_E - број квантних стања по јединици запремине, просторног угла и интервала енергије код електрона у финалном стању и ρ_k - број квантних стања по јединици запремине, просторног угла и интервала енергије код фотона у финалном стању, а која су описана релацијама

$$\rho_E dE = \frac{\Omega_E p E dE}{h^3 c^3} \quad (2.23)$$

и

$$\rho_k dk = \frac{\Omega_k k^2 dk}{h^3 c^3} \quad (2.24)$$

где је Ω_E - просторни угао за електрон и Ω_k - просторни угао за фотон. Таласне функције које се налазе у матрица релација 2.23 и 2.24. се нормализују на начин да јединица запремине садржи једну честицу. Када се врши сумирање у релацији 2.22. потребно је да се уради по оба спина и оба знака енергије међустања.

Добијање израза за диференцијални ефикасни пресек коришћењем релације 2.22. потребно је урадити нормализацију дељењем са брзином упадног електрона која је дата у облику

$$v_0 = \frac{cp_0}{E_0} \quad (2.25)$$

Након неколико корака долази се до облика релације којом је описан диференцијални ефикасни пресек [28]

$$d\Phi = \frac{Z^2 e^4}{137 \pi^2} \frac{\Omega_E \Omega_k p E E_0 k dk}{p_0 q^4} \left| \sum \frac{(u^* \alpha_k u') (u'^* u_0)}{E' - E_0} + \sum \frac{(u^* \alpha_k u'') (u''^* u_0)}{E'' - E_0} \right|^2 \quad (2.26)$$

где је q - трансфер импулса са електрона на атомско језгро а који је описан релацијом

$$q = p_0 - p - k \quad (2.27)$$

У релацији 2.26. са u , u' дате су амплитуде равних таласа са четворокомпонентним моментима импулса $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$. Правац спинова дефинисан је посредством u . Компонента α_k од $\boldsymbol{\alpha}$ показује правац поларизације фотона. Члан $(u^* \alpha_k u')(u'^* u_0)$ зависи само од угла који је дат релацијом

$$\sum \frac{(u^* \alpha_k u')(u'^* u_0)}{E_0 - E'} = \frac{E_0 (u^* \alpha u_0) (u'^* H' u_0)}{E_0^2 - E'^2} \quad (2.28)$$

Релација 2.28. описује ситуацију у коме је спин дат по тачно одређеном правцу за почетна и финална стања. Како за овај рад спинска оријентација није релевантна ради се поступак усредњавања по спину. Поступак усредњавања по све четири компоненте спина и енергије, као решење даје релацију у облику

$$S(u_0^* A u)(u^* B u_0) = (u_0^* A \frac{H+E}{2E} B u_0) \quad (2.29)$$

Користећи релације 2.26. и 2.29 добија се релација којом је описан дифренцијални ефикасни пресек

$$\begin{aligned} d\Phi = & \frac{Z^2 e^4}{137 2 \pi} \frac{dk}{k} \frac{p}{p_0} \frac{\sin \theta \sin \theta_0 d\theta d\theta_0 d\phi}{q^4} \left\{ \frac{p^2 \sin^2 \theta}{(E - p \cos \theta)^2} (4E_0^2 - q^2) \right. \\ & + \frac{p_0^2 \sin^2 \theta_0}{(E_0 - p_0 \cos \theta_0)^2} (4E^2 - q^2) - \frac{2 p_0 p \sin \theta \sin \theta_0 \cos \phi}{(E - p \cos \theta)(E_0 - p_0 \cos \theta_0)} (4E_0 E - q^2) \\ & \left. \frac{2k^2 (p^2 \sin^2 \theta + p_0^2 \sin^2 \theta_0 + 2 p_0 p \sin \theta \sin \theta_0 \cos \phi)}{(E_0 - p_0 \cos \theta_0)(E - p \cos \theta)} \right\} \quad (2.30) \end{aligned}$$

где је θ - угао између $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}$, θ_0 - угао између $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}_0$, ϕ - угао између равни $\mathbf{pk}$ и $\mathbf{p}_0\mathbf{k}$. Ова релација представља општи облик. Израз за тоталну вероватноћу емисије фотона фреквенције ν може се наћи у литератури [28].

Ефекат закривања поља језгра од стране поља атомског омотача је доста значајан и утиче на сам резултат прорачуна. Из тога разлога је потребно и овај параметар увести у разматрање.

Утицај атома на електрон који интерагују преко електромагнетног поља, релација 2.22., може се описати увођењем чланова за потенцијал на следећи начин

$$V_{AI} = V_{E\Pi} = \int V \exp \frac{i}{\hbar c} (\mathbf{qr}) d\tau \quad (2.31)$$

Коришћењем форм фактора могуће је релацију 2.31. приказати у облику

$$V_{AI} = V_{E\Pi} = \frac{4\pi\hbar^2 c^2}{q^2} (Z - F(q))^2 \quad (2.32)$$

где је форм фактор $F(q)$ дат у облику

$$F(q) = \int \rho(r) \exp \frac{i}{\hbar c} (\mathbf{q} \mathbf{r}) d\tau \quad (2.33)$$

где је $\rho(r)$ - густина наелектрисања електрона у атомском омотачу на растојању r . Форм фактор веома зависи од дистрибуције електрона у атомском омотачу. Ефекат заклања могуће је укључити у релацију (2.30) када се члан Z^2 супституише са $(Z-F)^2$.

Опсег у коме се може очекивати значајнији допринос ефекта заклањања дат је релацијом

$$\frac{E_0 E}{h \nu} > \frac{1}{2} 137 m c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (2.34)$$

где је m - маса атома. Порастом енергије електрона долази до опадања трансфера импулса са електрона на атом услед чега овај ефекат постаје значајан када енергија електрона има вредност за ред величине и вишу од енергије мировања електрона.

2.2.3. Schiff-ова функција

Од аналитичких функција при интеракцији електрона у пољу атомског језгра посредством процеса заочног зрачења које су показале јако лепо слагање експерименталних резултата са прорачуном издваја се Schiff-ова функција [29].

Електрон кинетичке енергије T_0 и импулса p_0 улази у пољу атомског језгра редног броја Z , након чега улази у интеракцију посредством процеса заочног зрачења, Слика 2.3. Долази до емисије x фотона који имају вредност импулса k . Угао упадног електрона у односу на правац емитованог x фотона k описан је променљивом θ_0 , а правац одлазног електрона након интеракције са θ . Азимутски угао ϕ означава правац упадног електрона у односу на осу снопа.

Bethe-Heitler ефикасни пресек за интеракцију електрона у пољу атомског језгра посредством процеса заочног зрачења уз коришћење Schiff Thomas-Fermi форм фактора за фотоне у правцу упадних електрона дат је релацијом [29]

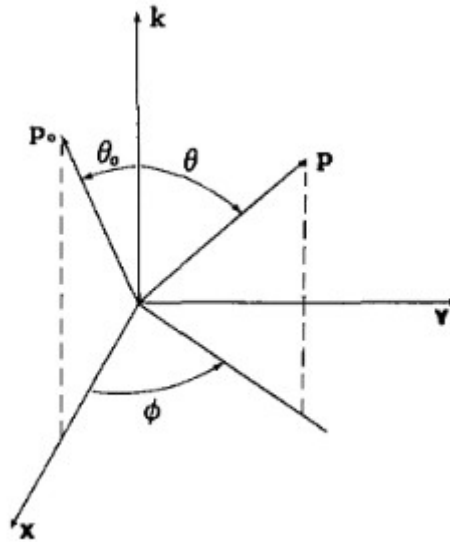
$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega_0 dE_f} \right|_{\theta_0=0} d\Omega = \frac{\sigma_0 \mu^2}{(2\pi)^2 E_f} \frac{p}{p_0} \frac{(1-F(q))^2}{q^4}$$

$$\times p^2 \sin^2 \theta \left[\frac{4 E_0^2 - q^2}{(E_r - p \cos \theta)^2} + \frac{2 E_f^2}{(E_r - p \cos \theta)^2 (E_0 - p_0)} \right] \quad (2.35)$$

где је σ_0 - класични ефикасни пресек за закочно зрачење, μ - маса мировања електрона, p - импулс одлазног електрона, p_0 - импулс упадног електрона, E_r - укупна енергија расејаног електрона, E_0 - укупна енергија упадног електрона, E_f - енергија емитованог х фотона, $F(q)$ - Schiff Thomas-Fermi форм фактора и чланови дати релацијом

$$\begin{aligned} d\Omega_0 &= 2\pi \sin \theta_0 d\theta_0 \\ d\Omega &= \sin \theta d\theta d\phi \\ q^2 &= p^2 + p_0^2 + E_f^2 - 2p_0 E_f + 2p E_f \cos \theta - 2p p_0 \cos \theta \end{aligned} \quad (2.36)$$

где је θ_0 - угао упадног електрона, θ - угао одлазног електрона и ϕ - азимутски угао.



Слика 2.3. Генерисања закочног зрачења услед интеракције електрона у пољу атомског језгра [29]

Класични ефикасни пресек за закочно зрачење дат је релацијом

$$\sigma_0 = \frac{Z r_0^2}{137} \quad (2.37)$$

где је Z - редни број елемента атомског језгра и r_0 - полупречник атомског језгра

Генерални облик за ефикасни пресек за интеракцију електрона у пољу атомског језгра преко процеса расејавања дат је релацијом

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega_0 dE_f} \right|_{\theta_0=0} = \frac{\sigma_0}{2\pi} \frac{p}{E_f} \frac{E_0^2}{p_0 \mu^2} \Gamma \quad (2.38)$$

где је

$$\Gamma = \frac{p \mu^4}{p_0 E_0^2} \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{(\delta + q^2)^2} p^2 \sin^2 \theta \left[\frac{4E_0^2 - q^2}{(E_r - p \cos \theta)^2} + \frac{2E_f^2}{(E_r - p \cos \theta)^2 (E_0 - p_0)} \right] \quad (2.39)$$

Релација 2.39. се може написати у облику

$$\Gamma = \left(\frac{2\pi \mu^2}{N \sigma_0 E_0^2} \right) \left(\frac{\Psi_f}{\Phi_e} \right) \quad (2.40)$$

где је N - број атомских језгара по јединици површине, Ψ_f - спектрална дистрибуција броја фотона по јединици времена и Φ_e - спектрална дистрибуција упадног снопа електрона по јединици времена. Релације 2.40 даје везу између озрачености од стране електронског и генерисаног фотонског снопа у случају када се правац простирања електрона и емитованих х фотона поклапа.

Кад се разматра случај Schiff-ова функције којом се описује спектар танке мете релација 2.39 добија облик

$$\Gamma_{Sch}(E_0, h\nu) = -4 \left(\frac{-(E_0 + E_r)^2}{E_0^2} + \frac{(E_0^2 + E_r^2)}{E_0^2} \ln M \right) \quad (2.41)$$

где је E_0 - укупна енергија упадног електрона, E_r - укупна енергија расејаног електрона и M промењива дата релацијом

$$M = 1 / \left(\left(\frac{\mu E_f}{2 E_0 E_r} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{C} \right)^2 \right) \quad (2.42)$$

где је C - константа пропорционалности чија вредност износи 111.

Код танких мета диференцијални ефикасни пресек који зависи само од енергије дат је релацијом [10]

$$\frac{d\sigma}{dE_f} = \frac{2\sigma_0}{E_f} \left(\left(\frac{E_r^2 + E_0^2}{E_0^2} - \frac{2E_r}{3E_0} \right) \times \left(\ln M + 1 - \frac{2}{g} \tan^{-1} g \right) + \frac{E_r}{E_0} \left(\frac{2}{g^2} \ln(1+g^2) + \frac{4(2-g^2)}{3g^3} \tan^{-1} g - \frac{8}{3g^3} + \frac{2}{9} \right) \right) \quad (2.43)$$

где је g параметар описан је релацијом

$$g = \frac{2 E_0 E_r Z^{1/3}}{C \mu E_f} \quad (2.44)$$

Код дебелих мета спектар се рачуна као збир више танких мета при чему се врше корекције на енергију електрона која се смањује како електрон пролази кроз више слојева танких мета. Овај случај је значајан ради добијања максималне вредности флуksа гама фотона у односу на флуks електрона. Прорачуном је утврђено да све мете коришћене у експериментима спадају у групу танких мета, али да би се добио тај податак потребно је извршити прорачун и иницијално мерење. Из тога разлога детаљније како је могуће извршити прорачун да ли се ради о танкој и дебелој мети могуће је наћи у литератури [29].

2.3. Симулација спектра закочног зрачења

Симулације интеракције електрона са електромагнетним пољем и пољем језгра су веома корисне ради добијања спектралне дистрибуције фотонског x зрачења.

Како је у експерименталном раду коришћен програм GEANT 4 акценат је кратком опису могућности истог ради генерисања симулираног спектра закочног зрачења [30,31].

За симулацију спектра закочног зрачења коришћена је QBBC опција из експерименталне физичке листе. Користи се стандардна G4 електромагнетна физичка опција без оптичко фотонске симулације, а хадронски део листе састоји се од еластичног и нееластичног расејавања и процеса захвата. Сваки хадронски процес се састоји од сета ефикасних пресека и припадајућег интеракционог модела.

Ради бољег разумевања самих Монте Карло симулација потребно је направити разлику у значењу термина процес и модел. Под појмом процес подразумева се тачно дефинисано почетно и крајње стање са датом вредности ефикасног пресека. Појам модел подразумева продукцију секундарних честица. С тим у вези може постојати више модела којима се може описати одговарајући процес [30].

Процес интеракције у симулацији се описује посредством појма средњег слободног пута. Овај појам означава пут који честица пређе између две интеракције или између генерисања и интеракције. Вероватноћа да честица пређе пут l и не уђе у интеракцију са средином кроз коју се простире дата је математичком релацијом [30]

$$P(l) = e^{-n_\lambda} \quad (2.45)$$

при чему је

$$n_{\lambda} = \int_0^l \frac{dl}{\lambda(l)} \quad (2.46)$$

где је $\lambda(l)$ - функционална зависност вредности средњег слободног пута од пређеног пута између два судара.

Израз за $\lambda(l)$ математички за интеракцију се може написати у облику

$$\lambda = \frac{1}{\rho \sum_i \left(\frac{x_i \sigma_i}{m_i} \right)} \quad (2.47)$$

где је ρ - густина материјалне средине кроз коју се простира честица из снопа, σ_i - ефикасни пресек за интеракцију, x_i - заступљеност изотона и m_i - маса изотопа.

Анализом се може приметити да расподела вероватноће n_{λ} не зависи од енергије и материјалне средине, а има експоненцијалну зависност. Математички она се може репрезентовати релацијом

$$n_{\lambda} = -\ln \eta \quad (2.48)$$

где је η - насумичан број равномерно распоређен у интервалу (0,1). Овај број се користи ради одређивања растојања на коме се десила интеракција.

Поред процеса интеракције у широм смислу може се посматрати процес континуираног губитка енергије честице услед низа узастопних интеракција. Овај процес може да лимитира вредност корака ради постизања потребне прецизности. Током процеса симулације морају се одредити минимална и максимална вредност корака. Овде две вредности корака зависе од геомеријских граница. Када дође до интеракције излиставају се продукти и честице и она се уклања из снопа, ако пак није дошло до интеракције у интервалу корака та честица се у наредном кораку поново уводи.

Појам кинетичке енергије се замењује појмом домета честице у материјалној средини. Када је тај домет мањи од задате вредности дате од корисника процес мора додати енергију честице у суму депоноване енергије током или на крају корака.

Процеса интеракције електромагнетних честица са материјалном средином одвија се посредством процеса јонизације и заочног зрачења.

Јонизација материјалне средине електронима је симулирана преко Moller расејавања и делта таласа. Док је процес заочног зрачења представљен посредством меког и тврдог заочног зрачења. Под појмом меког подразумева се карактеристично заочно зрачење и ниско енергетско.

Када симулација изврши се потребне радње отпочиње процес прво се врши ограничавање вредности корака и врши прорачун за губитак енергије честица у датом кораку.

Средњи губитак енергије током једног корака дат је релацијом

$$\Delta T = T(r_0) - T(r_0 - s) \quad (2.58)$$

где је r_0 - опсег на почетку корака, s - дужина корака и $T(r_0)$ - табличне вредности инверзног опсега.

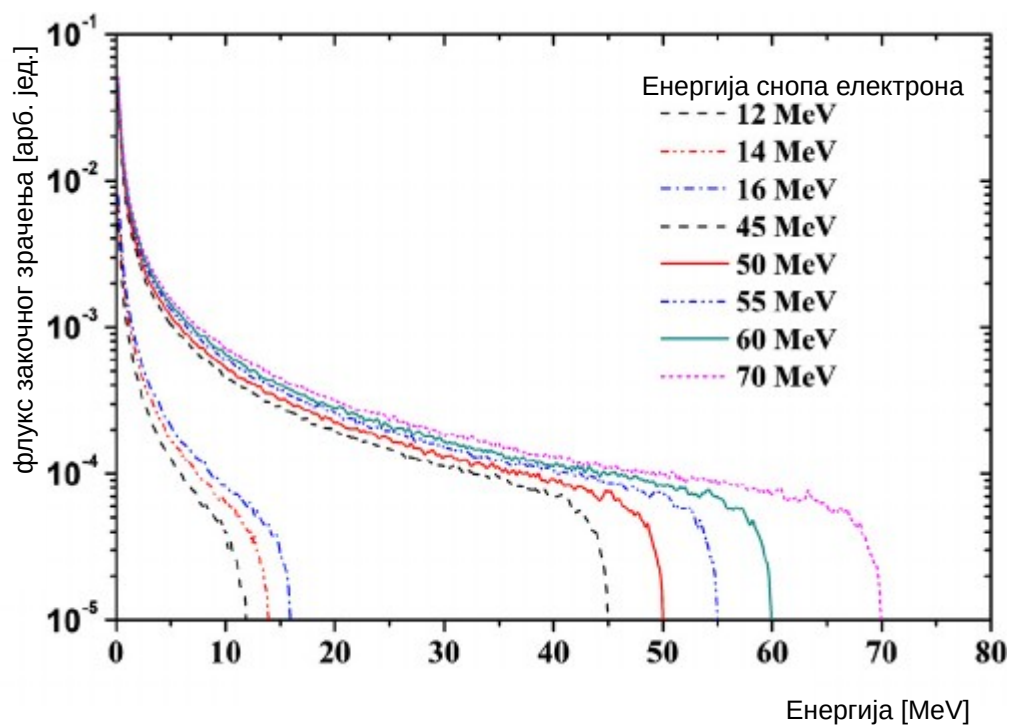
Када се ради о апроксимацији линеарног губитка ($s < kr_0$) релација 2.58 се може написати у облику

$$\Delta T \approx s \left| \frac{dE}{dx} \right| \quad (2.59)$$

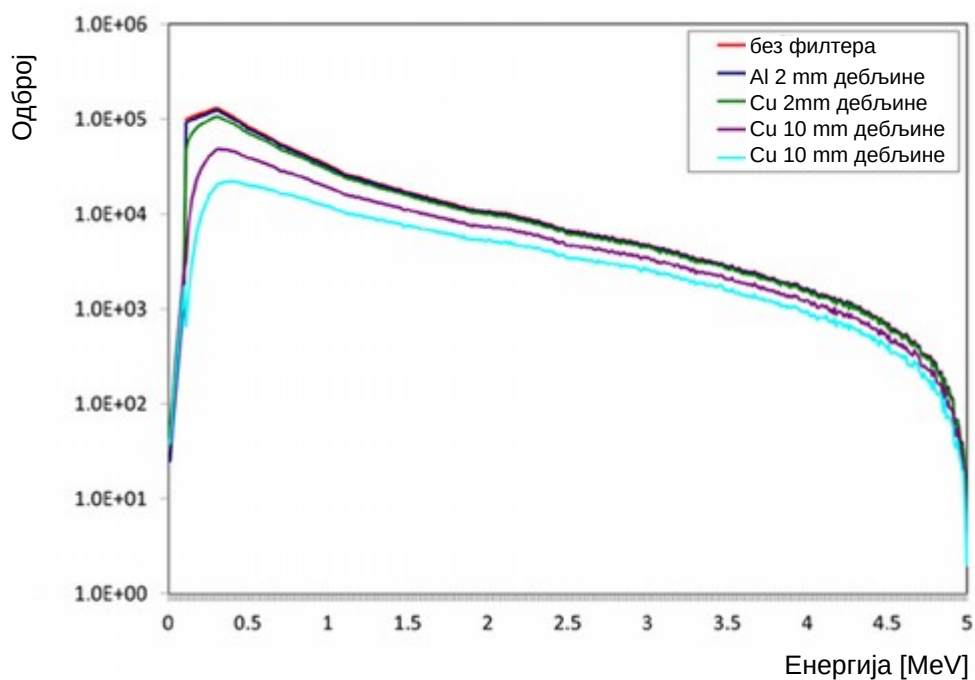
где је k - произвољни параметар, dE/dx - губитак енергије по јединици пута честице. Након добија вредности за средњи губитак енергије та вредност се убацује у алгоритам GLANDZ након чега се добија права вредност за губитак енергије честице.

Код процеса закочног зрачења мора се поставити доња граница за енергију или опсег честица ради уклањања делта таласа из симулираног снопа. Након генерисања снопа закочног зрачења долази и до смањивања енергије или уклањања x зрака из снопа услед интеракција са материјалном средином одређене дебљине посредством процеса фотоелектричног ефекта, Комптоновог расејавања и стварања пара електрон-позитрон.

Полазећи од спектра електронског снопа, Слика 2.4., пратећи интеркације електрона са атомима мете путем процеса закочног зрачења генеришу се x фотона који потом се трансмитују кроз мету и услед корекције везане за апсорпцију x фотона од стране мете добија се коначан облик спектра закочног зрачења, Слика 2.5.



Слика 2.4. Приказ спектра електронског зрачења [32]



Слика 2.5. Облик спектра заочног зрачења описаног Schiff-овом функцијом код максималне енергије од 11 MeV [33]

3. Нуклеарне реакције

Нуклеарне реакције представљају процесе у коме пројектил честица или зрачење улази у интеракцију са језгром метом, након чега се ствара језгро продукт реакције и врши се емисија зрачења и/или честица. Овај процес се може представити релацијом [34]

$$a + A \rightarrow B + b + Q \quad (3.1)$$

или

$$A(a, b)B \quad (3.2)$$

где је a - пројектил, A - мета језгро, B - језгро продукт реакције, b - ејектил и Q - енергија реакције. Горе наведени процес се назива бинарним, из разлога што са десне стране једначине, релације 3.1, налазе се два члана. Кака се са десне стране релације 3.1. налазе три члана ради се о тернарној реакцији, а када имамо више онда су то реакције вишег реда и у зависности од броја чланова са десне стране именујемо их.

Фактор Q у релацији 3.1. даје нам податак о типу реакције. Када вредност овога параметра има негативну вредност ради се о ендотермној реакцији, а позитивну о егзотермној реакцији. Ендотермна реакција представља реакције где је потребно довести енергију систему да би он ушао у реакцију. Током процеса егзотермна реакција долази до ослобађања енергији која се може искористи за покретање неке друге реакције. Током самог експеримента о овим параметрима је потребно водити рачуна да не би дошло до претераног грејања узорка током експерименталних мерења.

Најчешће коришћени пројектили или ејектили дате су у Табели 3.1.

Табела 3.1. Приказ ознака и имена најчешћих пројектила и ејектила [34]

Ознака	Име
e	електрон
p	протон
n	неутрон
α	алфа честица
γ	гама зрак

Поред ових пројектила и ејектила постоје елементарне честице, језгра изотопа водоника d - деутеријум, t - трицијум и јони тежих елемената.

3.1. Механизми нуклеарне реакције

а) Еластично расејавање

Процес еластичног расејавања користећи релацију 3.1. се може представи у следећем облику [34]

$$a + A \rightarrow a + A \quad (3.3)$$

где је $b = a$ и $B = A$, док вредност фактора износи $Q = 0$ што је последица тога да не долази до промене унутрашње енергије и кинетичке енергије конституената реакције.

Пример овога типа реакције дат је релацијом

$$n + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow n + {}^{208}\text{Pb} \quad (3.4)$$

Реакција описује интеракцију пројектила неутрона са изотопом олова 208 као метом и неутрона као ејектила са језгром потомком изотопом олова 208.

б) Нееластично расејавање

Процес нееластичног расејавања користећи релацију 3.1. се може представи у следећем облику [34]

$$a + A \rightarrow A^* + a' - E_e \quad (3.5)$$

при чему је $b = a'$ и $B = A^*$, док вредност фактора износи $Q = E_e$. Током процеса интеракције део кинетичке енергије пројектила се трансферује на мету услед чега ејектил након процеса нееластичног расејавања има нижу енергију него пројектил. Обично стављање апострофа изнад значи да се ради о истој честици, али да је дошло до промене у вредности кинетичке енергије. Док звездица у ознаци атомског језгра потомка означава побуђено стање језгра након интеракције. Трансфер енергије мора имати већу вредност од вредности енергије E_e пошто је сама реакција ендотермна.

Пример овога типа реакције дат је релацијом

$$\alpha + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow \alpha' + {}^{40}\text{Ca}^* \quad (3.6)$$

Изотоп атомског језгра потомка након неког времена прелази у основно стање услед емисије гама фотона, математички представљено

$$^{40}\text{Ca}^* \rightarrow ^{40}\text{Ca} + \gamma \quad (3.7)$$

ц) Реорганизациона колизија

Процес реорганизационе колизије користећи релацију 3.1. се може представи у следећем облику [34]

$$a + A \rightarrow B + b + Q \quad (3.8)$$

где је $b \neq a$ и $B \neq A$ што је последица да пројектил и ејектил више нису исте честице као и атомско језгро потомка које је доживело преображај.

Пример нуклеарне реакције дат је релацијом

$$p + ^{197}\text{Au} \rightarrow d + ^{196}\text{Au}^* \quad (3.9)$$

У овом примеру пројектил је био протон, али сада ејектил је атомско језгро деутеријума што говори у прилог да је извршен преображај атомског језгра мете који је био изотоп злата 197 у атомско језгро продукта реакције сачињава изотоп злата 196 који се налази у побуђеном стању. Изотоп атомског језгра продукта реакције након неког времена прелази у основно стање услед емисије гама фотона, математички представљено

$$^{196}\text{Au}^* \rightarrow ^{196}\text{Au} + \gamma \quad (3.10)$$

Постоји могућност када се не користе лакше честице него тежи јони да и ејектил након реакције доживи преображај

$$^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^{58}\text{Ni} \quad (3.11)$$

д) Реакције у којима долази до емисије честица

Процес емисије честице користећи релацију 3.1. се може представи у следећем облику [34]

$$a + A \rightarrow B + b + c \quad (3.12)$$

где је $b = a$, $B \neq A$ и c - честица ејектована од стране атомског језгра. У овом случају пројектил и ејектил су исте честице док атомско језгро продукта реакције доживљава преображај уз емисију додатне честице.

Пример овога типа реакције дат је релацијом [35]

$$\alpha + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow \alpha' + p + {}^{39}\text{Ca} \quad (3.13)$$

Током интеракције пројектила са атомским језгром претка, долази до трансфера дела енергије са алфа честице на атомско језгро услед чега језгро учесника реакције прелази у побуђено стање. Ова реакција се може десити само када је вредност трансфероване енергије већа од прага реакције за емисију честице. Сам процес се може десити тренутно без формирања сложеног језгра или са формирањем сложеног језгра, након чега настаје атомско језгро продукта и долази до емисије честице од стране атомског језгра учесника реакције.

3.1.1. Директне и сложене нуклеарне реакције

Процес интеракције који започиње када се конституенти налазе у почетном стању, а завршава када се конституенти реакције налазе у финалном стању може се десити кроз један или више корака.

Процеси у којим се транзиција из почетног у крајње стање дешава током једног корака називају се директне реакције. Ове реакције се могу описати преко оптичког модела, еластично расејавање, и преко неколико врста изобличених таласа Вогн-ове апроксимације за друге интеракције [35].

Процеси који се дешавају посредством више корака називају се сложене реакције. Оне се могу описати посредством статистичке теорије Hauser и Feshbach-а, основне и унапређених верзија.

Када експериментални подаци показују неслагање са чисто теоријским теретманом за директне или сложене реакције користи се прилаз тако да оба типа реакције утичу на резултат експеримента, слика 3.1. То значи да неки вид суперпозиције између ове две реакције би требао да боље опише експерименталну ситуацију. Ова ситуација се често појављује када се мери екситациона функција на одређеној вредности угла при високој резолуцији детекције. Ова функција мења веома полако своју вредност у односу на енергију када се ради о директним реакцијама, слика 3.1. а). Код сложених реакција долази до нагле промене вредности функције у односу на енергију, слика 3.2. ц). Када је допринос обе врсте реакција детектован, долази до појаве да су промене мање нагле и дешавају се флуктуације око средње вредности док сама промена по енергијама доста подсећа на случај код директних реакција слика 3.2. б). Код међуреакције дешава се флуктуација око локалне вредности средње енергије која показује осцилације у ширини него што је случај са сложеним реакцијама. Када се ово не дешава допринос међуреакције се занемарује.

Анализом слике 3.1. вредност енергетског опсег мерења се креће у интервалу од 1.8 до 3.6 MeV. Вредност ефикасног пресека показује доста велике варијације вредности у зависности од енергије и угла са неким трендом, што указује на постојање доприноса од директне и сложене реакције. Нагле осцилације у вредности ефикасног пресека од енергије се могу разумети као суперпозиције великог броја Breit-Wigner резонанци у сложенем систему и униформе позадине шума насталог од стране директних процеса.

Амплитуда расејавања се може написати у облику [35]

$$f = \sum_j \frac{a_j}{E - E_j - \frac{1}{2}i\Gamma_j} + f_{DI} \quad (3.14)$$

где је a_j - амплитуде, E_j - енергије, Γ_j - ширине енергетских нивоа и f_{DI} - амплитуда директног процеса.

Релација која даје везу између амплитуда и диференцијалног ефикасног пресека на одређеном углу и енергији дата је у облику

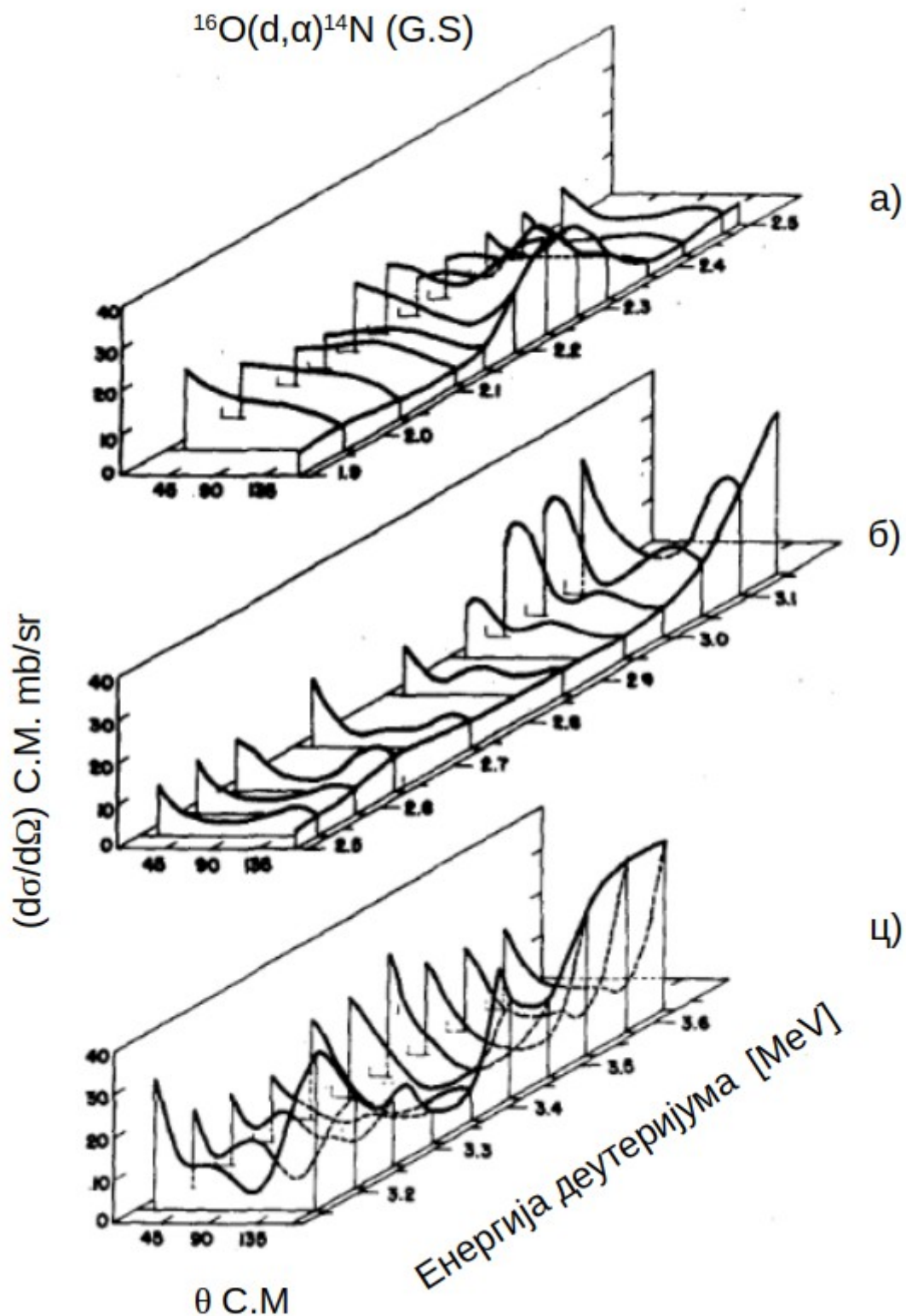
$$\langle \sigma \rangle = |f|^2 = |f_{SI} + f_{DI}|^2 \quad (3.15)$$

где је f_{SI} - амплитуда сложеног процеса. Након неколико трансформација релација 4.9. се може написати у облику [2]

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_{SI} + \sigma_{DI} \quad (3.16)$$

где је σ_{SI} - ефикасни пресек сложеног процеса и σ_{DI} - ефикасни пресек директног процеса. Из овога се види да тотална вредност ефикасног пресека коју можемо да упоређујемо са експерименталним резултатима када процес није чисто директан или сложен добија се када саберемо вредности ефикасног пресека на датој енергији и углу. Ефикасни пресек за сложене процесе као и амплитуде је могуће израчунати посредством Hauser и Feshbach теорије, модификоване са флукутирајућом ширином реакције, док ефикасни пресек за директне процесе се може прорачунати посредством таласно изобличене Born-ове апроксимације (DWBA).

Анализом вредности ефикасног пресека могуће је доћи до податка о типу процеса који се дешавао ако се поседују експериментални подаци.



Слика 3.1. Приказ ангуларне дистрибуције код реакције у основном стању $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$ као функције од енергије [35]

3.1.2. Оптички модел

Оптички модел се користи за анализу еластичког расејавања, нееластичног расејавања и разматрање дисперзионих ефеката везаних и расејаних стања који се могу описати са истим средњим пољем [36]. У оптичком потенцијалу поље нуклеона се замењује са средњим пољем атомског језгра, те се интеракција пројектила дешава са средњим пољем атомског језгра, уместо са пољем конституентом атомског језгра. Интеракција се врши између једне честице и средњег потенцијала атомског језгра.

Формализам овог модела се може објаснити теоријски и феноменолошки. Прикази ова два прилаза представљени су у кратким црта, док у литератури је могуће наћи детаљнија објашњења [37].

3.1.2.1. Теоријски прорачун

3.1.2.1.1. Еластично расејавање

Хилбертов простор се дели на два подпростора P који садржи промтна стања и Q у коме се налазе ортогонална стања која описују затворене канале међу стања атомских језгара. Наредни корак је увођење оператора P и Q у подпросторе P и Q респективно који имају следеће особине [37]

$$\begin{aligned} P &= P^\dagger & Q &= Q^\dagger \\ P^2 &= P & Q^2 &= Q \\ P+Q &= 1 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Шредингерова једначина се може написати у облику [4]

$$(E - H)\Psi = 0 \quad (3.18)$$

где је E - својствена стања, H - Хамилтонијан система и Ψ - таласна функција. Таласну функцију је могуће написати у следећем облику користећи операторе P и Q

$$\Psi = P\Psi + Q\Psi \quad (3.19)$$

Користећи релације (3.18) и (3.19) долази се облика за две купловане релације

$$\begin{aligned} (E - H_{PP})P\Psi &= V_{PQ}Q\Psi \\ (E - H_{QQ})Q\Psi &= V_{QP}P\Psi \end{aligned} \quad (3.20)$$

где је

$$\begin{aligned} H_{PP} &\equiv P H_0 P + P V P \text{ и } V_{PQ} \equiv P H Q \\ H_{QQ} &\equiv Q H_0 Q + Q V Q \text{ и } V_{QP} \equiv Q H P \end{aligned} \quad (3.21)$$

У релацији 3.21. H_0 - Хамилтонијан представља допринос унутрашњих степени слобде система и кинетичке енергије и он не врши купловање подпростора P и Q , P - оператор, Q - оператор и H - Хамилтонијан система.

Након решавања низа корака долази се до коначног облика за оптички потенцијал датог релацијом

$$V_{opt} = V_{PP} + V_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\Delta/2} V_{QP} \quad (3.22)$$

где је V_{PP} - потенцијал, V_{PQ} - потенцијал, H_{QQ} - Хамилтонијан, i - имагинарна јединица, Δ - Лапласов оператор и V_{QP} - потенцијал.

Анализом релације 3.22. види се да је оптички потенцијал функција од енергије, не локалан и комплексан због енергетски усредњеног пропагатора $(E - H_{QQ} + i\Delta/2)$. Имагинарни део има негативну вредност што значи постојање апсорбативног потенцијала. Вредност флуksа зрачења која упада има већу вредност него вредност расејаног флуksа представља последицу апсорбативног потенцијала.

Оптичка усредњена матрица расејања дата је у облику

$$\langle T \rangle_{fi} = T_{fi}^{(P)} + \langle \phi_f^{(-)} | V_{PQ} \frac{1}{E + i\Delta/2 - H_{QQ} - W_{QQ}} V_{QP} | \phi_i^{(+)} \rangle \quad (3.23)$$

где је T_{fi} - матрица расејавања у P подпростору, $\phi_f^{(-)}$ - таласни вектор одлазног, расејаног, таласа са урачунатим граничним условима, $\phi_i^{(+)}$ - таласни вектор упадног таласа са урачунатим граничним условима и W_{QQ} члан је дат релацијом

$$W_{QQ} \equiv V_{QP} \frac{1}{E^{(+)} - H_{PP}} V_{PQ} \quad (3.24)$$

где је V_{QP} - потенцијал, $E^{(+)}$ - својствена стања и H_{PP} - Хамилтонијан.

Анализом релације 3.23. види се да се израз за усредњену вредност матрице расејавања састоји од првог члана који описује промтну интеракцију која се дешава у P подпростору и други вид интеракције где се долази до формирања међу стања атомског језгра која се дешава у Q подпростору.

Када се разматра случај прорачуна оптичког модела за сферна језгра обично се посматра случај једноканалног оптичког модела. Овај модел се користи када допринос ангуларног момента расејавању већи од доприноса s таласа расејавању. Идеја је да се таласна функција и матрица расејавања одреде коришћењем декомпозиције у ангуларно моменте парцијалне таласе.

Деформисана атомска језгра се могу описати генерализованим оптички потенцијалом. Идеја лежи у томе да се вредност полупречника модификује и на тај начин се осцилације деформисаних и многих сферних атомских језгара могу описати преко стандардног прилаза генерализованог оптичког потенцијала. Код сферних атомских језгара разматрају се случајеви када постоје нискоенергетска колективна кретања која је лако екситовати током интеракције.

3.1.2.1.2. Нееластично расејавање

Овај тип расејавања могуће је описати посредством оптичког модела спрегнутих канала. Физички гледано у овом случају посматрају се и екситована атомска језгра, услед чега и ангуларне моменте истих треба узети у разматрање током прорачуна [38].

У овоме формализму се добија и вредност диференцијалног ефикасног пресека за интеракцију преко еластичног и нееластичног расејавања. Интересантно је да вредност ефикасног пресека за еластично расејавање се не може одредити ако се расејавање врши између два наелектрисана чиниоца. То значи да је потребно да један чиниоц буде неутралан. Ова ситуација се не јавља код нееластичног расејавања.

Апсорбциони ефикасни пресек и одговарајући трансмисиони коефицијенти описују транзицију из промтног канала у међустања. Ова само значи да долази до кретања чиниоца атомског језгра унутар истог и формирања међустања.

3.1.2.2. Феноменолошки оптички модел

Феноменолошки оптички потенцијал се може представити релацијом [39]

$$V_f(r, E) = -V_v(r, E) - iW_v(r, E) - iW_D(r, E) + V_{so}(r, E) \cdot l \cdot \sigma + iW_{so}(r, E) \cdot l \cdot \sigma + V_C(r) \quad (3.25)$$

где је V_v - реални члан запреминског потенцијала, W_v - имагинарни члан запреминског потенцијала, W_D - имагинарни члан површинског потенцијала, V_{so} - реални члан спин орбиталног потенцијала, W_{so} - имагинарни члан спин орбиталног потенцијала, V_C - реални

члан Кулоновог потенцијала и i - имагинарна јединица. Сви потенцијали су састављене од енергетско зависног и независног дела. Изрази којим се могу описати потенцијали дати су у облику

$$\begin{aligned}
 V_V(r, E) &= V_V(E) f(r, R_V, a_V) \\
 W_V(r, E) &= W_V(E) f(r, R_V, a_V) \\
 W_D(r, E) &= -4 a_D W_D(E) \frac{d}{dr} f(r, R_D, a_D) \\
 V_{SO}(r, E) &= V_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}) \\
 W_{SO}(r, E) &= W_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO})
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

где је a_D - дифузиони параметар, $\hbar$ - редукована Планкова константа, m_π - резонантна маса и c - брзина светлости.

Потенцијали из релације 3.26 који описују интеракцију неутрона са средњим пољем, док код интеракције протона потребно је користити још и Кулонов потенцијал дат у облику

$$\begin{aligned}
 V_C &= \frac{Zze^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \text{ у случају } r \leq R_C \\
 V_C &= \frac{Zze^2}{r} \text{ у случају } r \geq R_C
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

где је Z - наелектрисање атомског језгра, z - наелектрисане упадне честице, R_C - Кулонов полупречник и e - елементарно наелектрисање.

Енергетско независни део потенцијала из релације 3.26. обично је Woods–Saxon облика који математички дат релацијом

$$f(r, R_i, a_i) = \frac{1}{1 + \exp((r - R_i)/a_i)} \tag{3.28}$$

где је R_i - радиус атомског језгра и a_i - дифузиони параметар.

3.1.3. Сложено језгро

3.1.3.1. Hauser–Feshbach теорија

Bohr-ове формулације како долази до формирања сложеног језгра представља основ теорије сложеног језгра. Полазећи од претпоставке да је сложено језгро формирано преко канала реакције α и распада се посредством канала β .

Bohr-ове претпоставка омогућава да се ефикасни пресек представи као продукт ефикасног пресека за формирање сложеног језгра σ_α и вероватноће P_β да се распадне посредством канала β математички описано дато је релацијом [39]

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_\alpha P_\beta \quad (3.29)$$

Ефикасни пресек за формирање сложеног атомског језгра у случају орбиталног ангуларног момента дат је релацијом

$$\sigma_\alpha = \pi \lambda_\alpha^2 T_\alpha \quad (3.30)$$

где је π - Пи број, λ_α - таласна дужина упадне честице у каналу α и T_α - трансмисиони коефицијент у каналу α који је математички описан релацијом

$$T_\alpha = 1 - |S_{\alpha\alpha}|^2 \quad (3.31)$$

где је $S_{\alpha\alpha}$ - матрица расејавања упадног канала и одбојног α . Користећи реципрочну теорему долазимо до израза

$$\lambda_\alpha^2 \sigma_{\alpha\beta} = \lambda_\beta^2 \sigma_{\hat{\alpha}\hat{\beta}} \quad (3.32)$$

временски инверзна стања дата су са α и β изнад којих стоји знак $\hat{}$ капица, λ_α - таласна дужина упадне честице у каналу α и λ_β - таласна дужина одлазне честице у каналу β . Коришћењем релација 3.29, 3.30. и 3.32. добија се следећа релација

$$T_\alpha P_\beta = T_{\hat{\beta}} P_{\hat{\alpha}} \quad (3.33)$$

где је T_α - трансмисиони коефицијент канала α , P_β - вероватноће да се распадне посредством канала β , $T_{\hat{\beta}}$ - временски инверзна вредности за трансмисиони коефицијент у каналу β и $P_{\hat{\alpha}}$ - вероватноћа да се распадне посредством канала α .

Показано је да следећа релација важи за све канале α и β

$$\frac{P_{\hat{\alpha}}}{T_\alpha} = \frac{P_\beta}{T_{\hat{\beta}}} = \lambda \quad (3.34)$$

где је λ - константа. Вероватноћа у временски инверзном каналу α се може представити релацијом

$$\sum_{\alpha} P_{\alpha} = \lambda \sum_{\alpha} T_{\alpha} = 1 \quad (3.35)$$

Користећи релацију 3.34. и 3.35. долази се до релације

$$P_{\beta} = \lambda T_{\hat{\beta}} = \frac{T_{\hat{\beta}}}{\sum_{\alpha} T_{\alpha}} \quad (3.36)$$

Користећи релације 3.29, 3.30. и 3.36. долази се до основне једначине Hauser–Feshbach теорије у најједноставнијем случају којом се описује ефикасни пресек код сложеног језгра за интеракцију у једном упадном каналу α и једном ејекилном каналу β за тачно одређену вредност орбиталног момента l и без спина

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \frac{T_{\alpha} T_{\hat{\beta}}}{\sum_i T_i} \quad (3.37)$$

Користећи оптички потенцијал могуће је извршити прорачун за T_{α} трансмисиони коефицијент у каналу α .

Израз за ефикасни пресек за сложено језгро у случају када спин улази у разматрање дат је у облику

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{p_j^{ijl}} \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \frac{T_{\alpha l j}^J T_{\beta l j}^J}{\sum_{\alpha' l' j'} T_{\alpha' l' j'}^J} \quad (3.38)$$

где је J - англурани момент сложеног језгра, i - спин упадне честице, I - спин атомског језгра са којим интерагује честица, T_{α}^J - трансмисиони коефицијент у каналу α , T_{β}^J - трансмисиони коефицијент у каналу β и $T_{\alpha'}^J$ - трансмисиони коефицијент.

Израз за ефикасни пресек распада сложеног језгра

$$\sigma_{\alpha\beta}^{CN J}(\theta) = \pi \lambda^2 (2l+1) A_J(jl, j' l'; \theta) \frac{T_{\alpha l j}^J T_{\hat{\beta} l' j'}^J}{\sum_{\alpha l j} T_{\alpha l j}^J} \quad (3.39)$$

где је

$$A_J(jl, j'l'; \theta) = \sum_{mm'} |C_{mm0}^{Jl'l}|^2 |C_{mm'(m+m')}^{Jl'l}|^2 |Y_l^{m'}(\theta, \phi)|^2 \quad (3.40)$$

Релација 3.38. описује ефикасни пресек за реакцију за једно почетно и крајње стање. Да би се описала реална ситуација потребно је сумирати по свим дозвољеним стањима, квантним бројевима и у односу на угаону дистрибуцију емитованих честица, која је представљена релацијом у облику

$$\sigma_{\alpha\beta}^{CNJ}(\theta) = \pi \lambda^2 \sum_{Jl, l', i} \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} A_J(jl, j'l'; \theta) \frac{T_{\beta l' j}^J T_{\alpha l j}^J}{\sum_{\alpha l j} T_{\alpha l j}^J} \quad (3.41)$$

где је

$$A_J(jl, j'l'; \theta) = \frac{(2l'+1)(2J+1)^2}{4\pi} \left| \sum_L C_{000}^{Lll} C_{000}^{Ll'l'} W(Jll; J) W(Jl'l'; J) P_L(\cos \theta) \right| \quad (3.42)$$

Трансмисиони коефицијенти за упадне честице се могу прорачунати преко оптичког модела, док за одлазне честице се прорачунавају посредством еластичног расејавања преко разних резидуалних атомских језгара на одговарајућим енергијама. Детаљнији прорачуни за узимање корекције између улазне и одлазне честице у еластичном каналу реакције су изостављени и могу се наћи у литератури, на овом месту је дат финални облик израза за ефикасни пресек

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \lambda_\alpha^2 \frac{T_\alpha T_\beta}{\sum_i T_i} W_{\alpha\beta} \quad (3.43)$$

где је

$$W_{\alpha\beta} = \left\langle \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{\Gamma} \right\rangle \left(\frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle \langle \Gamma_\beta \rangle}{\langle \Gamma \rangle} \right)^{-1} \quad (3.44)$$

Ова корекција је значајна када је енергија пројектила близу енергије активације реакције и када је пар канала реакције отворено.

3.2. Фотонуклеарне реакције

Фотонуклеарне реакције представљају процес у коме високоенергетски фотон предаје део или цео износ енергије атомском језгру. Након чега језгро прелази у побуђено стање, слика

3.2. Прелазак из побуђеног у основно може бити праћен емисијом високо енергетског фотона ако пројектил преда језгру енергију мању од вредности енергије сепарације или честице када преда енергију већу од енергије сепарације нуклеона из атомског језгра. Вероватноћа распада језгра одређеним каналом повезана је са вредношћу енергије побуде језгра. [40]

3.2.1. Ефикасни пресек за интеракцију преко еластичног расејавања

Током процеса интеракције фотона са атомским језгром долази до трансфера дела енергије са фотона на атомско језгро. Тај трансфер постаје све мање битан са повећавањем масеног броја атомског језгра, а има већи значај са повећавањем енергије упадног фотона пре интеракције. Услед трансфера енергије са фотона на атомско језгро долази до појаве узмака истог, које је дато релацијом [40]

$$E_g = E_{go} \left[1 + \frac{E_{go}}{M c^2} (1 - \cos \varphi) \right]^{-1} \quad (3.45)$$

где је E_g - енергија расејаног фотона, E_{go} - енергија упадног фотона, M - маса мировања атомско језгра, c - брзина светлости и φ - угао који формира праваца кретања упадног фотона са расејаним. Анализом релације (3.45) се може закључити да енергија узмака има вредност реда величине електронволта или мање у зависности од угла расејања φ . Поредити то са енергијом упадног фотона, енергија узмака атомског језгра је неколико редова величине мања.

Диференцијални ефикасни пресек за расејавање упадних гама фотона, Томсонова апроксимација, са изолованим и тачкасто репрезентованим атомским језгрима у случају неполаризованог снопа описан је релацијом

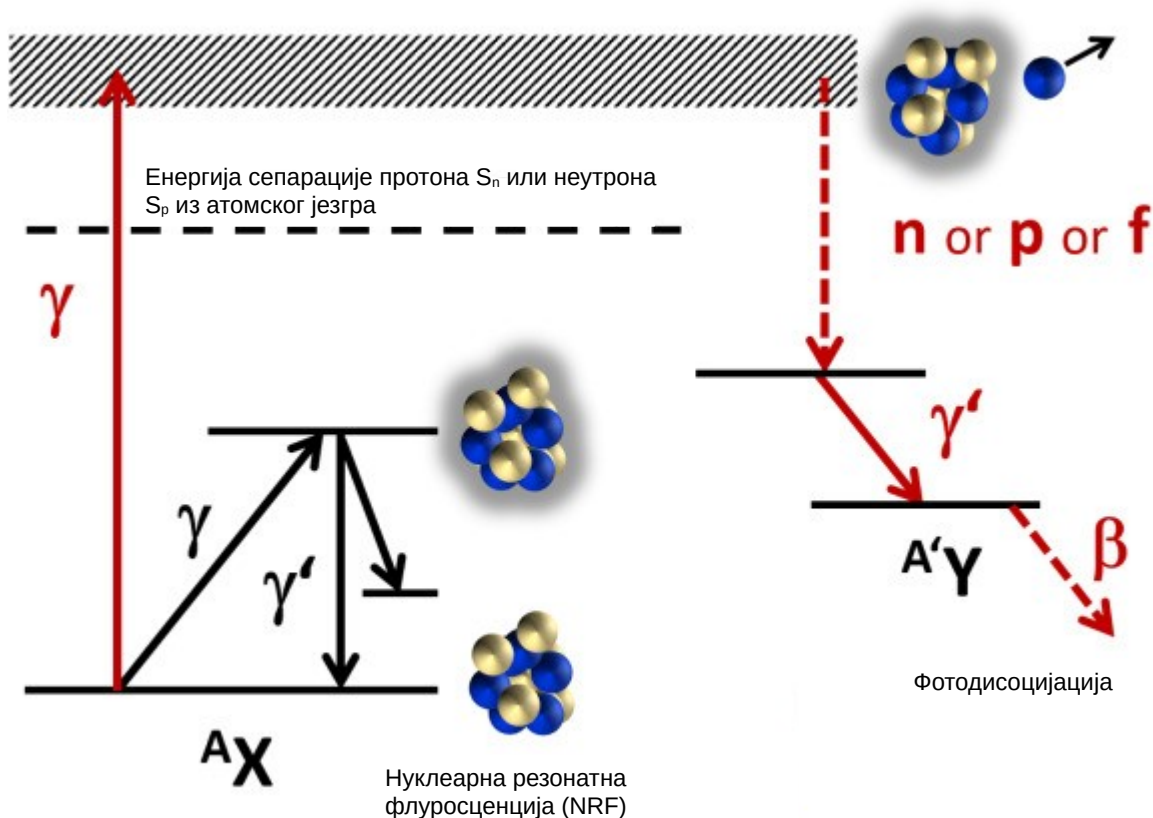
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi) = \frac{1}{2} r_A^2 (1 + \cos^2 \varphi) \quad (3.46)$$

где је φ - угао под којим у односу на правац упадног фотона долази до расејавања фотона и r_A - параметар који је дат у облику

$$r_A = \frac{Z \alpha \hbar c}{M c^2} \quad (3.47)$$

где је Z - редни број елемента, α - константа фине структуре, $\hbar$ - редукована Планкова константа, c - брзина светлости и M - маса мировања атомског језгра.

У овој апроксимацији расејавање фотона вршено је на тачкасто репрезентованом атомском језгру, што на ниским енергијама се може сматрати као добра апроксимација за објашњавање интеракције фотона са атомским језгром.



Слика 3.2. Приказ процеса фотонуклеарне реакције [41]

3.2.2. Ефикасни пресек за фотонуклеарне реакције побуђивања језгра

Енергија коју упадни фотон предаје атомском језгру током процеса интеракције доводи до побуђивања атомског језгра, које потом улази у процес распада посредством емисије електромагнетног зрачења или емисије честице.

3.2.2.1. Енергија узмака језгра и неодређености енергетских нивоа

Праг реакције за процес фотоапсорбције одређен је вредношћу енергије коју фотон треба да поседује да би се процес могао десити, описан је релацијом [42,43]

$$E_{\gamma} = E_{en} + E_R \quad (3.48)$$

где је E_{γ} - енергија упадног фотона, E_{en} - разлика између енергије основног и побуђеног енергетског стања и E_R - енергија узмака атомског језгра. Енергију узмака атомског језгра је могуће представити релацијом

$$E_R = E_{go} - E_g \quad (3.49)$$

Вредност енергија E_{en} је тачно дефинисана за свако од атомских језгара, преко шеме вредности енергетских нивоа, слика 1.3. Док E_R енергија зависи од енергије упадног фотона и редног броја елемента атомског језгра.

Енергија упадног моноенергетског фотона је дефинисана посредством Лоренцове дистрибуције са ширином на половини која одговара Хајзенберговој енергији неодређености енергетског нивоа, док у случају x зрака описано је Шифовом функцијом.

Полазећи од чињенице да нуклеарни нивои у атомском језгру изнад основног нивоа имају своје средње време живота τ , као последица тога проистиче одређена неодређеност енергије енергетског нивоа као последица Хајзенберговог принципа која је дата математичком релацијом

$$\Delta E = \frac{\hbar}{2 \tau} \quad (3.50)$$

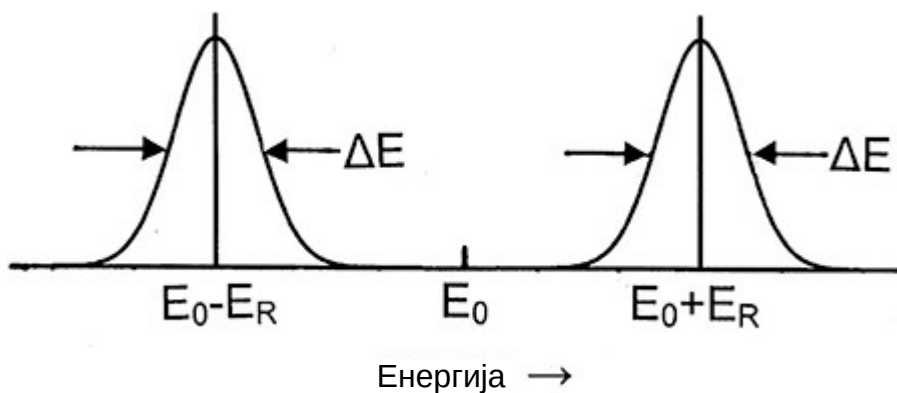
где је $\hbar$ - редукована Планкова константа. Средње време живота је обрнуто пропорционално са неодређеношћу енергије енергетског нивоа.

3.2.2.2. Нуклеарна резонантна флуоресценција

Током процеса пропагације гама фотона кроз материјалну средину он интерагује са атомским језгром и омотачем. Који тип интеракције упадног фотона са атомским језгром ће бити доминантан зависи од енергије упадног фотона [42,43].

Када је потребно да се број фотона у спону што више очува, онда се посматрају резонанте реакције у којим фотон одређене енергије бива апсорбован и исте енергије емитован од стране атомског језгра. Због природе процеса интеракције описаних релацијом (3.49) долази до појаве да након интеракције енергија фотона неће имати исту вредност као пре интеракције E_0 због узмака језгра E_R , слика 3.3. Енергија неодређености ширине Лоренцове дистрибуције ΔE којом се описује енергија фотона је реда величине 10^{-10} eV. Енергија узмака

са друге стране има вредност реда величине 10^{-1} eV. Због тога потребно је довести енергију атомском језгру у износу енергије узмака која је доминантна у односу на енергију неодређености енергетских нивоа услед Хајзенберговог принципа неодређености.



Слика 3.3. Приказ енергије гама фотона након интеракције са атомским језгром [42]

Принцип додавања енергије се врши на два начина посредством приближавања пикова тако да се преклапају, Доплеров ефекат, или посредством повећавања вредности ΔE ван граница Хајзенберговог принципа, термални ефекат.

Математички репрезентовано Доплеров померај у енергији емитера може се описати релацијом

$$E_D = \frac{E_0 v}{c} \quad (3.51)$$

где је E_0 - енергија која одговара разлици између почетног и крајњег енергетског нивоа атомског језгра, v - релативна брзина којом се креће атомско језгро у односу на друга атомска језгра и c - брзина светлости. Потребно је да атом емитер и атом апсорбер се крећу један ка другоме да би вредност енергије Доплеровог помераја, која одговара двострукој вредности енергије узмака језгра, била довољна да се компензује губитак услед енергије узмака атома.

Термодинамички сем на температури апсолутне нуле, атоми се унутар материјалне средине крећу. Та кретања са повећавањем вредности температуре почињу бити све више израженија. Услед тога долази до хаотичног кретања атома. Када се атом апсорбер креће ка атому емитеру, долази до појаве померања центра пика апсорбције ка центру пика емисије. Док када се атом апсорбер креће од атома емитера, долази до појаве померања центра пика апсорбције од центра пика емисије. На овај начин апроксионални и емисионални пикови доживљавају Доплерово ширења услед дејства термалне енергије.

Математички температура коју је потребно да имају атоми, атомска језгра да би се извршила компензација губитка енергије узмака атомског језгра услед интеракције са фотоном дата је релацијом

$$T = \frac{E_0^2}{4k_b m c^2} \quad (3.52)$$

где је E_0 - енергија која одговара разлици између почетног и крајњег енергетског нивоа атомског језгра, k_b - Болцманова константа, m - маса атома (атомског језгра) и c - брзина светлости.

3.2.2.3. Ефикасни пресек за фотоапсорбцију

Вредност ефикасног пресека за интеракцију фотона са атомским језгром метом посредством процеса фотоапсорбције дат је на слици 3.4. Приметно је да у зависности од кинетичке енергије упадног фотона зависи који процес фотоапсорбције ће бити доминантан.

Процес распада једног фотопобуђеног језгра посредством електромагнетног зрачења одређен је вредношћу средњег времена живота побуђеног нивоа τ и математички је описан релацијом [40]

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.53)$$

где је Γ - коначна ширина енергетског нивоа на ком се дешава распад и $\hbar$ - Редукована Планкова константа. Коначна ширина енергетског нивоа даје податак о степену неодређености енергије енергетског нивоа.

Процес распада фотопобуђеног атомског језгра може да се одвија посредством емисије електромагнетног зрачења или емисијом честице, ако фотон којим се побуђује атомско језгро носи енергију већу од прага реакције за емисију честице. Коначна ширина енергетског нивоа дата је релацијом [42]

$$\Gamma = \sum_z \Gamma_z + \sum_c \Gamma_c \quad (3.54)$$

где је Γ_z - коначна ширина енергетског нивоа када се распад дешава преко канала у коме долази до емисије електромагнетног зрачења и Γ_c - коначна ширина енергетског нивоа када се распад дешава преко канала у коме долази до емисије честице. Атомско језгро се може распадати преко електроматнетних и честичних канала.

Када је енергија фотопобуде мања од вредности енергије честице у атомском језгру долази до распада преко електромагнетних канала. Канали распада се називају мултиполни, а сам процес се може десити преко електричног или магнетног канала. Ширина енергетског нивоа пре распада математички дефинисана је преко релације [40]

$$\Gamma_{kz} = \sum_{f, \text{пл}} \Gamma_{f, \text{пл}} \quad (3.55)$$

где је Γ_{kz} - коначна ширина енергетског нивоа и $\Gamma_{f, \text{пл}}$ - монополна коначна ширина енергетског нивоа.

Монополна коначна ширина енергетског нивоа има јединствену вредност за одређени канал мултиполног распада. Побуђивање је могуће остварити не резонатним и резонантним расејавањем фотона са атомским језгром. Процес прорачуна ради добијања вредности ефикасног пресека је доста комплексан и може се наћи у литератури [40] док сам израз за ефикасни пресек у случају резонатног фотопобуђивања дат је релацијом

$$\sigma_A = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{E - E_r}{\Gamma/2} \right)^2} \quad (3.56)$$

где је Γ - коначна ширина енергетског нивоа, σ_0 - ефикасни пресек за резонатну интеракцију атомског језгра у мировању и упадног фотона при чему нуклеон прелази из основног на неки виши ниво, E - енергија упадног гама фотона и E_r - енергија прелаза из основног у више енергетско стање са урачунаном енергијом узмака језгра услед интеракције са гама фотоном.

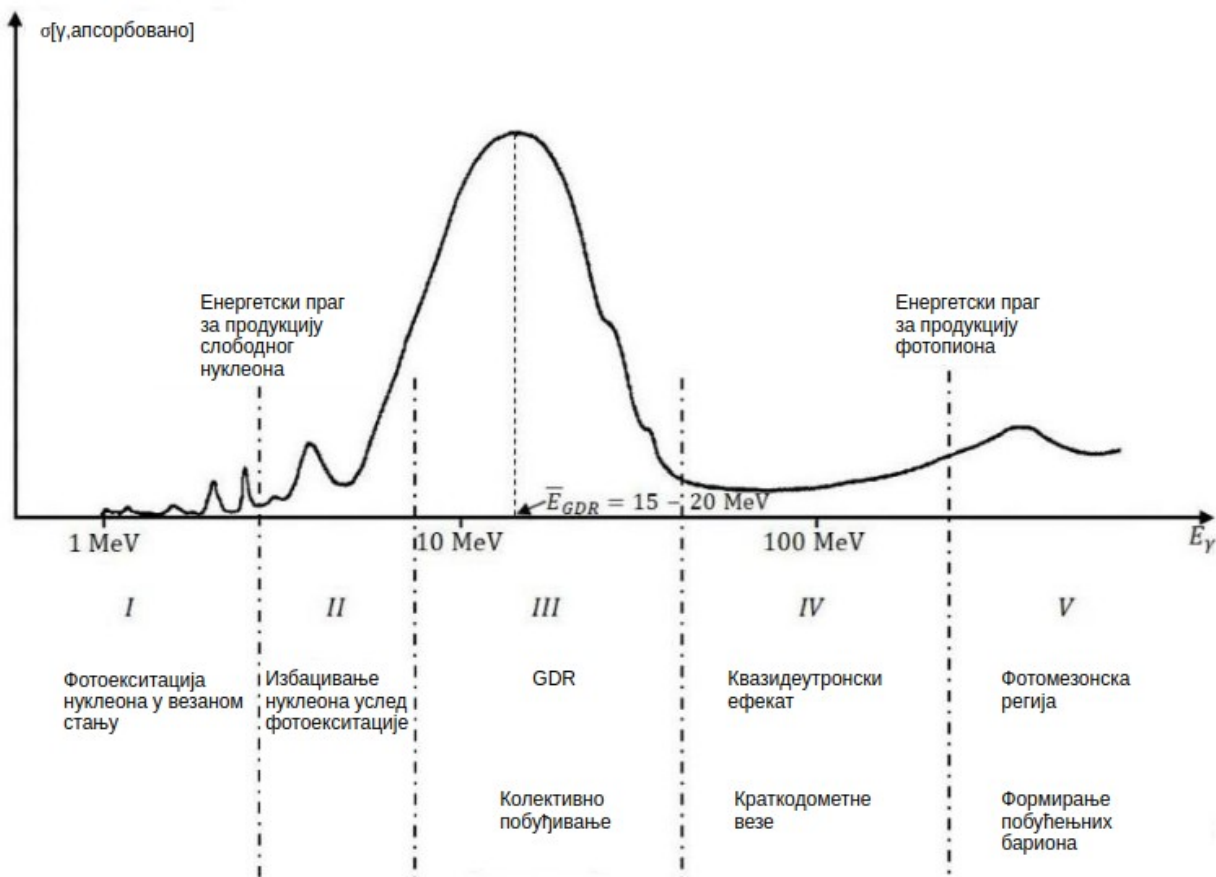
У реалности атомска језгра која се налазе у чврстом материјалу вибрирају око свог равнотежног положаја што доводи до појаве Доплеровог помераја у вредности енергије. Код течности и гасова тај померај се може направити употребом центрифуге. Ефикасни пресек за резонатну апсорпцију гама фотона од стране атомских језгра која се крећу у танкој мети интегрален по енергијама дат је релацијом

$$I_a = g \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{E_r} \right)^2 \Gamma_0 \quad (3.57)$$

где је π - Пи број, $\hbar$ - редукована Планкова константа, c - брзина светлости, E_r - резонантна енергија, Γ_0 - коначна ширина енергетског нивоа код језгара у мировању и спински параметар g дат је изразом

$$g = \frac{(2J+1)}{(2J_0+1)} \quad (3.58)$$

где је J_0 - тотални ангуларни момент основног нивоа и J - тотални ангуларни момент побуђеног нивоа. Код дебљих мета је потребно узети у обзир ефекат самоапсорбције, о коме је могуће детаљније прочитати у литератури.



Слика 3.4. Приказ зависности апсорбативног ефикасног пресека од кинетичке енергије упадног фотона [44]

Када је вредност енергије апсорбованог фотона већа од енергије везе нуклеона у атомском језгру долази до појаве емисије честица од стране атомског језгра, слика 3.3. Овај процес се назива фотоекситација атомског језгра.

Анализом слика 3.5. примећује се да упадни фотон треба да има енергију већу од 8.5 MeV да би отпочео процес фотодисоцијације изотопа индијума. У овом случају како се скоро целокупна енергија фотона потрошила на ослобађање нукелона из атомског језгра преостали

мали део који је конвертован у кинетичку енергију ејектила нам даје информацију, да због Кулонове баријере мала је вероватноћа да дође до напуштања протона, али постоји много већа вероватноћа за напуштање неутрона који не осећа Кулонову баријеру.

Ефикасни пресек за фотоапсорпцију у случају емисије честице се може математички написати у облику [46]

$$\sigma_A(E_\gamma) = \sigma_{GDR}(E_\gamma) + \sigma_{QD}(E_\gamma) \quad (3.59)$$

где је σ_{GDR} - ефикасни пресек за гиганску диполну резонанцу и σ_{QD} - ефикасни пресек за квазидеутерон интеракцију.

Како током експерименталног рада нису коришћени упадни фотони енергије више од 30 MeV квазидеутеронски допринос у релацији (3.59) за ефикасни пресек за фотоапсорпцију у случају честице се може занемарити, слика 3.5.

Ефикасни пресек за интеракцију посредством гиганске диполне резонанце дат је у облику

$$\sigma_{GDR}(E_\gamma) = \sum_i \frac{\sigma_{mi} E_\gamma^2 \Gamma_{Di}^2}{(E_\gamma^2 E_{Di}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{Di}^2} \quad (3.60)$$

где је σ_{mi} - ефикасни пресек за i -ту компоненту, E_γ - енергија упадног гама фотона, Γ_{Di} - резонантна ширина и E_{Di} - резонантна енергија. Када се користи једна компонента ради се о сферном језгру, а пак када се користи више компоненти ради се о деформисаном језгру.

Резонантна енергија математички је описана релацијом

$$E_{Di} = E_{D0} \exp\left(-\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi i}{3}\right)\right) \quad (3.61)$$

где су β и γ параметри деформације језгра, i - компонента и E_{D0} - енергија гиганске диполне резонанце за сферно језгро и случајеве када γ има вредности 0° , 30° и 60° .

Резонантна ширина за i -ту компоненту математички је описана релацијом

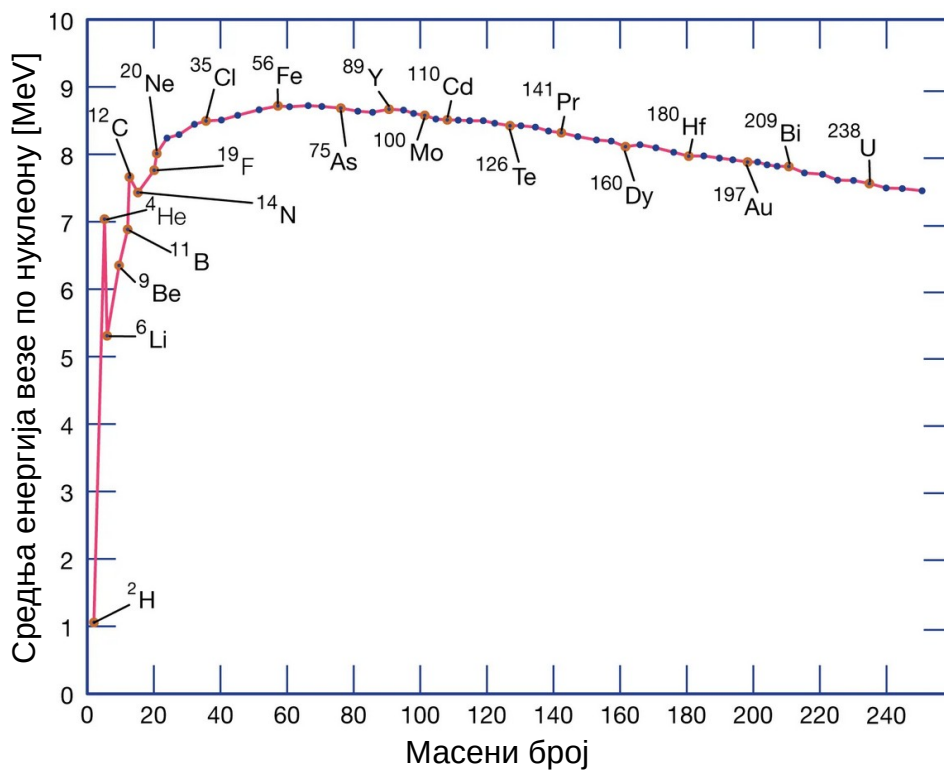
$$\Gamma_{Di} = \Gamma_0 \left(\frac{E_{Di}}{E_{D0}}\right)^\delta \quad (3.62)$$

где је Γ_0 - резонантна ширина за језгро сферног облика и δ узима вредност од 1.5 до 2. Да би се вредност ефикасног пресека за интеракцију лимитирала и ускладили теоријски и

експериментални резултати посредством Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) сумативног правила у случају аксиално деформисаних језгара која су независна од брзине и силе интеракције долази се до следећег израза

$$\int_0^{\infty} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV mb} \quad (3.63)$$

где је N - број неутрона, Z - број протона и A - масени број. Вредност која се добија релацијом 3.63. за ефикасни пресек представља апроксимативно решење, јер постоји α фактор којим се врши корекција вредности, а чије значење и детаљније објашњење је могуће наћи у литератури [46].



Слика 3.5. Приказ енергије везе по нуклеону у односу на масени број [45]

3.2.3. Сатурациона активност

Под појмом активности у нуклеарној физици подразумева се промена броја радиоактивних атомских језгара у јединици времена која је математички дата у облику [44]

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (3.64)$$

где је N - број радиоактивних атомских језгара, t - временски интервал у коме се прати промена броја атомских језгара и λ - константа радиоактивног распада.

Како је у природи могуће пронаћи стабилна и нестабилна дугоживећа атомска језгра, потребно је извршити продукцију нестабилних атомских језгара. Продукција нестабилних атомских језгара дешава се у пољу зрачења описаног фотонским флуksom Φ . Вероватноћа да ће доћи до интеракције атомског језгра из природе са фотоном поља електромагнетног зрачења описана је посредством ефикасног пресека за интеракцију. Веза између ове две величине дата је посредством сатурационе активности дате у облику

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (3.65)$$

где је $\sigma(E)$ - вредност ефикасног пресека на датој енергији и $\Phi(E)$ - флуks упадног зрачења на датој енергији, E_{min} - енергија прага реакције и E_{max} - максимална енергија фотона из снопа којим се озрачава атомско језгро.

Сатурациона активност нам даје податак о брзини дешавања нуклеарне реакције на једном атому датог изотопа.

Укупна активност узорка се може посредством сатурационе активности приказати у облику

$$A = N_M (1 - e^{-\lambda t_z}) R \quad (3.66)$$

где је N_M - укупан број атомских језгара у мети, λ - константа радиоактивног распада и t_z - време озрачавања мете.

Након озрачавања узорка одређени број атомских језгара је доживео интеракцију и прешао на неко више енергетско стање. Мерење броја таквих догађаја врши се анализом продуката радиоактивног распада побуђених атомских језгара која су се деекситовала или продуката језгара насталих радиоактивним распадом. Тако настала радиоактивна атомска језгра улазе у процес распада који је праћен емисијом гама фотона у случају изомерних језгара, за детекцију се може користити гама спектроскопски метод. Број распаднутих атомских језгара у временском интервалу дат је релацијом

$$N_R = \frac{N_M}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_z}) R \quad (3.67)$$

где је Δt - време које протекне између завршетка процеса озрачавања и почетка мерења активности узорка и t_m - време мерења активности радиоактивног узорка.

Веза између броја детектованих гама фотона и броја радиоактивно распаднутих атомских језгара дата је у облику

$$N_{\gamma} = N_R \varepsilon p_{\gamma} \quad (3.68)$$

где је ε - ефикасност детекције гама фотона на одређеној енергији гама фотона и p_{γ} - квантни принос.

Користећи релације 3.67 и 3.68 добија се следећа релација за сатурациону активност у облику [44]

$$R = \frac{N_{\gamma} \lambda}{N_M \varepsilon p_{\gamma} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_z})} \quad (3.69)$$

при чему је

$$N_M = \frac{m}{M} \eta N_a \quad (3.70)$$

где је m - маса узорка, M - моларна маса посматраног атомског језгра, η - заступљеност датог изотопа у природном материјалу и N_a - Авогадров број.

Релација 3.69. је веома значајна пошто она повезује сатурациону активност R са неколицином величина које се могу експериментално установити. Време озрачивања t_z , време мерења t_m као и временски период који протекне од краја озрачивања до почетка мерења Δt се могу одредити сходно захтевима експеримента. Ефикасност детекције ε је параметар који је карактеристика употребљеног детектора, док масу озрачене мете m одређује сам експерименталац. Из мереног гама спектра се одређује интензитет гама линије, тј. број детектованих фотона одабране енергије. То значи да се десна страна једначине 3.69. може одредити нумерички. Са леве стране једначине 3.69. се налази интеграл са две подинтегралне величине, фотонски флуks $\Phi(E)$ и ефикасни пресек $\sigma(E)$ за посматрану реакцију. Уколико нам је фотонски флуks $\Phi(E)$ познат, на основу гама спектрометријских мерења је могуће извршити процену величине ефикасног пресека $\sigma(E)$, што је уједно и основни задатак овог рада.

3.3. Talys програм

Идеја да се направи програм добијена је 1998. године у француском истраживачком центру CEA Bruyères-le-Châtel као жеља да се сво знање о нуклеарним реакцијама до тада на једном месту обједини. Након чега идеја еволуира у то да се омогући један стандардизовани и елегантан начин извођења прорачуна који ће свима бити доступан кроз лиценцу отворене науке [47].

Развој програма током година вршен је у три истраживачка центра и универзитета:

- NRG Petten, Холандија
- CEA Bruyères-le-Châtel, Француска
- University Libre Брисел, Белгија

У последњих пар година Интернационална атомска агенција (IAEA) из Беча препознала је значај овакве иницијативе и подржала је даљи развој програма као четврти члан групе.

Програм се користи за симулацију нуклеарних реакција до енергија од 200 MeV. Може бити коришћен за анализу експерименталних података нуклеарних мерења или за добијање теоријски прорачунатих вредности.

Око шест хиљада објављених радова у протеклих 20 година који за прорачуне користе Talys програм говори о важности и значају за научну заједницу. Ово је последица труда тима за развој који непрестано врше унапређења програма и корекције у односу на нова сазнања о области који пристижу из научне заједнице.

Од интереса за овај рад су модели густине енергетских нивоа и функције снаге фотона који су представљени у наредном делу.

За процену ефикасног пресека неке нуклеарне реакције потребно је познавати две физичке величине: густину енергетских стања језгра и функцију снаге фотона. Ни једна од ове две величине није одређена експерименталним путем нити је познат једнозначан начин како би се теоријским путем оне могле одредити. Развијено је неколико начина како би се ове величине могле проценити на основу различитих теоријских претпоставки путем којих се језгро може описати. У наставку овог рукописа ће бити показани неки од начина путем којих се могу проценити ове две величине.

3.3.1. Talys модели густине енергетских нивоа

Појам густине енергетских нивоа користан је када нам нису доступне вредности дискретних енергетских нивоа или су непотпуне у случају побуђених атомских језгара.

Тотална густина енергетских нивоа дата је посредством релације [48]

$$\rho_t(E) = \sum_J \sum_{\Pi} \rho(E, J, \Pi) \quad (3.71)$$

где је $\rho(E, J, \Pi)$ - густина енергетских нивоа. Она нам говори колико енергетских нивоа по MeV имамо око енергије нивоа E_x .

Како постоји дегенерација енергетских нивоа услед магнетног броја m уводи се појам тотална густина стања који је дат релацијом

$$\omega_t(E) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J+1) \rho(E, J, \Pi) \quad (3.72)$$

Аналитички облик за густину енергетских нивоа дат је у облику [8]

$$\rho(E_x, J, \Pi) = P(E_x, J, \Pi) R(E_x, J) \rho^{tot}(E_x) \quad (3.73)$$

где је $P(E_x, J, \Pi)$ - дистрибуција парности, $R(E_x, J)$ - спинска дистрибуција и $\rho^{tot}(E_x)$ - тотална густина енергетских нивоа.

3.3.1.1. Константно температурни Fermi гасни модел

Екситациони интервал енергија који се може описати посредством овога модела дели се на два дела. Први део узима вредности енергија од 0 MeV до вредности енергије E_m , где се константни температурни закон примењује. Други део узима вредности од E_m , где се Fermi гасни модел примењује. Предходна разматрања се математички могу записати у облику [48]

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_m \\ \rho_F^{tot}(E_x), & E_x \geq E_m \end{cases} \quad (3.74)$$

где је E_x - екситациона енергија, ρ_T^{tot} - тотална густина стања константног температурног закона и ρ_F^{tot} - тотална густина стања Fermi гасног модела. Густина стања се може записати у облику

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x), E_x \leq E_m$$

$$\rho_F(E_x, J, \Pi), E_x \geq E_m \quad (3.75)$$

где је $R(E_x, J)$ - спинска дистрибуција.

Спинска дистрибуција стања описана је релацијом

$$R_F(E_x, J) = \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.76)$$

где је J - тотални ангуларни момент и σ - спин cut off параметар. Тотална густина стања Fermi гасног модела дата је у облику

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \exp\left[\frac{2\sqrt{a}U}{a^{\frac{1}{4}}U^{\frac{5}{4}}}\right] \quad (3.77)$$

где је π - Пи број, σ - спин, a - теоријски параметар и U - ефективна енергија екситације. Теоријски параметар a је дат релацијом

$$a = \frac{\pi^2}{6} (g_\pi + g_\nu) \quad (3.78)$$

где је g_π - растојање једног протонског стања од Fermi-јеве енергије и g_ν - растојање једног неуронског стања од Fermi-јеве енергије. Ефективна енергија екситације се може представити посредством релације

$$U = E_x - \Delta^{CTM} \quad (3.79)$$

где је E_x - екситациона енергија и Δ^{CTM} - енергетски помак који је дат релацијом

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.80)$$

где је χ - парметар и A - масени број. Парметар χ узима вредности 0 за непарно-непарна језгра, 1 за непарно-парна и 2 за парно-парна.

Одређивање параметара у овом моделу се је могуће урадити аналитички али се обично нумеричким итеративним методом одређују параметри T , E_m и E_0

$$T \rho_F^{tot}(E_m) \exp\left(\frac{-E_m}{T}\right) \left(\exp\left(\frac{E_U}{T}\right) - \exp\left(\frac{E_L}{T}\right)\right) + N_L - N_U = 0 \quad (3.81)$$

где је T - температура, E_m - гранична енергија, E_L - доња граница интервала енергије, E_U - горња граница интервала енергија, N_L и N_U - енергетских ниво који се користе за фитовање ради поклапања експерименталних са теоријским резултатима.

Вредност граничне енергије одређује се коришћењем интеративног поступка уз употребу података који се добијају из следеће релације [48]

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{tot}}{d E_x}(E_m) \quad (3.82)$$

Када теоријски прорачун показује доста велико неслагање са експерименталним резултатима користе се емиријска релација за добијање вредности граничне енергије

$$E_m = C + \frac{253}{A} + \Delta^{CTM} \quad (3.83)$$

где је C - параметар чија вредност у ефективном моделу износи 2.33, а у колективном 2.67, A - масени број атомског језгра и Δ^{CTM} - енергетски помак.

Температура код нуклида где дискретни ниво нису дати са задовољавајућом тачношћу или нису дати користе се емпиријске релације за прорачун температуре у облику

$$T = A + \frac{B}{\sqrt{M(1 + \gamma \delta W)}} \quad (3.84)$$

где је A - бројна вредност, B - бројна вредност, M - масени број, γ - фактор пригушења и δW - параметар чија вредност зависи од примењеног теоријског масеног модела. Када се ради о ефективном моделу вредност параметара су $A = -0.22$ и $B = 9.4$, до у случају колективног модела $A = -0.2$ и $B = 10.2$.

Вредност параметра E_0 се добија коришћењем релације ако је позната вредност T и E_m

$$E_0 = E_m - T \ln(T \rho_F^{tot}(E_x)) \quad (3.85)$$

3.3.1.2. Модел Fermi гаса са померајем уназад

Овај модел третира енергију спаривања нуклеона у атомском језгру као параметар и користи се све до вредности енергије од 0 MeV. Тотална густина енергетских нивоа у овом моделу дата је релацијом [48]

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_x) = \left(\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right)^{-1} \quad (3.86)$$

где је ρ_F^{tot} - тотална густина стања Fermi гасног модела и ρ_0 - параметар који прати промену густине са променом у вредности температуре.

Тотална густина стања Fermi гасног модела математички дата је кроз релацију (4.44) с тим да разлика постоји у фактору енергетског помака

$$U = E_x - \Delta^{BFM} = E_x - \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (3.87)$$

где је E_x - екситациона енергија, χ - параметар који код непарно-непарних језгара има вредност -1, код непарно-парних 0, код парно-парних 1, A - масени број и δ - параметар фита.

Параметар ρ_0 који прати промену густине са променом у вредности температуре има облик

$$\rho_0(t) = \frac{e}{24 \sigma} \frac{(a_n + a_p)^2}{\sqrt{(a_n a_p)}} \exp(4 a_n a_p t^2) \quad (3.88)$$

где је e - Euler-ов број, $a_n = a_p = a/2$ параметар густине стања нивоа, σ - спин и t - температура.

Користећи спинску дистрибуцију густина стања добија се облик

$$\rho_{BFM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2 \sigma^2} \exp\left(-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2 \sigma^2}\right) \rho_{BFM}^{tot}(E_x) \quad (3.89)$$

где је J - тотални ангуларни момент, σ^2 - спин cut off параметар, $\sigma_{BFM}^{tot}(E_x)$ - тотална густина енергетских нивоа код модела Fermi гаса са померајем уназад.

3.3.1.3. Генерализовани сперфлуидни модел

Овај модел спаривање третира на начин приказан у Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) теорији. На ниским енергија процес спаривања посредством BCS теорије утиче на густину енергетских нивоа, док на вишим енергија дешава се по Fermi гасном моделу.

Ефективна екситациона енергија дата је релацијом [48]

$$U = E_x + \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (3.90)$$

где је E_x - екситациона енергија, χ - параметар који код непарно-непарних језгара има вредност 2, код непарно-парних 1, код парно-парних 0, A - масени број и δ - параметар фита. Посредством параметра U_c се врши подела на зоне примене. У случају када је $U' \leq U_c$ тотална густина енергетских нивоа може се представити посредством релације

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (3.91)$$

где је π - Пи број, σ - спин, e - Eulerov број, S - ентропија система и D - детерминанта. Густина енергетских нивоа

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_x) \quad (3.92)$$

где је R_F - спинска дистрибуција и $\sigma_{GSM}^{tot}(E_x)$ - тотална густина енергетских нивоа код генерализованог суперфлуидног модела.

У случају $U' \geq U_c$ тотална густина енергетских нивоа може се представити посредством релације 4.44 и употребом релације (4.55).

3.3.1.4. Модели микроскопске густине енергетских нивоа

Микроскопски модели представљају квантномеханичке моделе који су засновани на Hartree-Fock формализму и његовим екстензијама. Теоријска густина енергетских нивоа репрезентована је промењивом ρ_{HFM} , да би слагање са експерименталним подацима било што боље, уводе се слободни фит параметри, а облик густине енергетских стања представљен је релацијом [48]

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \exp(c\sqrt{E_x - \delta}) \rho_{HFM}(E_x - \delta, J, \pi) \quad (3.93)$$

где је E_x - екситациона енергија, ρ_{HFM} - теоријска густина енергетских нивоа, c и δ су дати слободни параметри којима се врши прилагођавање вредности. Параметар c има исту улогу као параметар a код Fermi гас модела, а δ померај спаривања параметар описује вредност густине енергетских стања у случају различитих нивоа.

Формализам заснован на Hartree-Fock+BCS теорији коришћење Skyrme потенцијала представљеног са 10 параметара MSk7, 4 параметарска делта функција потенцијала спаривања и 2 параметарски феноменолошки Wingner члан су послужили за генерисање

Goriely's табела које се користе за прављење прорачуна у случају Talys опције 4 код густине енергетских нивоа [49]. Овим формализмом се може третирају ефекти љуске и корекција спаривања на конзистентан начин [50]. Густина енергетских нивоа прорачуната на овај начин има проблем са третирањем немогућност описивања дистрибуције парности као и побуђених стања која се налазе на нижим енергијама [51].

Деформисани Skyrme–Hartree–Fock–Bogolyubov формализам је омогућио да се недостаци предхоног модела надоместе тако да комбинаторни метод описује парност, енергетску и спинску зависност густине енергетских стања. Њим се врши детаљан микроскопски третман густине основних стања атомског језгра и узроке ротационог кретања, док се феноменолошки описује вибрационо кретање атомског језгра. Недостаци овог модела су немогућност теоријског одређивања вибрационих ефеката као и делимични нестанак колективних ефеката са повећањем енергије [51]. У Talys програму овај формализам за прорачун густине енергетских нивоа дат је опцијом 5.

Температурно зависни Hartree-Fock-Bogoliubov формализам који користи Gogny потенцијал при прорачунима, доноси побољшање у вредности прорачуна и представља тренутно модел који описује највише параметара преко микроскопског прилаза уз повећање у тачности прорачуна. Овај формализам се користи када атомска језгра из деформисаног стања прелазе у сферно стање. При коришћењу Talys програм овај формализам којим је описана густина енергетских стања репрезентован је опцијом 6 [52].

3.3.2. Функција снаге фотона

Функција снаге фотона (PSF) описује средњу вредност вероватноће фотоекситације или деекситације атомског језгра услед интеракције или емисије γ фотона енергије E_γ [53].

Полазећи од претпоставке да на високо екситационим енергијама број екситованих стања је довољно велики, густина енергетских нивоа има високу вредност, из чега произилази да систем је могуће третирају формализмом статистичке физике. Теорија PSF описује процес фотоапсорбције фотонског пројектила од стране атомског језгра обично се посматра преко E1 прелаза на енергијама гиганске диполне резонанце. Када се ради о вредностима енергија испод прага гиганске диполне резонанце могуће је посматрати преко M1 прелаза.

Према Brink-Axel хипотези средња вредност распада језгра посредством електромагнетног зрачења, фото деекситације, је у директној корелацији са инверзном вредности фотоекситације и зависи само од енергије емитованог гама фотона. Ова хипотеза

је показала добро слагање у региону енергије гиганске диполне резонанце, док доња граница важења ове хипотезе налази се у региону вредности енергије везе неутрона у атомском језгру.

Фотонуклеарни подаци у региону енергија GDR се могу фитовати посредством Lorentz, Breit-Wigner или Gaussian расподеле око центра, док разлике настају у енергетским регионима око крајева расподеле. Lorentz и Breit-Wigner расподеле се најчешће користе и њих је могуће добити посредством више теоријских метода. Lorentz расподела се може трансформисати у Breit-Wigner али тако да ширина расподеле зависи од енергије фотона, резонанте енергије и ширине Lorentz расподеле. Током процеса фитовања експерименталних резултата показано је да Lorentz дистрибуција има најоптималније параметре пошто стандардна Breit-Wigner расподела је изведена без узимања у обзир временске инверзне инваријантности и са њом није могуће фитовати резонантна стања у којима ширина пика је доста мала у поређењу са вредношћу резонантне енергије. Обе расподеле описују са добром тачности нуклеарни одговор на електромагнетно побуђивање атомског језгра. Процес фотоапсорбције и емисије γ фотона током гама распада који се дешава на крилима Lorentz расподеле којом је описана гиганска диполна резонанца потичу од екситационих стања која имају различиту природу. Из тог разлога при процесу фитовања важно је да крила расподеле буду што више локализована око центра расподеле да би се добила боља сагласност са експерименталним резултатима у случају гигантске диполне резонанце.

Код аксијално деформисаних атомских језгара, гиганска диполна резонанца се може моделовати преко суме две Lorentz компоненте расподеле. Оваква структура сачињена од два пика се интерпретира као колективне вибрације у правцу и нормално на осу симетрије. Постоји опција да се изврши проширење на три Lorentz компоненте и долази се до троосног случаја којим се три колективне вибрације могу описати.

Проблем код стандардног метода фитовања Lorentz дистрибуциом (SLO) појављује се на енергијама блиским енергији везе неутрона у атомском језгру, ругму резонанце. Из тог разлога се уводи генерализована Lorentz дистрибуција (GLO) којом је могуће извршити фит на енергија изнад и испод енергије везе неутрона тако што ширина пика је зависна од енергије и температуре. На овај начин могуће је третирати прелазе E1. Унапређена верзија прилаза преко Lorentz дистрибуције пористећи одређене модификације назива се поједностављена Lorentz дистрибуција (SMLO) која се разликује од GLO на нижим енергијама облик дистрибуције има други облик [54,55]. За M1 прелазе користи се стандардна Lorentz дистрибуција, док пар радова даје информације о маказа модовима преко нових феноменолошких модела [53].

Проблеми који се појављују код феноменолошким модела на бази Lorentz дистрибуције, покушани су да се реше посредством хибридног и микроскопског прилаза, табела 3.2. Теорија средњег поља, QRPA и квази честичног фононског модела су представници микроскопских теорија којима се описује гиганска диполна резонанца у нерелативистичком и релативистичком случају енергија. Shell модел се користи за описивање електромагнетних особина код лаких атомских језгара.

Од микроскопских модела при прорачуну функције снаге фотона показано да најбоље резултате и највише прорачуна је урађено посредством QRPA функције снаге фотона коришћењем HF+BCS и HFB формализма у случају гиганске диполне резонанце. Овим формализмима успешно се прорачунава положај на енергетској скали и ширина пика. Калкулације на бази QRPA теорије су урађене за сва атомска језгара у интервалу $7 < Z < 111$. Показано је да у неутронски дефицитарној и бета зони атомских језгара постоје лепа слагања између феноменолошких и микроскопских теорија у нерелативистичком случају. Код релативистичког случаја показано је да слагања резултата модела су доста лошија.

Најбоље слагање између експерименталних и микроскопских добијених вредности показало се генерално код функције снаге под бројем 10, табела 3.2, који представља микроскопски формализам коригован са експериментално добијеним вредностима параметара [18].

Табела 3.2. Приказ функција снаге фотона у Talys-у [56]

Редни број	Функција снаге фотона	Тип	Година увођења
1	GLO	PA	1990
2	SLO	PA	1962
3	Skyrme-HF+BCS+QRPA	MI	2002
4	Skyrme-HFB+QRPA	MI	2004
5	Hybrid	HI	1998
6	T-dependent Skyrme-HFB+QRPA	MI	2004
7	T-dependent RMF-HB+QRPA	MI	2012
8	Gogny-HFB+QRPA	MI	2018
9	SMLO	PA	2019
10	T-dependent BSk27-HFB+QRPA	MI	2021

У табели 3.2. феноменолошки и аналитички модели функције снаге фотона представљени су са PA, хибридни са HI а микроскопски са MI. Година појављивања у литератури је дата у колони година увођења. Редни број представља редослед како су класификовани у опцијама за прорачун у програму Talys.

4. Деконвулационе методе

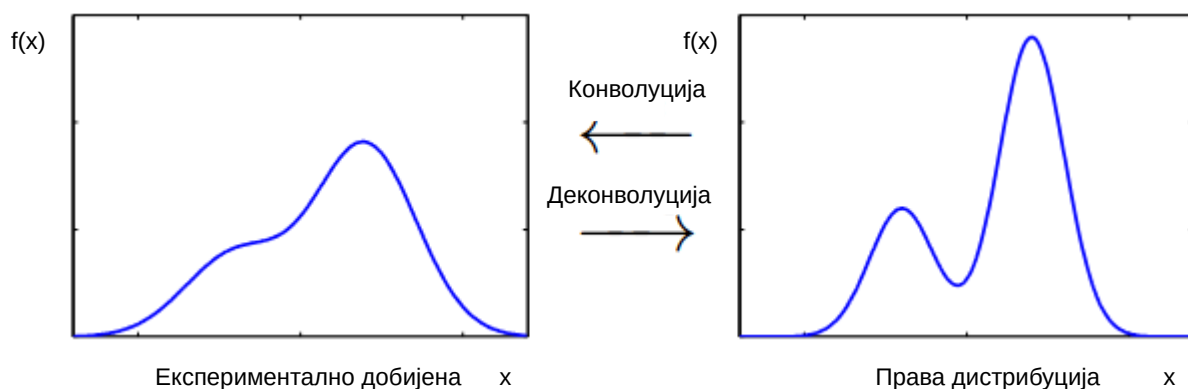
4.1. Основне поставке

Мерење дистрибуције $f(x)$ физичке величине x од интереса представља један од циљева експерименталне физике [57].

Сет $\{x\}$ вредности измерених за одређену реакцију, или догађај, може се посматрати као насумични избор вредности, који је добијен из дистрибуције $f(x)$ једнодимензионе случајне променљиве x . Сврха анализе података је извођење закључака о дистрибуцији $f(x)$ анализом скупа вредности $\{x\}$.

Дистрибуција $f_m(x)$ добијена експерименталним путем, обично је представљена графичким путем, разликује се у односу на праву дистрибуцију због присуства мерене несигурности $\varepsilon(x)$.

Теоријска дистрибуција $f_i(x)$ може се користити за процену квалитета података експерименталне дистрибуције $f_m(x)$, на начин што се експериментални подаци фитују. Користећи теоријску дистрибуцију $f_i(x, a)$ која зависи од фит параметра a , за фитовање података експерименталне дистрибуције $f_m(x)$.



Слика 4.1. Приказ дистрибуције добијене експерименталним путем и праве дистрибуције

Деконволуција представља процес у коме се на основу крајњег облика експерименталне дистрибуције $f_m(x)$ покушава да одгонетне почетни облик криве праве дистрибуције $f(x)$. Процес конволуције представља обрнут процес, да се на основу праве дистрибуције процени облик који ће се добити експерименталним путем.

Анализом слике 4.1. уочава се да због карактеристика детекторског система, угла детекције и резолуције мерења, долази до појаве разлике у облику криве дистрибуције. Угао детекције подразумева максимални угао у односу на осу детектора под којим се зрачење одређене енергије може детектовати. Већи угао детекције омогућава да се детектује више догађаја, али са становишта резолуционих мерења појављује се проблем раздвајања

детектованих догађаја сличних енергија. Смањивањем вредности угла детекције при истој вредности резолуције повећава тачност мерења, а повећавањем вредности угла детекције смањује при истој вредности резолуције снимања. Ово је последица како упадно зрачење пролази кроз детекторски медијум и колико добро техника детекторског система може да две блиске енергије детектује као два догађаја. Када два догађаја имају вредности које се налазе под једном вредности детекторског бина каже се да тај догађаја није могуће разликовати и они се броје као два иста догађаја. Повећавање резолуције детекторског система је могуће, што за последицу има да вредност детекторског бина има све мању вредност како се вредност резолуције повећава. Повећање се огледа у смањивању вредности шума, која се постиже на неколико начина у зависности на типа шума који се жели атенуирати. Потом се користе осељивији медијуми и технике скупљања и појачавања детектованог сигнала, али потребан услов је да вредност шума буде у границама прописаним за тај детекциони систем, да би се мерна несигурност свела на прихватљиву меру.

Проблем код процеса денковулције је непостојање једнозначног облика криве праве дистрибуције, али је интересантно да сви облици мање више се налазе ту негде, тако да резултати деконвулације показује неку врсту конзистентности у одређеном интервалу мерне несигурности.

Овом методом између осталог могуће је вршити прорачуне праве дистрибуције на основу експерименталних криви ефикасних пресека за фотонуклеарну рекацију што је и разлог употребе деконвулационих метода у овом раду.

4.2. Принцип максималне ентропије

Принцип максималне ентропије представља метод којим се одређују вредности расподеле вероватноће, на тај начин да се узимају оне вредности које омогућавају да вредност ентропије буде максимална [58].

4.2.1. MAXED

Овај програм, алгоритам, се ослања на принцип максималне ентропије ради вршења деконвулације података добијених посредством мултисферног неутронског спектрометра (Bonner-ове сфере) [59]. Експерименталне грешке детектора се урачунате током процеса конвулације, што обезбеђује добијање квалитетнијег прорачуна.

Деконвулацијони метод се обично решава у дискретном моду. Постизање веће тачности је повезано са повећавањем броја бинова, али за последицу има повећавање у времену које треба да протекне да би се прорачун извршио. Енергетски опсег се дели на енергетске бинове ΔE_i ($i = 1, \dots, n$ $n > m$). Укупан број детектора дат промењивом m . Релацијом број детекција детектора се може написати у облику [59]

$$N_k + \epsilon_k = \sum R_{ki} f_i \quad (4.1)$$

при чему је N_k – број детекција детектора k , ϵ_k – мерна несигурност детектора k , R_{ki} – одзивна функција и f_i – спектар неутрона. Вредност k узима распон вредности од 0 до укупног броја детектора m . Поред ове релације уводи се и релација у облику

$$\sum \epsilon_k^2 / \sigma_k^2 = \Omega \quad (4.2)$$

при чему је σ_k – стандардна девијација. Обично се узима да омега фактор има вредност укупног броја детектора. Користећи релације 4.1. и 4.2. врши се конструкција почетног спектра и посредством принципа максималне ентропије бира се онај који максимизује ентропију дистрибуције. Максимална вредност ентропије дистрибуције дата је релацијом у облику [60]

$$S = - \sum (f_i \ln(f_i / f_i^D) + f_i^D - f_i) \quad (4.3)$$

при чему је f_i^D – дискретни иницијални спектар. Израз за ентропију је дат на основу рада Skilling-a [60].

Деконвулациони алгоритам који је базиран на принципу максималне ентропије [60], описан је преко Лангранжијана који је у вези са максимизацијом ентропије, релацијом 4.3. и условима који су дати релацијама 4.1. и 4.2. дат је релацијом [59]

$$L(f_i, \epsilon_k, \lambda_k, \mu) = - \sum (f_i \ln(f_i / f_i^D) + f_i^D - f_i) - \sum \lambda_k (\sum R_{ki} f_i - N_k - \epsilon_k) - \mu (\sum (\epsilon_k / \sigma_k)^2 - \Omega) \quad (4.4)$$

при чему су λ_k и μ ($m+1$) Лангранжови мултиплајери. Варијације промењивих f_i , ϵ_k и μ генеришу ($n+m+1$) релација датих у облику [60]

$$-\ln(f_i / f_i^D) - \sum \lambda_k R_{ki} = 0 \quad i = 1, \dots, n \quad (4.5)$$

$$\lambda_k - 2\mu \epsilon_k / \sigma_k^2 = 0 \quad k = 1, \dots, m \quad (4.6)$$

$$\sum \epsilon_k^2 / \sigma_k^2 = \Omega \quad (4.7)$$

Коришћењем релација 4.5, 4.6. и 4.7. долази се до следећег облика [59]

$$f_i = f_i^D e^{-\sum \lambda_k R_{ki}} \quad i = 1, \dots, n \quad (4.8)$$

$$\epsilon_k = \lambda_k \sigma_k^2 / 2\mu \quad i = 1, \dots, m \quad (4.9)$$

$$\mu = \left(\sum (\lambda_k \sigma_k)^2 / 4\Omega \right)^{1/2} \quad (4.10)$$

Користећи релације 4.1, 4.8.-4.10. могуће је m релација написати у облику

$$N_k + \lambda_k \sigma_k^2 (\Omega / \sum (\lambda_j \sigma_j)^2)^{1/2} - \sum R_{kj} F_j^D e^{-\sum \lambda_i R_{ij}} = 0 \quad k = 1, \dots, m \quad (4.11)$$

Користећи релацију 4.11. долази се до релације која је полазна тачка за процес оптимизације потенцијалне функције у односу на λ_k .

$$Z = - \sum f_i^D e^{-\sum \lambda_k R_{ki}} - (\Omega \sum (\lambda_k \sigma_k)^2)^{1/2} - \sum N_k \lambda_k \quad (4.12)$$

Процес оптимизације се врши посредством методе стимулисаног жарења [59,63,64]. Алгоритам за оптимизацију се заснива на принципу релаксације материјала. Када се материјал загреје и постепено хлади он пролази кроз разна стања све док не достигне стабилно основно физичко стање у тим условима, стање минималне енергије. При нагом хлађењу може доћи до појаве да материјал остане у неком од виших енергетских стања. Ова стања се називају метастабилна стања, а карактерише их да вредност ентропије има вишу вредност него што је случај са основним стањима.

Параметри за оптимизацију функције $f(X)$ су иницијална температура T_0 која представља вредност почетног вектора X и V који представља уможак дужине вектора X . Из тога следи да су X и V вектори, дужине n , која представља број параметара модела.

Полазећи од почетне вредности X и вредности функције $f(X)$ следећа тачка X' се бира посредством релације [63]

$$x'_i = x_i + r \cdot v_i \quad (4.13)$$

где је r – униформно дистрибуиран случајан број у интервалу $[-1,1]$ и v_i – i -ти елемент од V . Након добијања вредности тачке X' , приступа се рачунању вредности функције $f'(X)$. Када је вредност $f'(X)$ већа од вредности $f(X)$, вредност параметра X' се приписује параметру X . На овај начин алгоритам генерише вредности које у овом кораку показују тренд у повећавању вредности функције. У обрнутом случају када је вредност $f'(X)$ мања или једнака вредности

$f(X)$, вредност функције $f(X)$ се бележи као потенцијални екстрем. Након тога се потенцијални максимум подвргава Metropolis критеријуму који је дат релацијом

$$p = e^{(f' - f)/T} \quad (4.14)$$

Добијена вредност за p се упоређује са вредношћу p' , чије вредности представљају униформно дистрибуиран случајни број у интервалу $[0,1]$. Када p има већу вредност од p' , вредности X се приписује вредност X' . Последица овога је да алгоритам показује тренд у опадању вредности параметра X . Када p има мању вредност од p' , вредност X се не мења. Физички гледајући два параметра смањују вредност вероватноће кретања вредности параметра X ка нижим вредностима, ниска вредност температуре (параметра X) и висока разлика у вредности функција $f(X)$ и $f'(X)$.

Након N_s броја корака итерације промене X , само ће 50 % тих итерационих корака довести до повећавања у вредности вектора V . Разлог овој чињеници је у томе да ако већи број тачака x_i се прихвати то доводи до већег повећавања вредности вектора V . За дату вредност температуре, повећава се број игнорисаних тачака кандидата и смањује вероватноћу прихватања кандидата. Након N_T корака итерације бројна вредност температуре T ће се смањити. Нова вредност за температуру се може срачунати посредством релације

$$T' = r_T \cdot T \quad (4.15)$$

при чему r_T узима вредност од $[0,1]$. Смањење у температури доводи до смањења у вероватноћи појаве кретања бројних вредности у силазном тренду што доводи до повећавања у броју тачака кандидата које се игноришу и корак дужине се смањује. Последица овога је и то да следећа тачка на новој температури има вредност као предходна.

Алгоритам престаје када последње N_ϵ вредности, највеће функције вредности са краја сваког смањења температуре са последњим и оптималне вредности функције имају разлику мању од ϵ . Посредством овога алгоритма се обезбеђује да алгоритам долази до глобалног максимума функције.

Предности ове методе оптимизације се огледају у томе да се алгоритам може повратити из локалног екстрема. Није потребно да функција има квадратни облик, што је интересно, не мора ни бити диференцијабина, поред ових постоје још пар предности чији опис је могуће пронаћи у литератури [63].

4.3. Likelihood или метод максималне веродостојности

Овај метод се темељи на принципу да се дистрибуција вероватноће мења ради постизања максималне веродостојности података.

4.3.1. SAND II алгоритам

Sand II алгоритам је направљен за потребе одређивања неутронског спектра коришћењем танких фолија у активационим експериментима. Овај метод је направљен на итеративном принципу тако да се током сваке итерације долази до корекције у вредностима спектра, да би се добило најбоље слагање између теоријских и експерименталних података. Монте Карло (Monte Carlo) формализам анализе грешака је коришћен за процену мерне несигурности изведеног спектра флуksа.

Полазећи од претпоставке флуksног спектра који је у облику $\{\Phi_j^{[0]}; j = 1, 2, \dots, m\}$ током сваке итерације k калкулисана активност коју детектује i -ти детектор базирано на k -том итеративном спектру флуksа дата је релацијом [64]

$$A_i^{[k]} = \sum_{j=1}^m \sigma_{ij} \Phi_j^{[k]} (E_{j+1} - E_j) \quad (4.16)$$

при чему је i – индекс детектора, j – енергетски индекс интервала, k – итерациони индекс, E_j – доња енергетска граница у j -том енергетског интервалу, m – укупан број енергетских интервала и n – број детектора који се користе.

Тотални интегрални прорачунати флуks од k -те итерације спектра флуksа је дат релацијом

$$\Phi^{[k]} = \sum_{j=1}^n \Phi_j^{[k]} (E_{j+1} - E_j) \quad (4.17)$$

Користећи

$$\bar{\sigma}_i^{[k]} = \frac{A_i^{[k]}}{\Phi^{[k]}} \quad (4.18)$$

Трансформишући у облик

$$\Phi_i^{[k]} = \frac{A_i^{[k]}}{\bar{\sigma}_i^{[k]}} \quad (4.19)$$

тотални интегрални флуks свих детектора користећи k -ти корак итеративног флуksног спектра се рачуна посредством релације

$$\overline{\Phi}^{[k]} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i^{[k]} \Phi_i^{[k]}}{\sum_{i=1}^n w_i^{[k]}} \quad (4.20)$$

Тежински фактор означен је са w_i који у себи садржи информацију о мерној несигурности у итеративној процедури. Однос мерене и теоријски прорачунате вредности активности дат је релацијом

$$R_i^{[k]} = \frac{\Phi^{[k]}}{\overline{\Phi}^{[k]}} \frac{A_i}{A_i^{[k]}} \quad (4.21)$$

Релација којом је дефинисан k -ти корекциони итерациони фактор у случају j -тог енергетског интервала дата је у облику

$$C_j^{[k]} = \frac{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{[k]} \ln R_i^{[k]}}{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{[k]}} \quad (4.22)$$

при чему је W_{ij} непрекидна отежана функција која је базирана на принципу покретних линеарних средњих вредности у којој је инкорпорирана информација о мерној несигурности. Коначна релација је дата у облику

$$\Phi_j^{[k+1]} = \Phi_j^{[k]} \exp(C_j^{[k]}) \quad (4.23)$$

Монте Карло приступ третирању мерних несигурности у себи садржи мерне несигурности брзине реакције и ефикасног пресека за реакцију које фигурирају при одређивању мерне несигурности спектра. Поступак се састоји од узимања вредности за брзину реакције и ефикасни пресек из полазног спектра за тачно дефинисан број регуларних SAND II итерација, потом се генерише сет тачака од којих се гради спектар и одређују се мерне несигурности из сета тачака спектра.

Како је број енергетских интервала увек већи од броја детектора, може се закључити да није могуће доћи до јединственог решења. Утицај облика криве, крутости и глаткоће исте морају се искористити да би се добио резултат који има добро слагање са експерименталном

вредности. Како функција одзива детектора мења своју вредност са енергијом, уведен је поступак да се сам спектар флуksа подели на добро одређени регион флуksног спектра Φ_w и слабо одређен регион флуksног спектра Φ_s . Релацијом представљено спектар флуksа се може у декомпозицијом режиму представити у облику

$$\Phi(E) = \Phi_w(E) + \Phi_s(E) \quad (4.24)$$

прва компонента Φ_w представља компоненту која је одређена преко вредности брзине реакције за разлику од Φ_s за чије одређивање користе се остале особине, крутост и глаткост криве спектра и њихове припадајуће мерне несигурности. Веома интересно је да допринос Φ_s компоненте зависи од неких других параметара, а не од вредности брзине реакције.

SAND II алгоритам користи податак који корисник уноси о максималном броју итерација или конвергациони критеријум који мери разлику између мерених и рачунатих вредности брзине реакције. Додатни услови да би SAND II алгоритам, поред максималног броја итерација и конвергентног критеријума, је број Монте Карло репетиција које су потребне за одређивање мерне несигурности и број тачака који се користе да би се постигла глаткост функције. Важно је напоменути да овај алгоритам не гарантује да на крају ће се добити деконвулациони спектар, пошто када се један од услова испуни алгоритам се гаси.

4.3.2. Gravel алгоритам

Gravel алгоритам представља еволуцију SAND II алгоритма, који се боље слаже са експериментални резултатима. Полазећи од релације [65]

$$\chi^2 = \sum_i (\ln z_{0i} - \ln z_i)^2 * 1/\rho_i^2 \quad (4.25)$$

при чему је

$$z_i = \sum_v R_{iv} \exp(\ln \Phi_v) \quad (4.26)$$

где је ρ_i – релативна стандардна девијација вредности висине пика z_0 . За разлику од SAND II алгоритама овде тежински фактори не узимају вредност 1.

Полазећи од претпоставке да постоји егзактно решење, $\ln \Phi$. Онда је могуће z_i развити у Тејлоров низ до друго члана

$$\ln z_i = \ln z_i^{(1)} + \sum_v w_{iv}^{(1)} * (\ln \Phi_v - \ln \Phi_v^{(1)}) \quad (4.27)$$

где је

$$z_i^{(1)} = \sum_v R_{iv} \exp(\ln \Phi_v^{(1)}) \quad (4.28)$$

$$w_{iv}^{(1)} = R_{iv} \exp(\ln \Phi_v^{(1)}) / z_i^{(1)} \quad (4.29)$$

Тражећи да χ^2 има минималну вредност добијамо следећи облик

$$\sum_i (\ln z_{0i} - \ln z_{0i}^{(1)}) w_{iv}^{(1)} / \rho_i^2 = \sum_\mu \sum_i w_{iv}^{(1)} * w_{i\mu}^2 / \rho_i^2 * (\ln \Phi_\mu - \ln \Phi_\mu^{(1)}) \quad (4.30)$$

при чему је

$$B'_{v\mu} = \sum_i w_{iv}^{(1)} * w_{i\mu}^2 / \rho_i^2 \quad (4.31)$$

из релације 4.31. се закључује да постоји могућност да не постоји јединствено решење, али да разлика у вредностима тих решења није велика што значи да би се добило решење иако није јединствено.

Услов да се итерационим алгоритмом нађе решење релације (4.30) дато је у облику

$$\sum_i \partial \ln \Phi_\mu / (\partial \ln z_{0i}) = 1 \quad (4.32)$$

Како се предходни услов задовољен, итерациони алгоритам има облик

$$\ln \Phi_\mu^{(k+1)} - \ln \Phi_\mu^{(k)} = \lambda_\mu^{(k)} \sum_i (\ln z_{0i}^{(k+1)} - \ln z_i^{(k)}) w_{i\mu}^{(k)} / \rho_i^2 \quad (4.33)$$

где је

$$\lambda_\mu^{(k)} = 1 / \sum_i w_{i\mu}^{(k)} / \rho_i^2 \quad (4.34)$$

Полазећи од одређене вредности при $k = 1$, итерациони алгоритам ће увек конвергирати. Користећи релацију (4.32) у облику

$$\sum_i \partial \ln \Phi_\mu / (\partial \ln z_{0i}) = w_{i\mu} < 1 \quad (4.35)$$

може се конструисати Липшицов услов у облику [56]

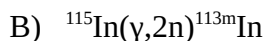
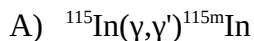
$$|z_{0i}^{(k+1)} - \ln z_i^{(k)}| < |\ln \Phi_\mu^{(k+1)} - \ln \Phi_\mu^{(k)}| \quad (4.36)$$

конвергенција је могућа и кад је матрица B' сингуларна. Потвђено је да решење увек се продукује алгоритмом и да сам алгоритам производи решења која су доста блиска и може се рећи да имају добру сагласност са експерименталним подацима.

Проблеми са којим се корисник може сустрести је проблем када алгоритам испуњава услов и даје решење. Услов код мултиканалних дистрибуција је да када χ^2 / K дође до вредности 1 алгоритам продукује решење. Примећена је и појава јако уских пикова који не одговарају експерименталној стварности, овај проблем је могуће решити компарацијом резултата добијеног са Gravel and Mieke програма [65]. Принципијално што квалитетнији почетни спектар то је резултат овог алгоритма бољи и време калкулације мање.

5. Експерименти и резултати

Експериментални рад је конципиран на праћењу две фотонуклеарне реакције, које су изведене на природном индијуму:



Ове две реакције се дешавају при интеракцији упадног закочног зрачења од 5 до 23 MeV са метом направљеном од природног индијума. Природни индијум, који није озрачаван, састоји се од In-115 (95.7%) и In-113 (4.3%).

Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ дешава се на енергијама закочног зрачења у целом интервалу од интереса. Доминантна је вид интеракције све до енергије закочног зрачења од 16.3 MeV.

Праг за одвијање реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ износи 16.3 MeV. Само закочно зрачење чија вредност енергије је већа од прага реакције могу при интеракцији са изотопом In-115 да интерагују преко реакције. Ова реакција постаје доминатна у интервалу енергија закочног зрачења од 16.3 до 23 MeV.

Циљ овога рада је да се провери следеће:

A) Сврсисходност коришћења деконвулационе методе у случају фотонуклеарних реакција које се дешавају у различитим енергетским опсезима.

B) Одреди ефикасни пресеци деконвулационом методом, а потом упореде са експериментално и теоријским добијеним вредностима.

Показано је у литератури да употреба деконвулационих метода за добијање криве зависности ефикасног пресека од енергије за интеракцију са неутронима, показује веома лепо слагање са експериментално добијеним вредностима [66]. Применут је исти поступак као у референци стим што је извршено озрачавање са снопом закочног зрачења уместо неутронског.

Криве ефикасних пресека добијене на основу математичког метода посредством деконвулационе методе, те њихово упоређивање са вредностима прорачунатим у складу са физичким законитостима или експериментално добијеним вредностима представља веома интересантну проблематику.

5.1. Експериментална поставка

Процес озрачавања узорака рађен је у Флеров лабораторији за нуклеарне реакције Обједињеног института за нуклеарна истраживања у Дубни, Руска Федерација. За продукцију снопа закочног зрачења којима су озрачени узорци коришћен је MT25 микротрон [67-69].

Овим типом уређаја могуће је генерисати електронски, гама и неутронски сноп. Карактеристике генерисаног електронског снопа (Табела 5.1) и снопа x зрака (Табела 5.2) су представљене, док су карактеристике неутронског снопа изостављене, пошто тај сегмент уређаја није коришћен у експерименталној поставци, али се ти подаци могу наћи у референци [67].

Експеримент је рађен коришћењем NAXSUN методе настале у Институту за референтне материјале и мерења (IRMM) у Гелу, Белгија. Овај институт је део Обједињеног истраживачког центра Европске уније (JRC) [70].

Полазићи се од гама сатурациона активност диска која се математички може описати релацијом

$$A_k = \sum_i \Phi_{ki} \sigma_i \quad (5.1)$$

где је Φ_{ki} - флукс упадног закочног зрачења у бину i ком одговара енергије E_i у случају диска k , σ_i - ефикасни пресек за интеракцију фотона закочног зрачења са атомским језгрима материјала диска на енергији E_i . Број различитих енергије E_i дефинисан је преко броја бинова у спектру снимљеног гама спектроскопском методом. Већи број бинова значи да су снимања осетљивија, услед чега број бинова у експерименталним мерењима има већу вредност од броја дискова. Ова последица нам говори да постоји бесконачно много решења система једначина датих релацијом 5.1., ако се прође кроз све вредности броја дискова и бинова. Вредности ефикасних пресека σ_i је могуће добити ако се познаје флукс упадног зрачења Φ_{ki} , тако што се измере вредности A_k користећи деконволуционе технике на спектру од пар канала.

MAXED техника подразумева пре прорачуна познавање облика почетне зависности ефикасног пресека од енергије, почетне функције, док то није случај са SANDII и Gravel техником код којих није потребно познавање али се самим познавањем скраћује време прорачуна и тачност истог.

Проблем са стандардном функцијом која описује зависност ефикасног пресека од енергије код MAXED технике се може решити превођењем система од бесконачно једначина у систем са одређеним бројем једначина, на тај начин да број бинова по спектру одговара укупном броју дискова.

Табела 5.1. Приказ карактеристика електронског снопа микротрона Т-25 [67]

Максимална енергија електрона [MeV]	25
Опсег енергија електрона [MeV]	4-25
Јачина струје електрона у снопу [μA]	20
Дужина електронског пулса снопа [s]	$2.2 \cdot 10^{-6}$
Радиус спота снопа [mm]	5
Монохроматизација снопа [keV]	50
Снага [kW]	20

Табела 5.2. Приказ карактеристика снопа х зрака микротрона Т-25 [67]

Флуks х зрака [s]	10^{14}
Доза х зрака (1M) [$\text{Gy m}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.5

Средња вредност ефикасног пресека математички је дата релацијом [70]

$$\langle \sigma \rangle_k = \frac{\sum_i \Phi_{ki} \sigma_k}{\sum_i \Phi_{ki}} \quad (5.2)$$

Употребом релација 5.1. и 5.2. добија се следећа релација

$$\langle \sigma \rangle_k \approx \frac{A_k}{\Phi_k} \quad (5.3)$$

где је A_k - специфична гама активност диска. Последица овога је да се може израчунати једна средња вредност по диску, ако је позната вредност флуksа и измерена специфична гама активност A_k диска.

Средња вредност енергије зрачења у снопу дата је посредством релације

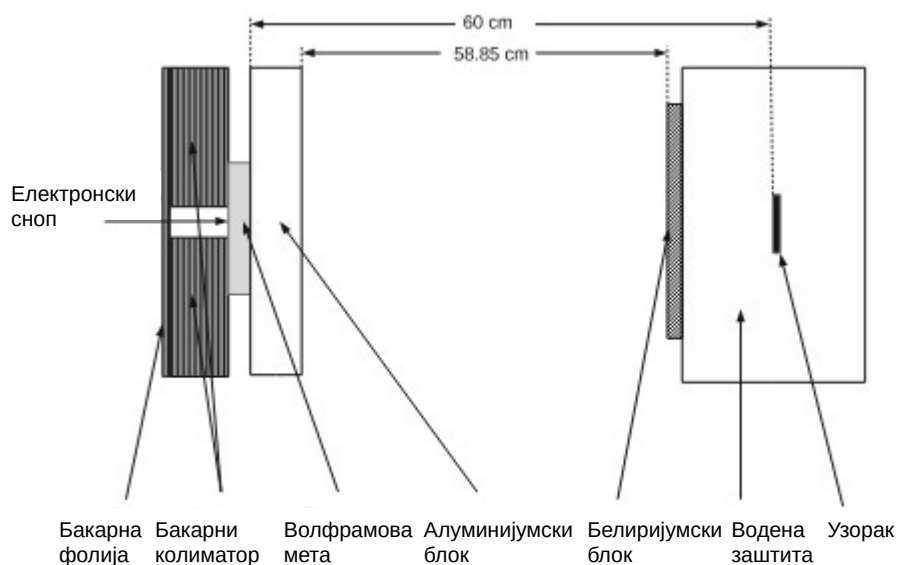
$$\langle E \rangle_k = \frac{\sum_i \Phi_{ki} E_i}{\Phi_k} \quad (5.4)$$

где је Φ_k - интегрална вредност флуksа озрачења диска k .

Коришћењем релација 5.3. и 5.4. добијају се подаци о средњој вредности ефикасног пресека и средњој вредности енергије којој та вредност одговара. Након тога се подаци уцртавају на график и врши се процедура интерполације ради добијања броја тачака на графику које одговарају броју бинова.

Генерисани електронски сноп са излаза из микротрона води на систем за конверзију електронског зрачења у законно, слика 5.1. Електронски сноп наилази прво на бакарну фолију којом се врши селекција снопа електронског зрачења, на тај начин да се електрони нижих енергија уклањају из снопа. Потом кроз колиматроски систем долази до уклањања дивергентног дела електронског снопа. Тако филтриран сноп потом пада на волфрамову мету у којој се дешава процес конверзије. Процес конверзије подразумева интеракцију брзих електрона у електромагнетном пољу атомских језгара волфрама посредством процеса законног зрачења.

Генерисано законно зрачење наставља своје кретање кроз волфрамову мету. Услед проласка може доћи до интеракције фотона законног зрачења преко процеса расејавања са атомским језгрима волфрама услед чега један део фотона може бити уклоњен из снопа. Конверзије фотона законног зрачења при интеракцији са атомским језгрима материјала мете, иако мање вероватан порец, представља други могући механизам уклањања фотона законног зрачења из снопа.



Слика 5.1. Приказ експерименталне поставке [71]

Алуминијумски блок служи као филтер за брзе електроне, ниско енергетско законно и неутронско зрачење. Потом фотони законног зрачења се усмеравају кроз берилијумски блок који служи за процену неутронског флукса.

Водена заштита има двојаку улогу. Прва је хлађење узорка и очување термичких особина узорка а друга значајнија је елиминација упицаја секундарних неутрона на мерне резултате. Ово је јако важно када криве ефикасних пресека имају сличне вредности у неком опсегу

енергија када су добијене интеракцијом са фотонима закочног зрачења или неутронима из секундарног снопа.

5.2. Реакција $^{15}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

5.2.1. Материјал

Дискови који су служили као узорци направљени су од индијума чистоће 99.9%. Они су имали изотопски састав природног индијума. Диаметар дискова износи 20.0(1) mm, а средња дебљина 2.01(1) g/cm. Укупно 8 индентичних дискова је коришћено током мерног процеса. Као узорци коришћена су 6 индентичних дискова, док 2 диска су коришћени за мерење утицаја неутронског зрачења на процес екситације изотопа индијума ^{115}In .

5.2.2. Озрачавање узорка

Дискови су озрачени са снопом закочног зрачења чије максималне енергије се крећу од 5 до 10 MeV са кораком од 1 MeV, Табела 5.3. За конверзију електронског снопа у фотонски коришћена је волфрамова мета дебљине 1 mm. Растојање од волфрамове мете, извора закочног зрачења, до позиције дискова на којима се озрачавање врши износи 60 cm [71], поглавље 5.1.

Табела 5.3. Приказ карактеристика електронског и фотонског снопа

Број диска	Максимална енергија закочног зрачења [MeV]	Број електрона који падне на волфрамоски извор [mAs]	Време озрачавања закочним зрацима [s]
1	5.00(5)	12	5880.0(5)
2	6.00(5)	10	1320.0(5)
3	7.00(5)	12	1740.0(5)
4	8.20(5)	3.5	1680.0(5)
5	9.00(5)	7	1020.0(5)
6	10.00(5)	6	840.0(5)

Утицај нееластичног расејавања неутрона на фотопобуђивање $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ је смањен на низак ниво постављањем узорка у водени суд пречника 15 cm. Употребе водене заштите са друге стране поспешује процес термализације брзих електрона. На тај начин неутрони убрзано губе своју енергију тако да их остаје занемарив број у енергетском опсегу изнад енергије побуђеног стања изомера $^{115\text{m}}\text{In}$. На тај начин је постигнуто утицај нееластичног расејања неутрона на језгру ^{115}In који може доведу до побуде изомера буде занемарљив.

У експерименту је извршена и процена доприноса неутронског расејања стварању изомера $^{115\text{m}}\text{In}$. Примећено је да сатурациона активност $^{115\text{m}}\text{In}$ нема исте вредности када се узорак налази ван и у средини водене заштите. На енергијама гама фотона од 23 MeV разлика

у сатурационој активности ^{115m}In износи 15% ван водене заштите. Смањењем вредности енергија гама фотона опада вредност флуksа неутрона генерисаних преко процеса фотодезинтеграције. Анализом вредност сатурационе активности ^{116}In настале реакцијом захвата неутрона, добија се да на енергији фотона од 10 MeV вредност је 130 пута мања него на енергији неутрона од 23 MeV. То иде у прилог чињеници да је утицај нееластичног расејавања брзих неутрона на фотопобуђивање атомских језгра ^{115}In узорка занемарљив када се исти налази у воденој заштити.

Време озрачавања узорка у случају фотона закочног зрачења максималне енергије у спектру од 10 MeV износи 14 минута, док енергије 5 MeV износи 98 минута. Струја електрона у микротрону узима вредности од 2 до 7 μA . Подаци о снопу електрона којим се озрачава мета дати су у Табела 5.1.

5.2.3. Гама спектроскопска мерења

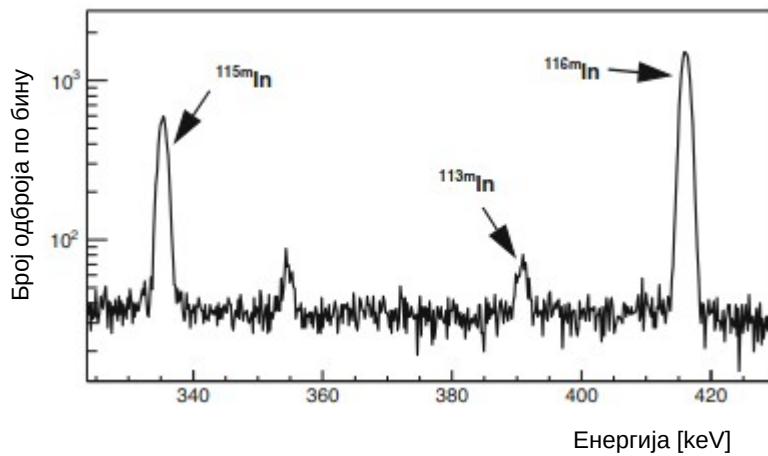
Озрачавањем узорка у пољу закочног зрачења, формирају се изомерна језгара изотопа индијума. Када вредност активности диска падне, на ниво да мртво време детекторског система има ниску вредност, вади се из водене заштите и поставља на прозор германијумског детектора (HPGe) направљеног од високо чистог кристала германијума који служи као радно тело којим се врши детекција гама фотона. Релативна ефикасност детекције овога детектора износи 25 %. Он се налази у пасивној заштити израђеној од олова дебљине 5 центиметара. Време које протекне између озрачавања и отпочињања процеса детекције износи од 6 минута до 2 сата у зависности од доступности детекторског система. Полазећи од чињенице да вредност полураспада изомерног стања ^{115m}In износи 4.468 h, у најгорем случају 73 % почетне активности остаје. Време мерења узорка диска у детекторском систему износи 30 минута [71].

Анализом спектра добијених након деекситације изомерних језгара код дискова узорка означен је енергетски регион од интереса. На слици 5.2. приказан је енергетски интервал у случају диска узорка број 6.

У свим снимњеним спектрима појављује се линија од 336.2 keV, која потиче од деекситације ^{115m}In изомерног језгра. Примећено је и постојање линије од 391.7 keV, која потиче од деекситације ^{113m}In изомерног језгра. Интензитет ове линије у случају диска 6 који је озрачиван са максималном енергијом фотона у снопу од 10 MeV, је приметан. Када се вредност максималне енергије фотона смањује долази до појаве опадања интензитета ове линије. Код узорка 1 ова линија се не примећује у спектру, због ниске заступљености изотопа

^{113}In у природном индијуму и ниске вредности максималне енергије фотона у снопу закочног зрачења.

У спектру је видљиво и неколико других линија које потичу од распада изомерног језгра $^{116\text{m}}\text{In}$ (416.9 , 1097.3 и 1293.5 keV). Овај изотоп индијума настаје у реакцији захвата неутрона на језгрима индијума $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$. Неутрони настају у (γ,n) реакцијама у свим материјалима на које падне сноп високоенергетског фотонског зрачења и њихово се присуство не може ни на који начин избећи. Гама линије $^{116\text{m}}\text{In}$ нису приказане на слици 5.2, осим линије од 416.9 keV, примећено је да њихов интензитет значајан када се користе снопови закочног зрачења високих вредности максималне енергије.



Слика 5.2. Део спектра диска 6 у енергетском интервалу од интереса, при чему је број одброја да по бину чија енергетска ширина износи 0.2 keV

Сатурациона активност изомерног језгра $^{115\text{m}}\text{In}$ може се прорачунати из снимљеног спектра посредством следеће релације

$$A_k = \int_{E_T}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE = \sum_i \Phi_{ki} \sigma_i = \frac{N_\gamma M \lambda}{m N_a \varepsilon \eta p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{\text{on}}}) (1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (5.5)$$

где је E_T - енергија прага реакције, $E_{\max}$ - максимална енергија зрачења, $\sigma(E)$ - ефикасни пресек за интеракцију на енергији E , $\Phi(E)$ - флуks зрачења на енергији E , Φ_{ki} - флуks упадног закочног зрачења у бину i ком одговара енергије E_i у случају диска k , σ_i - ефикасни пресек за интеракцију фотона закочног зрачења са атомским језгрима материјала диска на енергији E_i , N_γ - број детектовани гама фотона енергије 336.2 keV, M - масени број, λ - константа распада, m - маса индијумовог диска, N_a - Авогардов број, ε - тотална ефикасност детекције на енергија гама фотона од 336.2 keV, η - изотопска заступљеност ^{115}In у природном индијуму, p_γ

- квантни принос , Δt - време хлађења, t_{oz} - време озрачивања и t_m - време мерења. Тотална ефикасност је одређена калибрационим извором LabSOCS програмом.

Примећено је да сатурациона активност у случају када фотони имају максималну енергију од 10 MeV има 150 пута већу активност од случаја када фотони којима се озрачава узорак имају вредност енергије од 5 MeV, Табела 6.4. Повећавањем вредности максималне енергије грешка мерења сатурационе активности опада, у случају максималне енергије фотона снопа којима се озрачава узорак од 5 и 6 MeV мерна несигурност износи 10 %, док на енергији 7 MeV она износи 4 %.

Табела 5.4. Сатурационе активности

Број диска	Максимална енергија закочног зрачења [MeV]	$A_k[10^{-18} \text{ Bq/atom}]$
1	5.00(5)	0.0090(9)
2	6.00(5)	0.044(5)
3	7.00(5)	0.161(7)
4	8.20(5)	0.191(5)
5	9.00(5)	0.87(3)
6	10.00(5)	1.33(3)

5.2.4. Монте Карло симулација

За примену деконволуционих метода је потребно познавање спектра закочног зрачења по бину на свакоме диску, посредством Монте Карло симулација у Geant 4 програму извршене су калкулације [71].

За процену флукса упадних фотона на свих шест енергија користи се програм Geant 4 верзија 10.05.p01, са експериментално физичко листом QBVC. QBVC користи стандардну G4 електромагнетну физичку опцију без фотонских оптичких симулација. Хардронски део ове листе садржи еластично, нееластично расејавање и процес захвата. Сваки хардронски процес садржи вредност ефикасног пресека и интеракциони модел, који описује начин интеракције.

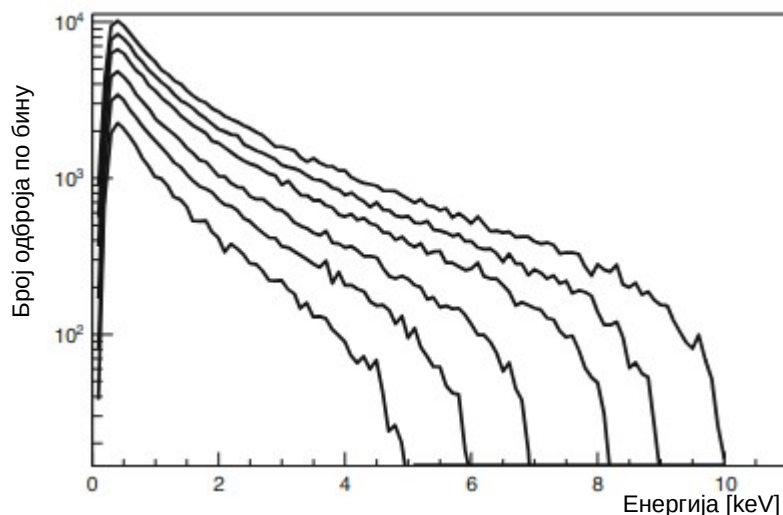
Симулације су вршене на основу експерименталне поставке, Слика 5.3. Симулација отпочињу 10 центиметра од бакарне фолије генерисањем симулираног снопа електрона а завршавају се на позицији индијумског диска.

Симулације започињу генерисањем електронских снопова на 6 различитих енергија, чија мерна несигурност износи 1 %. Симулира се 2×10^8 електрона за сваку од енергија електронског снопа. Из симулације добија се број фотона, спектрална расподела и дистрибуцију фотона на површини узорка за сваку енергију. За добијање вредности броја гама фотона у снопу којим се озрачава узорак, врши се скалирање броја фотона узимајући у обзир број електрона у електронском снопу на одређеној вредности енергије по секунди. Процењена вредност броја фотона којим се озрачава диск узорак на снопу који има тачно одређену максималну енергију фотонског зрачења дата је у табели 5.5.

Табела 5.5. Симулирани параметари електронског и фотонског снопа

Максимална енергија [MeV]	Симулирани број електрона (10^6)	Симулирани број фотона	Фактор скалирања (10^7)	Скалирани број фотона (10^{12})
5.00(5)	200	25312	3.12	9.48
6.00(5)	199	43163	3.14	13.54
7.00(5)	194	65120	3.22	25.14
8.20(5)	192	99595	3.25	11.33
9.00(5)	192	129258	3.25	29.42
10.00(5)	187	165313	3.34	33.11

Симулирани фотонски спектра дата је на Слици 5.3.



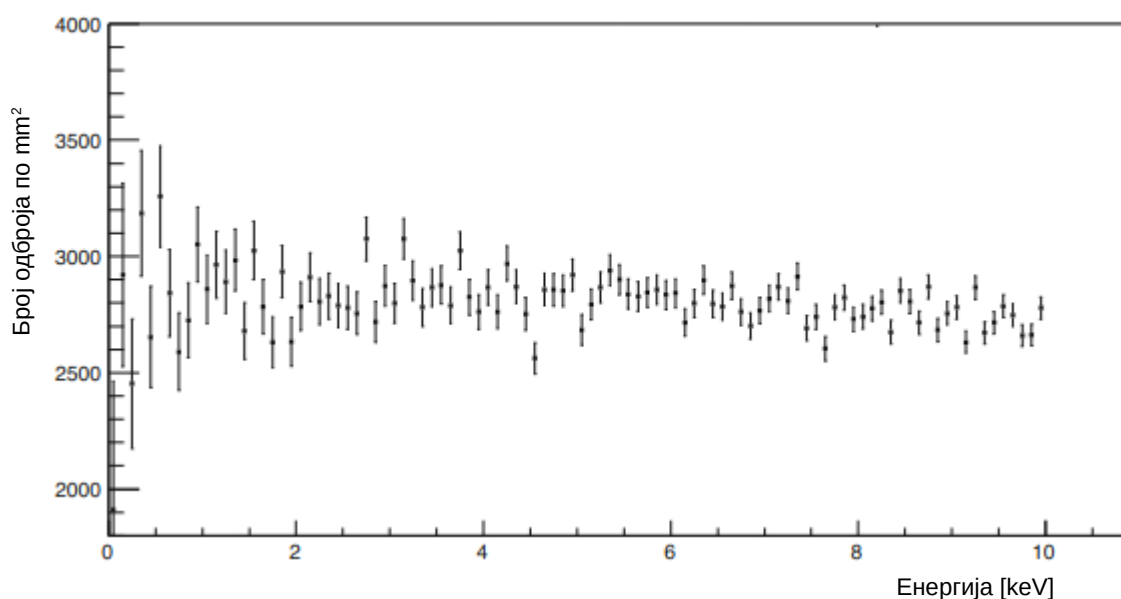
Слика 5.3. Изглед симулираног фотонског спектра са бином чија енергетска ширина износи 0.1 MeV. Симулације су извршене за свих 6 максималних енергија.

На слици 5.3. приказана је дистрибуција фотона на површини озраченог узорка диска у случају максималне енергије фотонског снопа од 5 до 10 MeV. Мерна несигурност која је на слици 5.4. приказана као усправна линија на нижим енергијама има већу вредност него на вишим.

Процедура за добијање апсолутне вредности ефикасног пресека, тражи познавање вредности флукса фотонског зрачења на површини узорка. Досадашња разматрања су рађена да би се добила процена, док за апсолутну калибрацију Монте Карло спектра потребно је користи податке неког другог атомског језгра са добро дефинисаним вредностима ефикасног пресека за фотопобуђење.

Путем симулације је могуће добити облик спектра закочног зрачења, али не и његов интензитет, или амплитуду. Симулација се врши са унапред одабраним бројем електрона који се прате у интеракцијама са атомима материјала мете. Но тачан број електрона који је заиста пао на мету током експеримента не мора увек да буде доступан податак, или се у већини случајева не може сматрати довољно меродавним да би се на основу њега одредио интензитет добијеног закочног зрачења. Из тог разлога се прибегава експерименталном

методу, где се паралелно са посматраним узорком у снопу закочног зрачења активира и неки материјал са добро познатим пресеком за неку од фотонуклеарних реакција. На тај начин се из сатурационе активности тог материјала може нормирати спектар закочног зрачења добијен симулацијама. У овом раду коришћени су ефикасни пресеци за фотопобуђење атомских језгара индијума ^{113}In , за спектралну нормализација. Вредности функције ефикасног пресека за фотопобуђења узете су из литературе [72], Слика 5.5. Сама процедура Penfold-Leis метод за прорачун описана је у литератури [72]. Флукс фотона је измерен користећи апсолутно калибрисану јонизациону комору као детектор са уграђеним модификацијама зида одговарајуће дебљине.



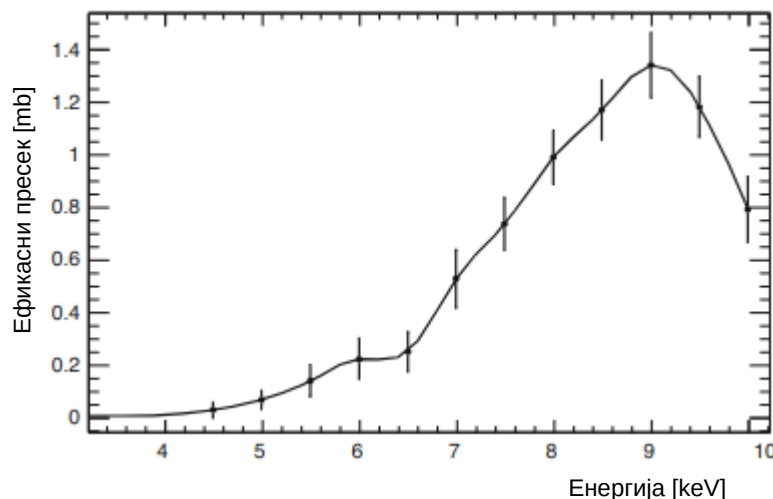
Слика 5.4. Дистрибуције фотона из снопа којима се озрачава узорак диск, као и мерне несигурност у процени дистрибуције по енергији и броја по јединици површине

Сатурациона активност A_c реакције $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$ на некој енергији може се прорачунати преко релације 5.1. [71]. Спектар фотонског флуksа се може прерачунаи коришћењем Монте Карло симулација у којима је број упадних електрона дат у табели 5.5. Корекција симулираног спектра вршена је преко вредности микротронске електронске струје.

Интерполационе вредности са слике 5.5. коришћене су за прорачун сатурационих вредности у случају фотонског снопа максималне енергије 10 MeV. Мерена вредност сатурационе активности A_m се добија коришћењем интензитета линије 391.7 keV, слика 5.2., у случају када је узорак озрачаван фотонима максималне енергије од 10 MeV. Нормализациони фактор дат је релацијом

$$r = \frac{A_m}{A_r} = 6.2 \quad (11) \quad (5.6)$$

где је A_m - сатурациона активност добијена мерењем и A_r - сатурациона активност добијена прорачуном.



Слика 5.5. Ефикасни пресек за реакцију $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$ [72]

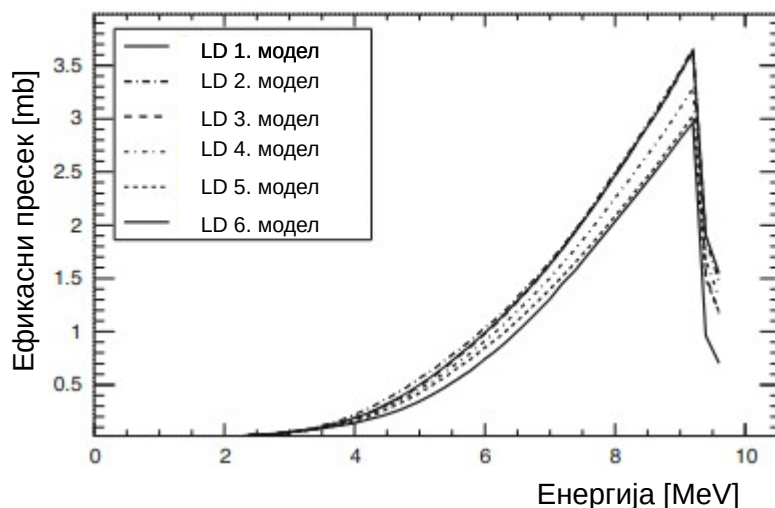
5.2.5. Експериментални резултати

Почетна функција која се користи у деконвулационим методама SANDII, MAXED i Gravel као основа за даљи прорачун се може добити преко прорачуна за средњу вредност ефикасног пресека и енергије.

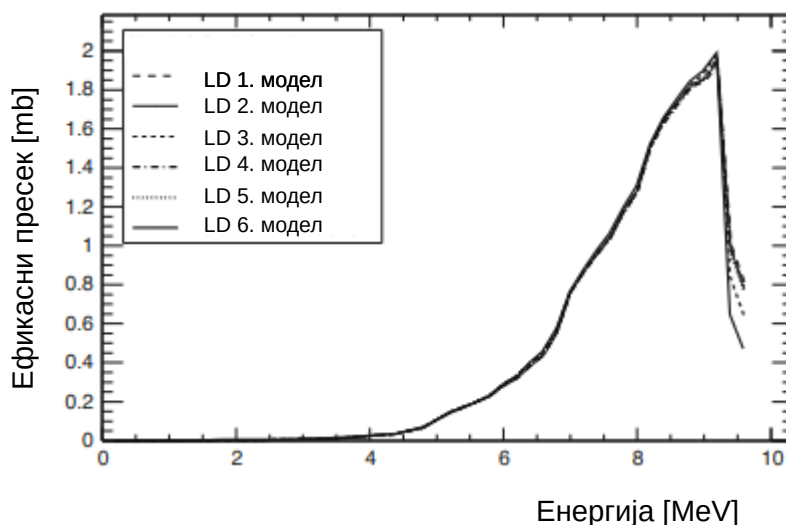
Показано је експерименталним путем да се прорачун за ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, почетне функције, може израчунати и теоријски коришћењем програма Talys 1.9./2.0., за енергије упадних фотона од 0 до 10 MeV, слика 6.6. Коришћени су следећи модели густине нивоа, са стандардним подешавањима [71]

1. LD модел 1. – Fermi-Gas модел са константном температуром;
2. LD модел 2. – Fermi gas модел уназад
3. LD модел 3. – генерализовани супер флуидни модел
4. LD модел 4. – микроскопски модел густине нивоа заснован на Goriely табелама
5. LD модел 5. – микроскопски модел густине нивоа заснован на Hilaire комбинационим табелама
6. LD model 6. – температурно зависни Hartree-Fock-Bogoliubov модел, Gogny сила

На овај начин шест различитих кривих почетне функције је добијено, којом се описује зависност ефикасног пресека од енергије. Функције фотонске снаге играју велику улогу у облику криве почетне функције, али за овај рад коришћена је само Brink-Axel модел са стандардним Lorentz профилем.



Слика 5.6. Основне функције у случају шест модела добијених теоријских преко Talys 1.9/2.0 програма у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$



Слика 5.7. Основне функције у случају шест модела добијених SANDII методом применом на теоријске прорачунате основне функције преко Talys 1.9/2.0 програма у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

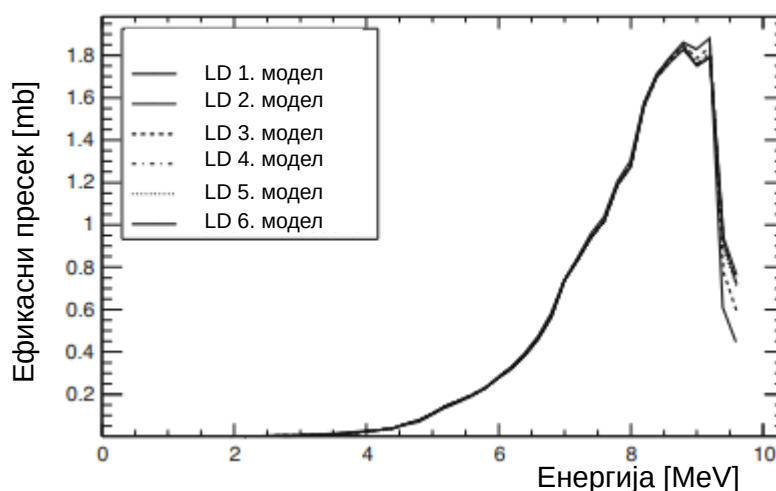
Применом деконволационих метода основне функције са слике 5.6. се могу трансформисати у облике приказане на слици 5.7 SANDII, слици 5.8. Gravel и слици 5.9 MAXED, Табела 5.6.

SANDII метода представља итеративни поступак. Gravel представља унапређену верзију SANDII методе, док MAXED је метода заснова на принципу максималне ентропије система.

Процес деконволуције урађен је у енергетском интервалу од 0 до 9.6 MeV који је подељен у 48 бинова.

Мерна несигурност вредности за ефикасни пресеке потиче од:

1. Мерне несигурности сатурационе гама активности
2. Мерне несигурности нормализационог фактора
3. Мерне несигурности Монте Карло калкулација фотонског спектра
4. Мерне несигурности деконволуционог метода који се користи



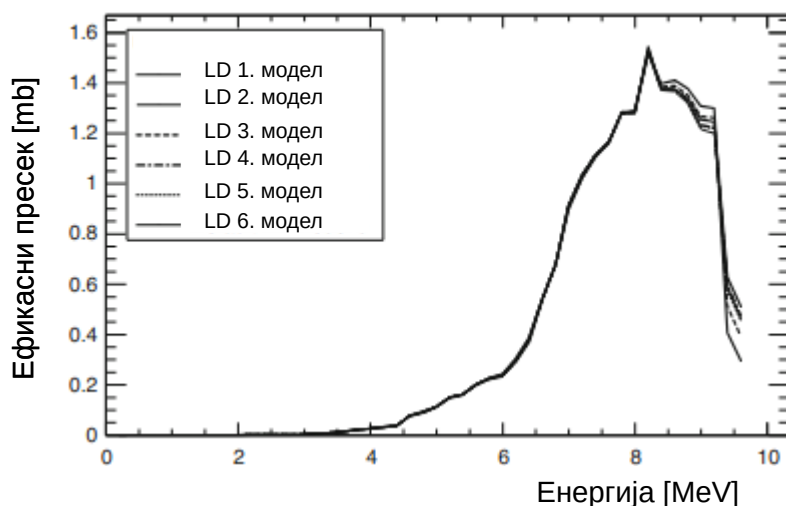
Слика 5.8. Основне функције у случају шест модела добијених Gravel методом применом на теоријске прорачунате основне функције преко Talys 1.9 /2.0 програма у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

Мерна несигурност сатурационе гама активности потиче од доприноса свих чланова из релације 5.5., а мерни резултати за гама активност дати су у табели 5.4. Ове мерене несигурности су последица статистичких грешака мерења интензитета гама пика. Код деконволуционих метода само MAXED омогућава да се израчуна мерна несигурност вредности ефикасног пресека које зависе од мерне несигурности измерених активности. Резултати калкулација мерних несигурности основне функције коришћењем LD 6 модела у случају MAXED методе, представљени су у табели 5.6. у првој колони. Слични резултати су добијени и применом осталих LD модела.

Нормализациони фактор у случају реакције $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ има вредност мерне несигурности од 17 %, која додатно утиче на укупну вредност мерене несигурности. Вредност мерне несигурности ефикасног пресека за реакцију $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ на ниским енергија има вредност 50 %, на високим 10 %. Овај проблем се може решити коришћењем

друге реакције где је вредност мерене несигурности мања или коришћењем теоријски израчунате вредности спектра фотонског флукса као стандарда за нормализацију.

Монте Карло метода се користити за калкулацију спектра фотонског флукса. Анализа мерне несигурности која је уведена посредством употребе различитих модела које нуди GEANT 4 симулација је урађена упоређивањем истих. ЕМ стандардни модел у QBBC физичкој листи, ЕМ стандардни модел опција 3, Livermore и Penelope дају добра апсолутна предвиђања и са њима је могуће репродуковати облик криве од енергетске зависности при угловима у смеру ка напред, што је представља главни допринос тоталној радиационој енергији. Сви модели дају вишу вредност за криву закочног заречења у смеру ка назад и енергетска дистрибуција је показује разлике. Како у овом случају ради се само о енергији израченог закочног зрачења у правцу и смеру ка напред онда избор модела није од пресудног значаја, може се користи било који модел пошто ови модели дају сличне резултате. На слици 5.11. дат је приказ слагања различитих модела.



Слика 5.9 . Основне функције у случају шест модела добијених MAXED методом применом на теоријске прорачунате основне функције преко Talys 1.9/2.0 програма у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

Мерна несигурност настала применом деконволационе методе рачуна се преко χ^2 процедуре тако што се упоређује прорачуната вредност индуковане активности и измерене, за свих 6 типова основних функција којима је описана зависност ефикасног пресека од енергије прорачунатих преко Talys 1.9/2.0 програма и све три деконволационе методе SANDII, GRAVEL и MAXED.

Релација којом је математички описан израз за χ^2 дата је у облику [71]

$$\chi^2 = \frac{(A_c - A_k)^2}{\sigma_{A_k}^2} \quad (6.7)$$

где је A_c - прорачуната вредност индуковане активности, A_k - измерена вредност индуковане активности и σ_{A_k} - мерна несигурност измерене вредности, табела 5.6.

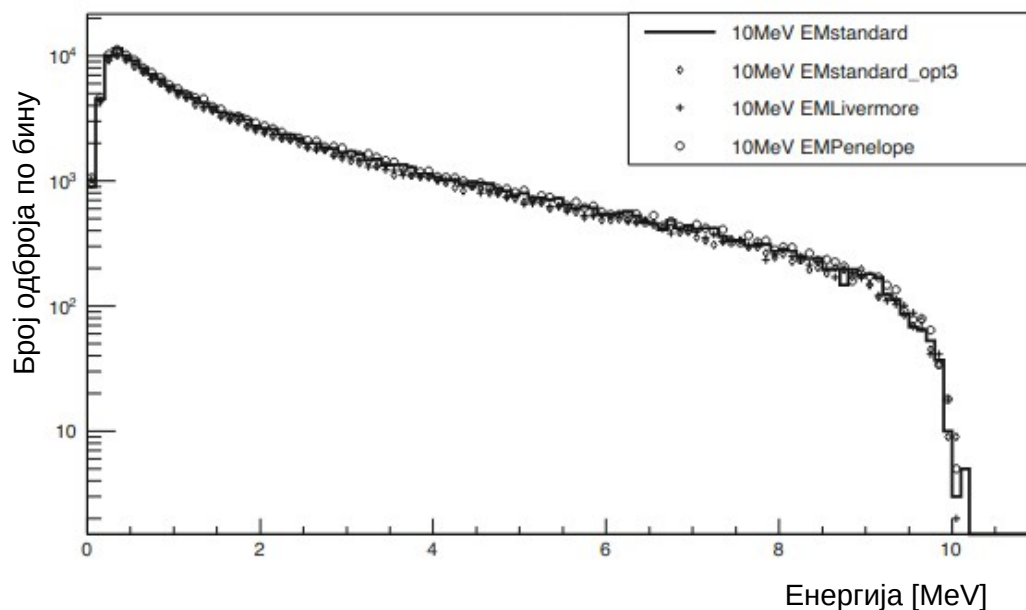
Анализом података из табеле 5.6 примећује се да након примене деконвулационих метода вредност основне функције има мање вредности мерне несигурности него само прорачуната вредност основне функције преко Talys 1.9./2.0 програма.

Табела 5.6. Приказ бројних вредности χ^2 у случају деконвулациони метода основне функције

Енергија [MeV]	LD 1 модел	LD 2 модел	LD 3 модел	LD 4 модел	LD 5 модел	LD 6 модел
1 Talys основна функција						
5.00(5)	253.03	280.01	252.84	272.95	282.51	297.59
6.00(5)	33.4	39.41	32.73	34.67	34.81	30.09
7.00(5)	107.44	116.33	105.32	107.33	106.26	87.9
8.20(5)	0.03	0.31	0.02	0.14	0.21	0.38
9.00(5)	112.89	132.55	110.05	120.7	123.58	112.17
10.00(5)	120.07	144.36	119.75	130.04	133.45	117.23
2 SANDII резултат						
5.00(5)	0.16	0.14	0.28	0.3	0.32	0.54
6.00(5)	0.58	0.51	0.62	0.64	0.66	0.9
7.00(5)	2.56	2.53	2.69	2.75	2.72	1.9
8.20(5)	0.08	0.04	0.06	0.06	0.07	0.11
9.00(5)	6.55	6.72	7.27	7.77	7.62	5.62
10.00(5)	0.76	0.79	0.34	0.39	0.38	0.5
3 GRAVEL резултат						
5.00(5)	0.77	0.52	0.8	0.93	1	2.57
6.00(5)	0.24	0.21	0.27	0.25	0.26	0.32
7.00(5)	4.8	4.46	4.45	4.7	4.61	3.59
8.20(5)	0.31	0.21	0.3	0.31	0.31	0.26
9.00(5)	4.47	4.25	4.14	4.44	4.4	3.95
10.00(5)	1.01	1.15	0.91	0.97	0.96	0.79
4 MAXED резултат						
5.00(5)	0.06	0.05	0.06	0.07	0.07	0.1
6.00(5)	0.35	0.28	0.35	0.34	0.35	0.41
7.00(5)	2.73	2.62	2.72	2.64	2.6	2.76
8.20(5)	3.64	3.72	3.64	3.76	3.76	3.56
9.00(5)	3.06	2.85	2.88	2.87	2.84	2.85
10.00(5)	2.16	2.5	2.33	2.32	2.4	2.33

Код сва три деконвулационе методе добијена је средња вредност основне функције којом је описана зависност ефикасног пресека од енергије у свих шест случајева. Стандардна девијација средње вредности за ефикасне пресеке добијене деконвулационим методама дата је у табели 5.7. Која од метода даје мање вредности мерних несигурности и зашто није дискутовано лежи у чињеници да је циљ рада био показати да посредством деконвулационих метода могуће добити квалитетнију основну функцију.

На слици 5.11. приказане су средње вредности ефикасних пресека за свих 18 случајева 3 деконвулационе методе и 6 модела по методи. Са пуном линијом приказана је вредност средње вредности ефикасног пресека док испрекиданом је дат коридор грешке, који је дат преко вредности σ_U и σ_D , датих у табели 5.7. Вредности доње границе коридора су добијене коришћењем LD модела 2 у случају примене MAXED методе, а горња граница коридора добијена је применом LD модела 4 у случају примене SANDII методе. На овај начин је направљен коридор мерне несигурности у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$.

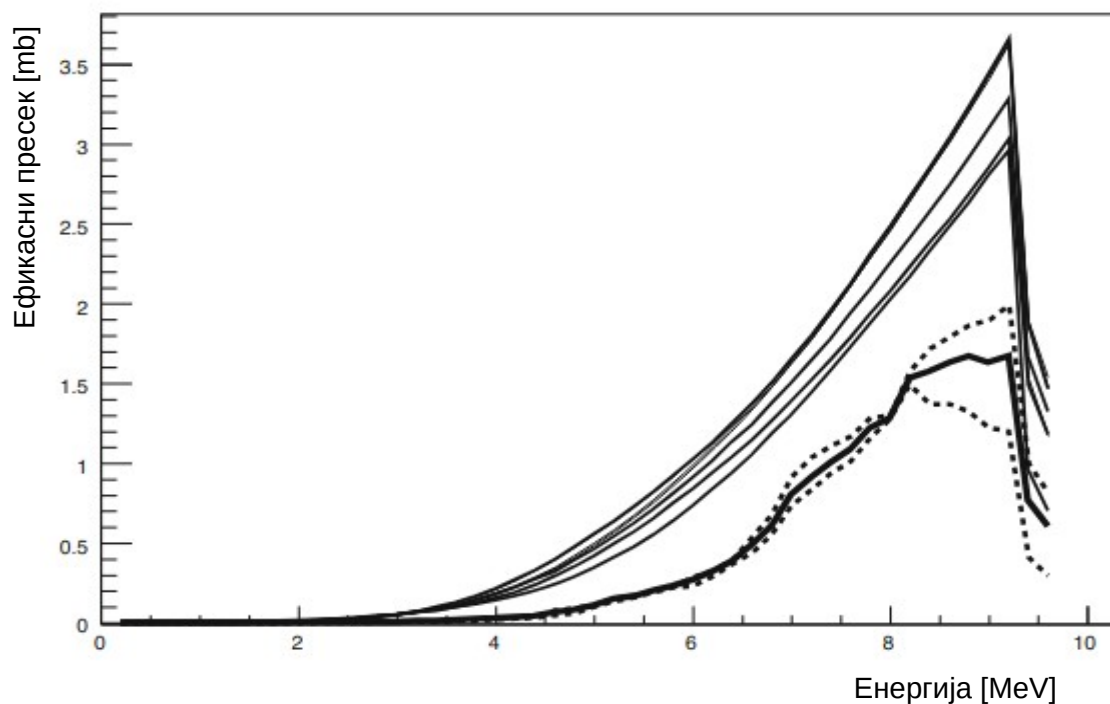


Слика 5.10. Спектар фотонског флуksа који пада на индијумски диск за 10 MeV максималну енергију закочног зрачења у случају EMStandard, EMStandard_opt3, Livermore и Penelope при вредности енергетског бина од 0.1 MeV

На овај начин директан допринос мерној несигурности од вредности сатурационе гама активности и фактора нормирања је изузет из разматрања, али ће бити предмет разматрања у наредним радовима током процеса даљег развоја технике.

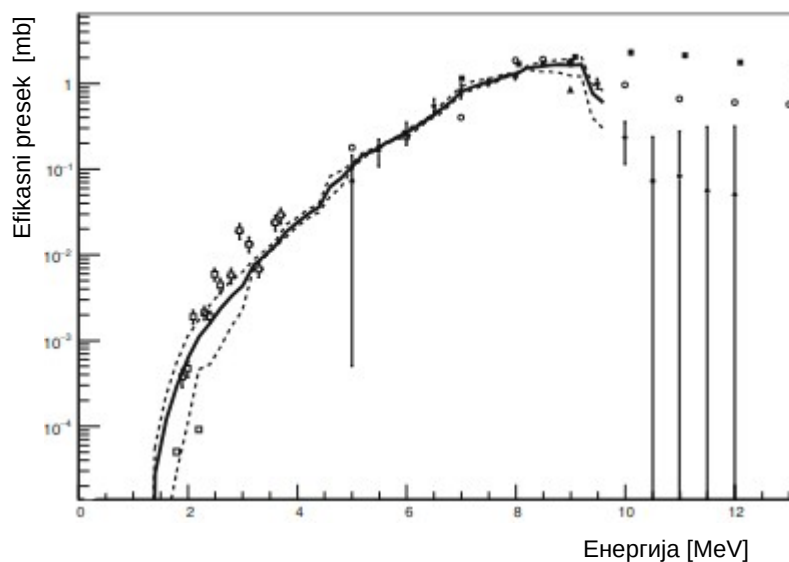
Табела 5.7. Вредност мерене несигурности основне функције

Енергија [MeV]	$\sigma_{\text{MAXEDAc}} [\%]$	$\sigma_{\text{SANDII}} [\%]$	$\sigma_{\text{GRAVEL}} [\%]$	$\sigma_{\text{MAXED}} [\%]$	$\sigma_{\text{U}} [\%]$	$\sigma_{\text{D}} [\%]$
0.2	8568	10.94	14.21	25.59	100.49	99.99
0.4	3561	10.79	14.45	45.28	105.83	100
0.6	341.2	10.98	14.17	35.66	105.17	100
0.8	227.5	11.11	14.32	25.27	101.48	99.99
1	171.7	11.03	14.04	19.87	98.56	99.78
1.2	149.1	10.96	14.32	16.56	96.92	99.56
1.4	123.2	11.13	14.16	13.57	95.09	98.14
1.6	85.5	11.12	14	12.44	86.72	94.71
1.8	81.27	10.98	14.15	10.82	85.21	90.2
2	52.99	11.1	13.98	12.17	74.33	83.02
2.2	55.47	10.89	13.68	8.35	56.57	58.67
2.4	47.59	10.92	13.71	10.13	61.19	66.7
2.6	44.83	10.51	12.97	10.26	56.38	63.56
2.8	31.66	9.47	12.17	10.88	48.19	57.08
3	36.1	7.68	10.34	8.25	40.95	49.71
3.2	20.04	5.59	7.92	4.86	14.57	11.22
3.4	17.51	3.23	5.6	3.03	11.16	6.88
3.6	13.32	1.44	3.54	1.58	8.85	5.5
3.8	10.3	1.42	1.72	1.07	20.42	13.81
4	7.42	2.59	1.54	1.3	12.16	12.01
4.2	7.73	3.68	2.26	1.6	10.48	13.41
4.4	8.01	4.36	2.67	2.28	8.58	13.76
4.6	15.53	4.03	3.26	2.58	29.84	24.26
4.8	13.53	3.86	3.2	2.08	21.77	20.88
5	16.38	2.84	2.88	0.85	6.23	8.65
5.2	12.87	2.17	2.73	0.89	4.87	8.13
5.4	9.82	1.57	2.03	0.47	4.2	4.11
5.6	7.14	0.89	1.47	0.38	1.26	4.09
5.8	9.05	0.75	0.94	0.64	1.74	2.63
6	11.47	1.07	0.61	1.26	7.86	12.82
6.2	11.67	1.72	1.09	1.32	4.67	8.03
6.4	8.48	1.61	1.03	1.38	2.64	4.03
6.6	6.55	1.53	0.86	0.14	11.59	9.67
6.8	4.47	1.35	1.03	0.33	12.83	8.67
7	7.04	0.21	0.21	0.81	14.3	8.32
7.2	6.02	0.46	0.53	0.63	13.9	8.67
7.4	4.55	0.64	0.62	0.34	11.14	6.61
7.6	3.69	0.78	0.74	0.19	8.43	5.87
7.8	5.62	0.81	0.62	0.23	5.81	4.21
8	3.46	0.77	0.66	0.34	1.45	0.81
8.2	7.03	0.67	0.53	0.61	3.01	2.64
8.4	5.6	0.67	0.43	0.58	9.07	12.84
8.6	5.19	0.7	0.6	1.06	9.94	16.22
8.8	5.06	0.62	0.59	1.48	11.44	20.89
9	6.35	1.05	1.51	2.39	16.41	25.35
9.2	5.12	1.18	1.65	2.65	18.73	28.26
9.4	3.83	14.44	13.97	13.3	31.07	46.82
9.6	3.79	17.09	16.59	16.29	36.01	50.74



Слика 5.11. Поређења резултата средње вредности ефикасног пресека применом 3 деконвулациона методе и прорачуна направљених Talys-ом за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

Поређење резултата добијених деконвулационом методом са експерименталним и теоријским дато је на слици 5.12.



Слика 5.12. Криве ефикасног пресека добијене деконвулационом методом у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ са експерименталним резултатима [72-76]

Анализом слике 5.12. приметно је лепо слагање у региону енергија од интереса са експериментално добијеним подацима из литературе. У случају референце [72] на графику са белим кругом означени су експериментални резултати. Резултати из референце [73] пуним

квадратом, референце [74] пуним кругом, референце [75] пуним троуглом и референце [76] и белим квадратима. Ово говори у прилог чињеници да је оправдано користи деконвулационе методе ради добијања облика криве ефикасног пресека у случају фотонуклеарних реакција.

5.3. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$

5.3.1. Експериментална поставка и резултати

Експериментална поставка идентична је као и у предходном експерименту. Шематски приказ поставке је дат на слици 5.1. стим да је растојање узорка од извора закочног зрачења повећано са 60 на 136 cm. Разлог томе је услед повећања енергије фотона закочног зрачења активност мете има већу вредност, да би се вредност активности држала у неким границама повећава се растојање између узорка и мете. Допринос снопа секундарних неутрона приносу реакције може се контролистати, пошто се може сматрати да он опада са квадратом растојања у датој геометрији [77].

5.3.2. Материјал

Дискови који су служили као узорци направљени су од индијума чистоће 99.9%. Они су имали изотопски састав природног индијума који чине два изотопа ^{115}In (95.7%) и ^{113}In (4.3%).

Табела 5.8. Приказ карактеристика диска и параметара процеса озрачавања

Број диска	m[g]	E _{max} [MeV]	Q[mAs]	t _r [s]
1	0.7711	9.00(5)	7000	1800.0(5)
2	0.6317	10.00(5)	6000	1800.0(5)
3	0.6813	11.00(5)	6000	1800.0(5)
4	0.6545	12.00(5)	6000	1800.0(5)
5	0.6533	13.00(5)	2700	1800.0(5)
6	0.6317	14.00(5)	2767	1800.0(5)
7	0.6685	15.00(5)	4000	1800.0(5)
8	0.6685	16.00(5)	4000	1800.0(5)
9	0.6813	17.00(5)	2700	1680.0(5)
10	0.6531	18.00(5)	2700	960.0(5)
11	0.6758	19.00(5)	2700	2100.0(5)
12	0.7233	20.00(5)	2700	1600.0(5)
13	0.7194	21.00(5)	3200	1600.0(5)
14	0.6778	22.00(5)	4000	1600.0(5)
15	0.722	23.00(5)	3500	1600.0(5)

Диаметар дискова износи 20.0(1) mm, а средња дебљина 2.01(1) g/cm. Укупно 17 индентичних дискова је коришћено током мерног процеса. Као узорци коришћена су 15 индентичних дискова, док 2 диска су коришћени за мерење утицаја неутронског зрачења на процес екситације изотопа индијума 115. Маса дискова дате су у табели 5.8.

5.3.3. Озрачавање узорка

Процес озрачавања узорака рађен је у Флеров лабораторији за нуклеарне реакције Обједињеног института за нуклеарна истраживања у Дубни, Руска Федерација. За продукцију снопа закочног зрачења којима су озрачени узорци коришћен је MT25 микротрон [поглавље 5.2.2.]. Дискови су озрачени са снопом закочног зрачења чија максимална енергије се крећу у интервалу од 9 до 23 MeV са кораком од 1 MeV, Табела 6.8. За конверзију електронског снопа у фотонски коришћена је волфрамова мета дебљине 1 mm. Растојање од волфрамове мете, извора закочног зрачења, до позиције дискова на којима се врши озрачавање износи 136 cm.

Током процеса озрачавања атомских језгара за високо енергетским гама фотонима закочног зрачења долази до емисије брзих неутрона, који сачињавају неутронски сноп. Након симулација установљено је да неутрони уводе мерну несигурност од 5%, што повлачи чињеницу да само 5% активности изомерног стања ^{115m}In потиче од интеракције индијумових изотопских језгара са термалним или брзим електронима. Ово може да утиче на мерне резултате те стим у вези повећано је растојање између извора закочног зрачења и узорка који се налази у воденој заштити, из разлога што допринос опада са квадратом растојања у датој геометрији.

Експериментална поставка дата је на слици 5.1. Електронски сноп из микротрона се усмерава на бакарну фолију која служи као енергетски филтер. Након чега пролазе кроз колиматорски систем, где из снопа се уклањају дивергентни електрони. Након интеракције са волфрамовом метом долази до генерисања закочног зрачења. Проласком кроз алуминијумски блок који представља енергетски и честични филтер. Зрачење се усмерава на узорак који се налази у воденој заштити.

5.3.4. Гама спектроскопија

Након озрачавања узорак се држи у воденој заштити све док вредност активност није довољно ниска да мртво време детектора има ниску вредност. Као детекторски систем се

користи високо чист германијумски детектор (HPGe) релативне ефикасности од 25 %, који се налази у оловној заштити дебљине 5 cm. Време које је протекло између озрачавања и мерења активности узорка са HPGe детектором се кретало у интервалу од 34 до 221 min. Ово време зависи од активности узорка и доступности детекторског система.

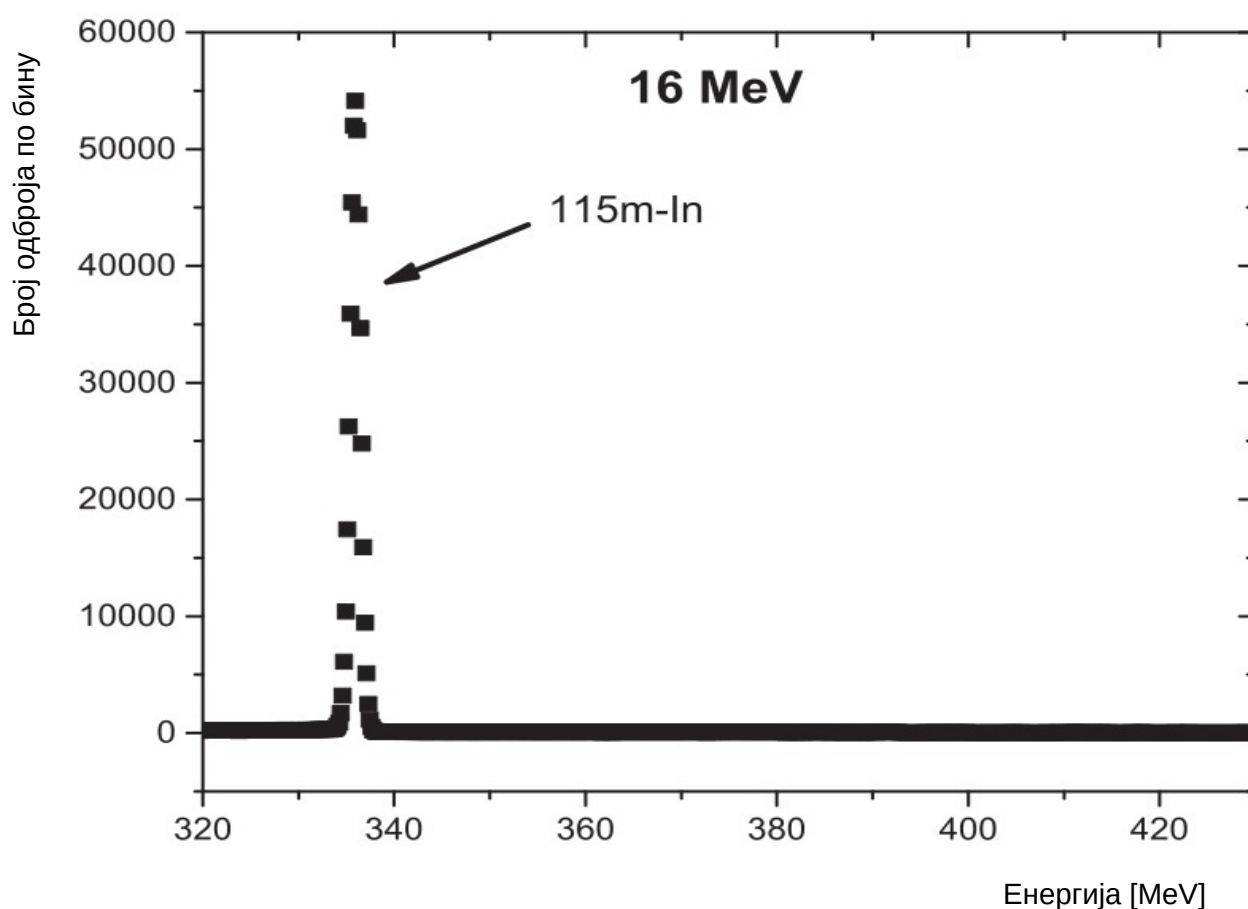
Време које протекне између озрачавања и мерења активности узорка са HPGe детектором је веће са порастом вредности енергије γ фотона закочног зрачења, као последица генерисања изомерних језгара ^{116m}In услед интеракције са неутронима. Ова језгра имају вредност активности доста већу од активности изомерних језгара ^{113m}In и ^{115m}In . Како период полураспада изомерног језгара ^{116m}In има вредност од 54.41 min, а ^{113m}In 1.658 h и ^{115m}In 4.468 h, могуће је остављањем узорка у заштиту сачекати да се заврши пар полураспада изомерног језгара ^{116m}In услед чега и последице секундарног неутронског зрачења се могу контролисати као и мртво време детекторског система да буде око 2 %. Сваки диск узорак након озрачивања мерен је 30 минута.

Анализом снимљених спектра на максималним енергијама γ фотона закочног зрачења од 16 и 23 MeV, примећују се разлике у спектрима. На слици 5.13. дат је приказ спектра детектованих γ фотона насталих распадом изомерних језгара ^{115m}In што потврђује присуство γ линије у спектру на енергији од 336.24 keV, док присуство изомерних језгара ^{113m}In је детектовано у занемарљивој мери из разлога веома ниске вредности интензитета гама линије од 391.69 keV. Ова чињеница је последица вредности енергетског прага за реакцију $(\gamma, 2n)$ чија вредност износи 16.3 MeV. Стим у вези генерисање изомерних језгара ^{113m}In може се вршити само просредством интеракције γ фотона са атомским језгрима изотопа ^{113}In , а како је заступљеност овога изотопа у природном индијуму доста ниска код енергије фотона на максималним енергијама закочног зрачења од 16 MeV, појављује се линија на енергији од 391.69 keV, али и мерна несигурност је доста висока и износи 45%. На максималним енергијама фотона закочног зрачења од 17 MeV приметан је раст интензитета линије што је условљено тим да удео у генерисању изомера ^{113m}In узима и реакција $(\gamma, 2n)$. Пошто је интензитет гама линије од 391.69 keV био занемарљив на максималној енергији закочног зрачења од 16 MeV, а приметна на енергији од 17 MeV, може се закључити да се генерисање изомерних језгара ^{113m}In дешава доминантно преко $(\gamma, 2n)$ реакције, слика 5.14.

На енергијама γ фотона закочног зрачења од 10 MeV и вишим, примећено је постојање линија изомерног језгара ^{116m}In , слика 5.14. Овај изотоп индијума настаје неутронским захватом на језгрима ^{115}In . Гама линије овог изотопа су искоришћене за одређивање ефикасности детекторског система у датој геометрији. Релативна ефикасност је добијена као

комбинација експоненцијалне функције и полинома другог реда као експонента. Од софтвера за екстракцију интензитета у гама линија из снимњених спектра коришћен је GENIE 2000.

Анализом слике 5.14. примећује се појава пика на енергији од 391.69 keV који настаје деекситацијом изомерног језгра ^{113m}In . Са повећавањем енергије фотонског зрачења вредност овог пика пропорционално расте. Важно је напоменути да вредност интензитета пика насталог распадом изомерног језгра ^{116m}In исто повећава своју вредност што је повезано са повећаним степеном генерисања секундарних неутрона у пољу снопа закочног зрачења. Са повећањем енергије фотонског снопа расте и укупна активност индијумске мете, тако да је динамика мерења морала сходно томе да се одређује пошто је био императив да се мртво време детектора држи на ниском нивоу од пар процената.



Слика 5.13. Део спектра емитованог зрачења узорка који је озрачен на енергији од 16 MeV испод прага за $^{115m}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ реакцију

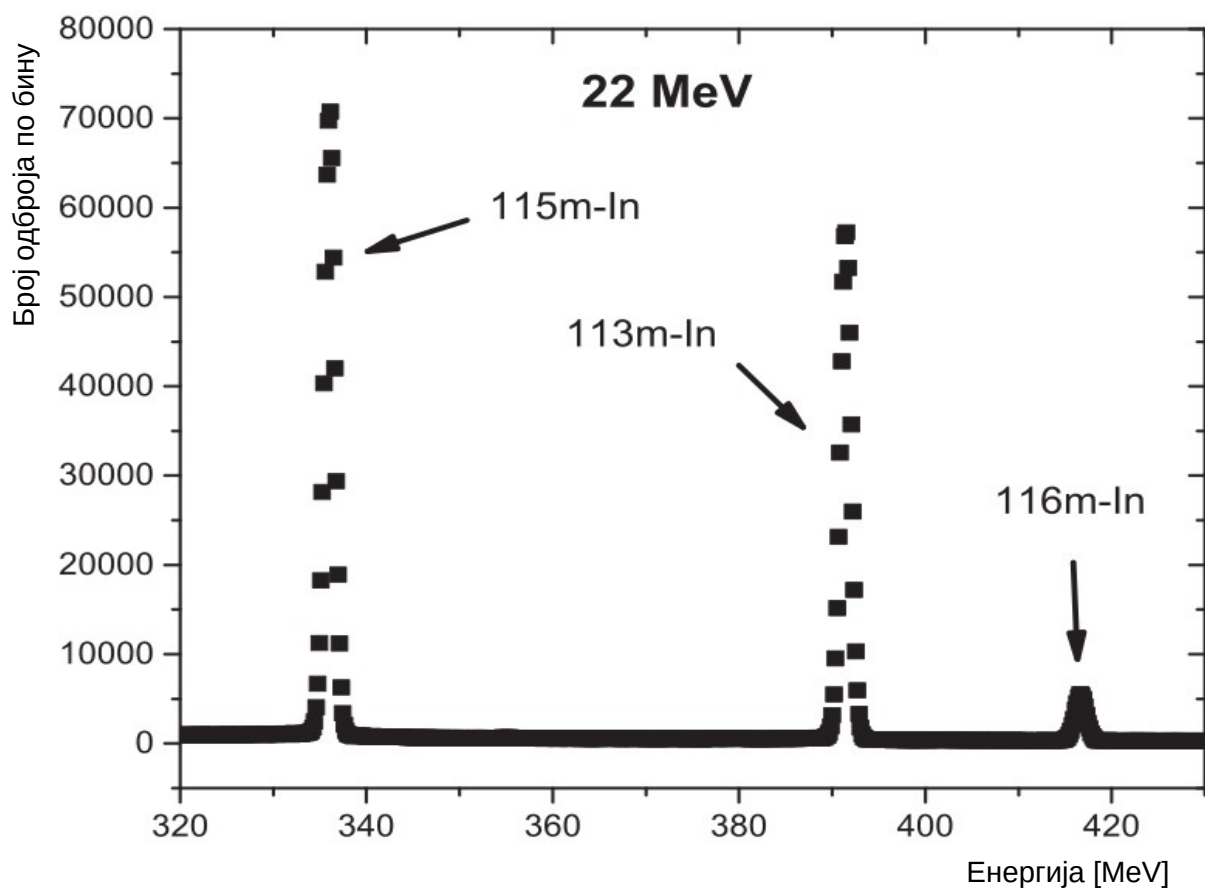
5.3.5. Односа приноса $Y(113m\text{In})/Y(115m\text{In})$

Током процеса озрачавања узорка направљеног од природног индијума праћене су реакције $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$. На максималним енергијама фотонског снопа до 16.3

MeV која одговара прагу реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ само реакција $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ се одвија, док на енергија изнад 16.3 MeV реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ постаје доминантна. Формирање изомерног језгра $^{113\text{m}}\text{In}$ се одвије преко једне од ове две реакције. Тотална индукована активност током експеримента потиче од доприноса обе реакције. Вероватноће одвијања реакција дефинисани су посредством ефикасних пресека за интеракцију. Принос за $^{113\text{m}}\text{In}$ математички се може написати у облику

$$Y(113\text{mIn}) = \frac{m_t}{M} N_A \left[0.957 \int_{E_t^{\gamma, 2n}}^{E_{\max}} \sigma_{\gamma, 2n}^{115}(E) \Phi(E) dE + 0.043 \int_{E_t^{\gamma, \gamma'}}^{E_{\max}} \sigma_{\gamma, \gamma'}^{113}(E) \Phi(E) dE \right] \quad (5.8)$$

где је m_t - маса диска који се озрачава, M - моларна маса, N_A - Авогардов број, $E_t^{\gamma, 2n}$ - енергетски праг за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$, $E_t^{\gamma, \gamma'}$ - енергетски праг за реакцију $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$, $E_{\max}$ - максимална енергија у фотона у фотонском снопу током процеса озрачавања, $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}$ - ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$, $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{113}$ - ефикасни пресек за реакцију $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$, $\Phi(E)$ - флукс фотонског снопа.



Слика 5.14. Део спектра емитованог зрачења узорка који је озрачен на енергији од 22 MeV изнад прага за $^{115\text{m}}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ реакцију

Након озрачавања диска, исти се носи у детекторски систем. Мерењем интензитета одабраних гама линија се добијају информације о приносима нуклеарних реакција које доводе до формирање продуката реакција. Изомерно језгро ^{113m}In се прати преко гама линије 391.69 keV. На основу спектрометријских информација, принос ^{113m}In , који је дат једначином 5.8. се може израчунати на следећи начин:

$$Y(113m\text{In}) = \frac{N_\gamma(391)\lambda_{113}}{\varepsilon(391)p_\gamma^{391}e^{-\lambda_{113}\Delta t}(1-e^{-\lambda_{113}t_{rad}})(1-e^{-\lambda_{113}t_m})} \quad (5.9)$$

где је N_γ - број детектованих γ фотона енергије 391.69 keV, λ_{113} - константа распада изомерног стања језгра ^{113m}In , $\varepsilon(391)$ - ефикасност детектора на енергији гама фотона од 391.69 keV, p_γ - квантни принос гама фотона на енергији 391.69 keV, Δt - време које је протекло од тренутка завршења озрачавања узорка до тренутка отпочињања процеса мерења, t_{rad} - време озрачавања узорка у снопу γ фотона и t_m - време које узорак проведе у детекторском систему.

Процес прикупљања и анализа података у експерименту може се поједноставити употребом релативних односа. Оптимална процедура подразумева нормализацију приноса реакције ^{113m}In са приносом реакције ^{115m}In , која се детектује експериментално преко γ линије енергије 336.24 keV. Релативни однос приноса у случају ^{113m}In и ^{115m}In математички описан је релацијом

$$\frac{Y(113m\text{In})}{Y(115m\text{In})} = \frac{\int_{E_t^{y',2n}}^{E_{max}} \sigma_{y,2n}^{115}(E)\Phi(E)dE}{\int_{E_t^{y',y'}}^{E_{max}} \sigma_{y,y'}^{115}(E)\Phi(E)dE} + \frac{0.043 \int_{E_t^{y',y'}}^{E_{max}} \sigma_{y,y'}^{113}(E)\Phi(E)dE}{0.957 \int_{E_t^{y',y'}}^{E_{max}} \sigma_{y,y'}^{115}(E)\Phi(E)dE} \quad (5.10)$$

где је $\sigma_{y,y'}^{115}$ - ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma,y')^{115m}\text{In}$. Вредности ефикасних пресека за реакције $^{115}\text{In}(\gamma,y')^{115m}\text{In}$ и $^{113}\text{In}(\gamma,y')^{113m}\text{In}$ се могу пронаћи у бази података [78].

Предност прилаза посредством релације 5.3. се огледа у томе да није потребно познавати апсолутну вредност фотонског флукса. Прорачун захтева познавање само криве фотонског спектра. Ова крива се може добити посредством симулација за чију сврху се користи програм GEANT4.

Експериментално добијени однос приноса у случају ^{113m}In и ^{115m}In математички је описан релацијом

$$\frac{Y_{113mIn}}{Y_{115mIn}} = \frac{N_{\gamma}(391) \lambda_{113} \varepsilon(336) p_{\gamma}^{336} e^{-\lambda_{115} \Delta t} (1 - e^{-\lambda_{115} t_{rad}}) (1 - e^{-\lambda_{115} t_m})}{N_{\gamma}(336) \lambda_{115} \varepsilon(391) p_{\gamma}^{391} e^{-\lambda_{113} \Delta t} (1 - e^{-\lambda_{113} t_{rad}}) (1 - e^{-\lambda_{113} t_m})} \quad (6.11)$$

где је $N_{\gamma}(391)$ - број детектованих γ фотона енергије 391.69 keV, $N_{\gamma}(336)$ - број детектованих γ фотона енергије 336.24 keV, λ_{115} - константа распада изомерног стања језгра ^{115m}In , $\varepsilon(336)$ - ефикасност детектора на енергији гама фотона од 336.24 keV, p_{γ}^{336} - квантни принос гама фотона на енергији 336.24 keV. Анализом релације 5.11 види се да није потребно познавати апсолутну вредност ефикасности детектора, него само релативну ефикасност је довољно познавати.

Коришћењем вредности измерних интензитета γ линија однос описан релацијом 5.11. се може одредити. То значи да се из експериментално установљених величина може одредити бројна вредност односа приноса два изомера индијума $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ који је описан релацијом 5.10. Уколико се погледа овај израз, може се уочити да у њој фигуришу три ефикасна пресека: $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$, $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{113}$ и $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$. За први наведени пресек не постоје експериментално установљене вредности, док за друга два могу да се пронађу у литератури. За сва три пресека се могу одредити теоријске процене путем Talys кода или неког сличног.

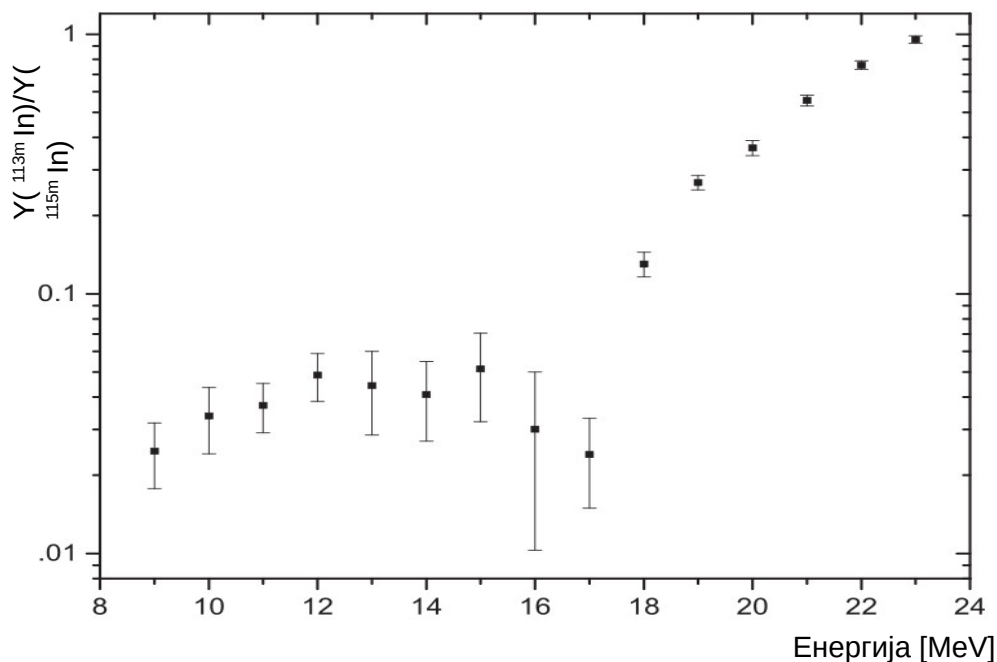
Чињеница да се експериментално може одредити вредност односа $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ отвара могућност да се провери до које мере се ти односи добијени на различитим енергијама могу репродуковати употребом теоријски процењених пресека, са њиховим постојећим експерименталним вредностима.

5.3.6. Експериментални резултати

На основи гама спектроскопијских мерења, одређени су интензитети свих гама линија за спектре мета озрачених на различитим енергијама. Релација 5.11. је употребљена да се израчунају бројне вредности односа $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ за све енергије у опсегу од 9 до 23 MeV. Добијени резултати су приказани на Слици 5.15.

Са слике 5.15. се уочава једна могућност да се додатно поједностави релација 5.10. Други члан у овој релацији описује однос приноса индијумових изомера ^{113m}In и ^{115m}In путем нуклеарне реакције (γ, γ'). С обзиром да се ради о идентичном механизму побуде изомерног стања два изотопа индијума, може се очекивати да овај однос остаје константан са порастом енергије снопа закочног зрачења. Имајући у виду да је процентуални удео ^{113m}In у природном елементу много мањи него што је то ^{115m}In , такође се може очекивати да други

члан у изразу 5.10, осим што је независтан од енергије закочног зрачења, има и малу вредност.



Слика 5.15. Однос приноса реакција $^{113m}\text{In}/^{115m}\text{In}$ у зависности од енергије

Анализом слике 5.15. примећује се да релативни принос описан релацијом 5.10. остаје константан у широком опсегу енергија до енергије прага реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$, након те енергије примећује се рапидни раст вредности односа приноса. У региону енергија испод 17 MeV главни процес за формирање изомерних језгра ^{113m}In представља реакција $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$, математички описана ситуација другим чланом релације 5.10. Средња вредност односа $Y(^{113m}\text{In})/Y(^{115m}\text{In})$ приноса у енергетском опсегу од 9 до 16 MeV има вредност од 0.03975(4).

Ради испитивања тренда односа приноса на енергија већим од 17 MeV користи се програм Talys. Овим програмом се врши прорачун ефикасног пресека за интеракцију посредством реакција $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$. На овај начин се одређује вредност другог члана у релацији 5.10 у енергетском опсегу од 18 до 23 MeV. Свих 6 модела густине енергетских нивоа и 2 функције снаге фотона коришћено је при прорачунима у Talys. програму. Резултати прорачуна су доста конзистентни, вредност другог члана у релацији 5.10. варира у интервалу од 0.0386 и 0.0388 при интервалу енергија од 18 до 23 MeV. Као последица предходних разматрања закључује се да вредност другог члана релације 5.10. у енергетском интервалу од интереса има константу вредност. Ова вредност је искоришћена да

се изврши корекција вредности односа приноса $^{113m}\text{In}/^{115m}\text{In}$. Једначина 5.10. се у том случају може написати у следећем облику:

$$\frac{Y(113m\text{In})}{Y(115m\text{In})} = \frac{\int_{E_t^{y',2n}}^{E_{\max}} \sigma_{y,2n}^{115}(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_t^{y',y'}}^{E_{\max}} \sigma_{y,y'}^{115}(E) \Phi(E) dE} + 0.03975 \quad (5.12)$$

Ово значајно олакшава анализу односа приноса посматрана два изотопа индијума. Из горње релације видимо да у њој фигуришу само два ефикасна пресека $\sigma_{y,2n}^{115}$ и $\sigma_{y,y'}^{115}$. Анализа се може донекле редуковати па да се прати до које мере се употребом постојећих експерименталних и теоријских вредности за ова два пресека могу репродуковати добијени резултати.

Од вредности које су у анализи потребне, на располагању нам стоје:

1. Вредности ефикасних пресека $\sigma_{y,y'}^{115}$ и $\sigma_{y,2n}^{115}$ теоријски прорачунате су преко Talys 1.9/2.0 програма
2. Експерименталне вредности за ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma,2n)^{113m}\text{In}$ преузете из литературе [73] након чега су подаци фитовани ради добијања криве зависности ефикасног пресека од енергија.
3. Експериментално измерене вредности ефикасног пресека за фотоактивацију ^{115m}In [73,75]

5.3.6.1. Теоријске и експерименталне процене пресека $\sigma_{y,y'}^{115}$ и $\sigma_{y,2n}^{115}$

Теоријске вредности пресека за две нуклеарне реакције од интереса су израчунате уз помоћ програма Talys 1.9/2.0. За прорачун користи се 6 модела густине енергетских нивоа и 2 функције снаге фотонског зрачења. Коришћени су следећи модели:

1. LD модел 1. – Fermi гас модел са константном температуром;
2. LD модел 2. – Fermi гас модел уназад
3. LD модел 3. – генерализовани супер флуидни модел
4. LD модел 4. – микроскопски модел густине нивоа заснован на Goriely табелама

5. LD модел 5. –микроскопски модел густине нивоа заснован на Hilaire комбинационим табелама
6. LD model 6. – температурно зависни Hartree-Fock-Bogoliubov модел, Gogny сила

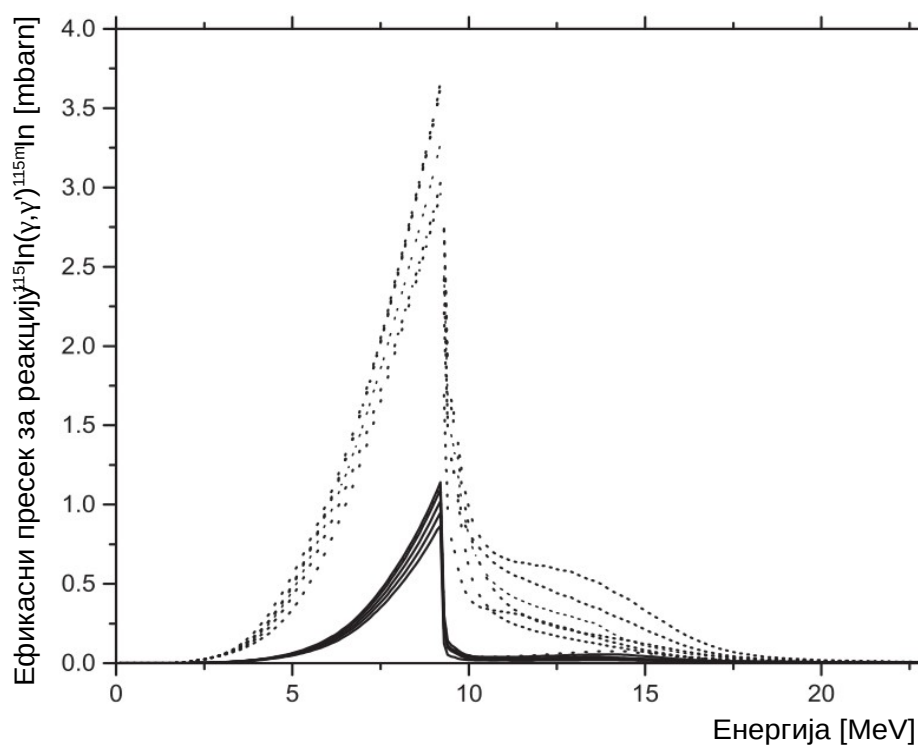
Од функција снаге фотонског зрачења коришћене су:

1. Поједностављен модел са лоренцовим профилем (GLO)
2. Brink-Axel Лоренцов профил функција снаге (BAL)

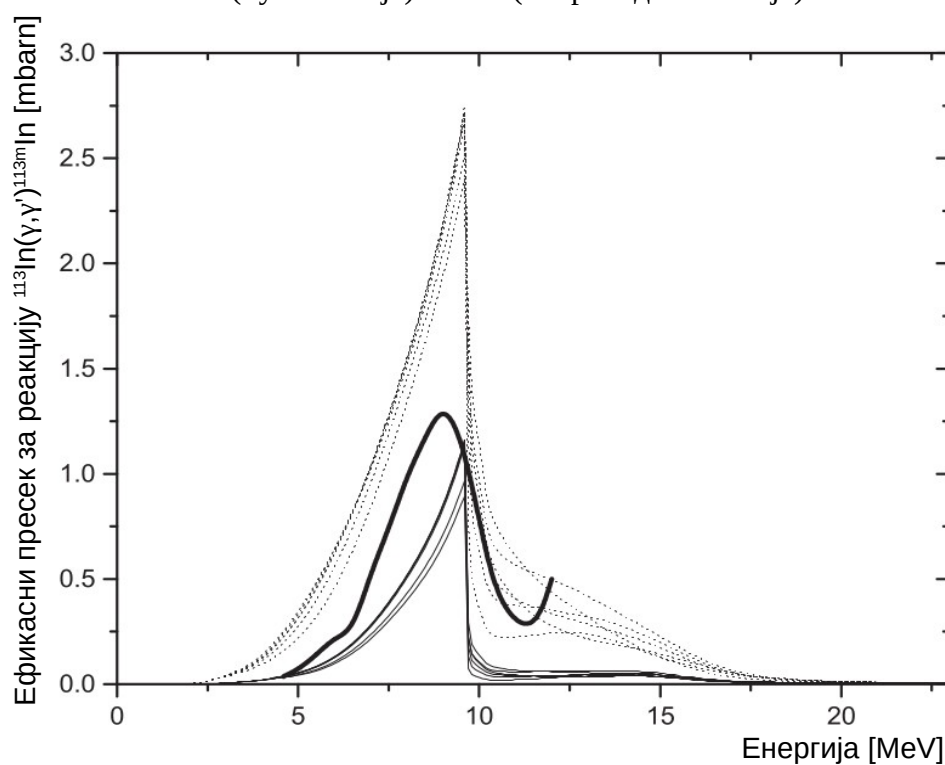
Употребом свих шест модела густине енергетских нивоа за случај GLO функције снаге фотонског зрачења израчунате су вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. Овако прорачунате теоријске вредности се потом пореде са експериментално добијеним који су узети из литературе. Вредност ефикасних пресека добијених теоријским путем показују одређени ниво сагласности, пошто је код свих прорачуна максимална вредност ефикасног пресека на енергији од 9.2 MeV и опсег вредности ефикасног пресека на датој енергији се налази у интервалу од 0.865 до 1.14 mbarn. Код експерименталних резултата вредност ефикасног пресека на енергији од 9.2 MeV има вредност око 1 mbarn. Анализом података из литературе [74] показано је да вредност ефикасног пресека може да узме вредност око 3 mbarn. Одлучено је да се проба поново прорачун употребом шест модела, али са BAL функцијом снаге фотонског зрачења. Овим прорачуном се добија да маскимална енергија ефикасног пресека за интеракцију се налази у интервалу од 2.96 до 3.66 mbarn на енергији од 9.2 MeV. Добијене вредности ефикасног пресека приказане су на слици 5.16. у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, док у случају реакције $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ на слици 5.17.

Потпуно иста процедура урађена је и у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$. Резултати прорачуна дати су на слици 5.18.

Анализом слике 5.18. види се да у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ за разлику од случаја код реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ не постоји груписање вредности ефикасних пресека у две групе.

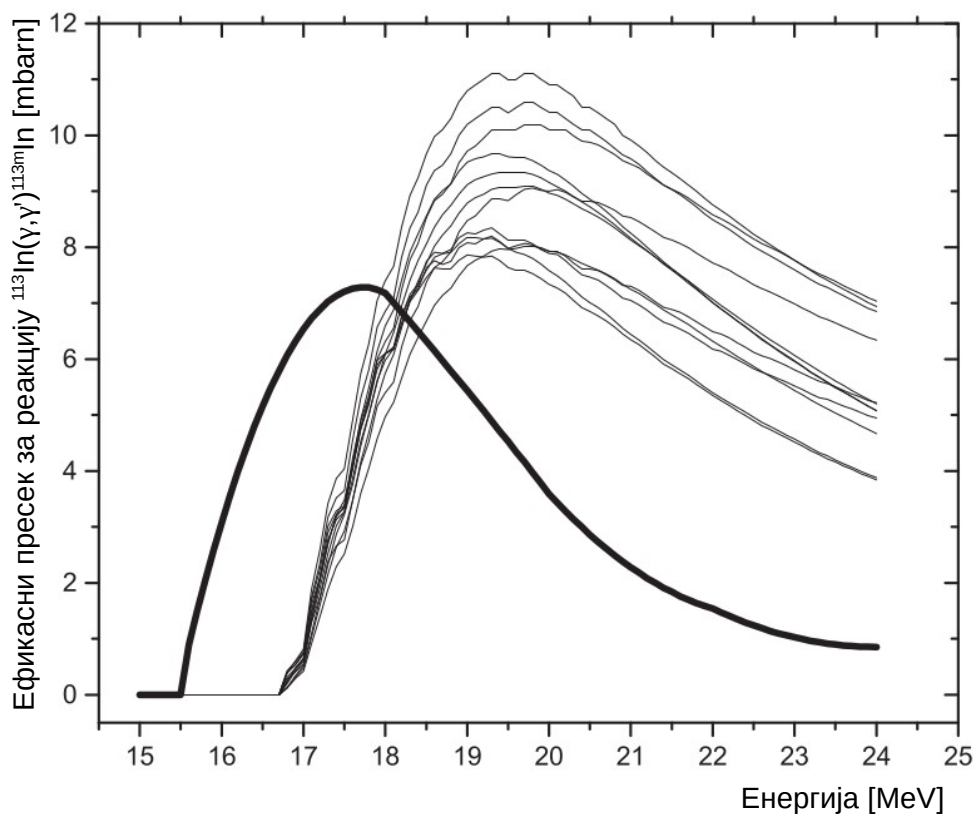


Слика 5.16. Зависности вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ у случају употребе шест модела густине енергетских стања и функције снаге фотонског зрачења GLO(пуна линија) и BAL(испрекидана линија)



Слика 5.17. Зависности вредности ефикасног пресека за реакцију $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ у случају употребе шест модела густине енергетских стања и функције снаге фотонског зрачења GLO(пуна линија) и BAL(испрекидана линија)

Поред тога упоређивањем експериментално и теоријски добијене вредности ефикасног пресека, слагање није уопште најбоље пошто праг реакције у случају експерименталне вредности је за 1 MeV померен ка нижим енергијама.



Слика 5.18. Зависности вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ у случају употребе шест модела густине енергетских стања и функције снаге фотонског зрачења GLO и BAL, док је пуном линијом репрезентована експериментална вредност ефикасног пресека из литературе [7]

5.3.6.2. Поређење рачунских и експерименталних вредности односа

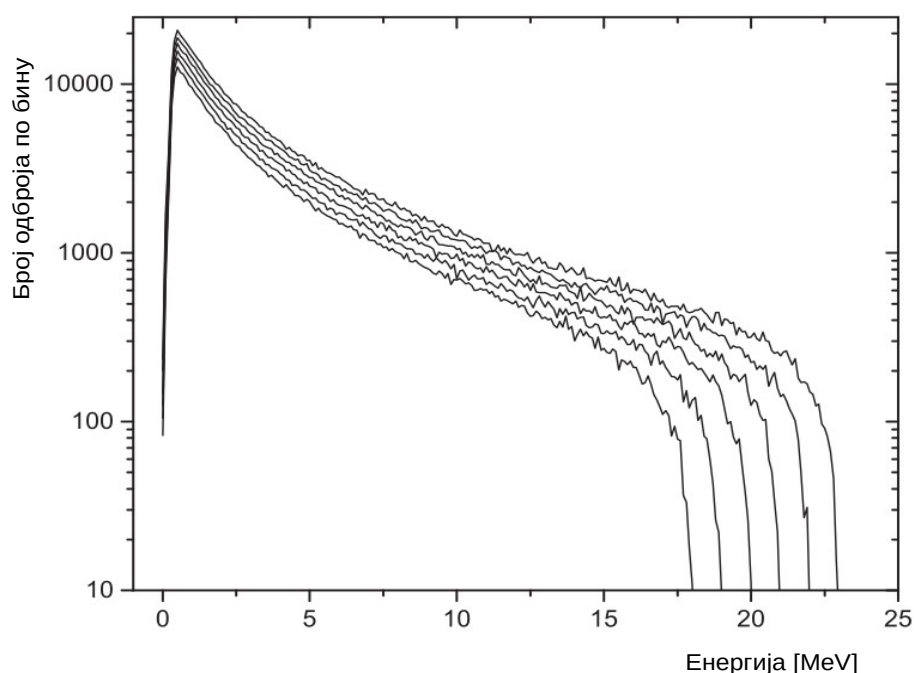
Први корак у прорачунима је био да се одреде спектри закочног зрачења за дату геометрију и све енергије које су у експерименту употребљене. Вредност флукса закочног зрачења је потребна познавати пошто то је један од праметара без којих се не може прорачунати релација 5.8. За ове сврхе се користи Монте Карло метод, а резултати прорачуна дати су на слици 5.19.

Са обзиром на расположивост података за релевантне ефикасне пресеке, одабране су три могућности да се помоћу њих израчуна однос приноса $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ употребом релације 5.12.

А) Употребити Talys процене за оба пресека који у релацији 5.12. фигуришу

Б) За $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$ употребити Talys процене док се за пресек $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$ узима постојећи експериментални резултат

В) За оба пресека $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$ и $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$ да се узму експерименталне вредности



Слика 5.19. Спектри закочног зрачења

5.3.6.2.1. Однос приноса $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ са Talys проценама пресека

Вредност сатурационе активности која је описана првим чланом релације 5.10. израчуната је за неколико максималних вредности енергије у интервалу од 18 до 23 MeV, користећи прорачунате вредности ефикасних пресека и симулиране вредности фотонског флуска.

За сваку вредност енергије добија се 6 вредности ефикасних пресека за реакцију $(\gamma,2n)$ и 6 ефикасних пресека за реакцију (γ,γ') за једну изабрану густину енергетских нивоа. Свака сатурациона активност добијена на овај начин даје процену код 36 комбинација односа за дату енергију. Исти поступак се примењује и на другу густину енергетских нивоа, при чему

се добија 36 процена вредности на датој енергији. Резултати ових разматрања дати су на слици 5.19.

Анализом слике 5.20. примећује се груписање вредности у траке, у односу на изабрану густину енергетских стања. Горња трака је добијена коришћењем GLO густине енергетских нивоа са 36 вредности односа приноса за реакцију, док је доња трака добијена коришћењем BAL густине енергетских нивоа са 36 вредности односа приноса за реакцију. Важно је нагласити да на овој слици линијама су повезане тачке, није рађена процедура фитовања резултата. Укупно 72 вредности ефикасног пресека су приказане. Однос $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ вредности приноса презентован је на три начина.

5.3.6.2.2. Однос приноса $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ са Talys проценама пресека $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$ и експериментално измерена вредност $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$

Сатурационе активности су рачунате користећи вредност ефикасног пресека $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$ у случају реакције $^{115}In(\gamma,2n)^{113m}In$ добијене експерименталним путем и фотонског флукса симулираног посредством Монте Карло метода у интервалу максималних енергија од 18 до 23 MeV. Прорачун за вредности ефикасног пресека $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$ прорачуната је коришћењем модела густина енергетских нивоа и две функције снаге фотона. Сатурационе активности су прорачунате за све добијене вредности ефикасних пресека. Однос прорачунатих и експериментално добијених вредности дат је на слици 5.10.

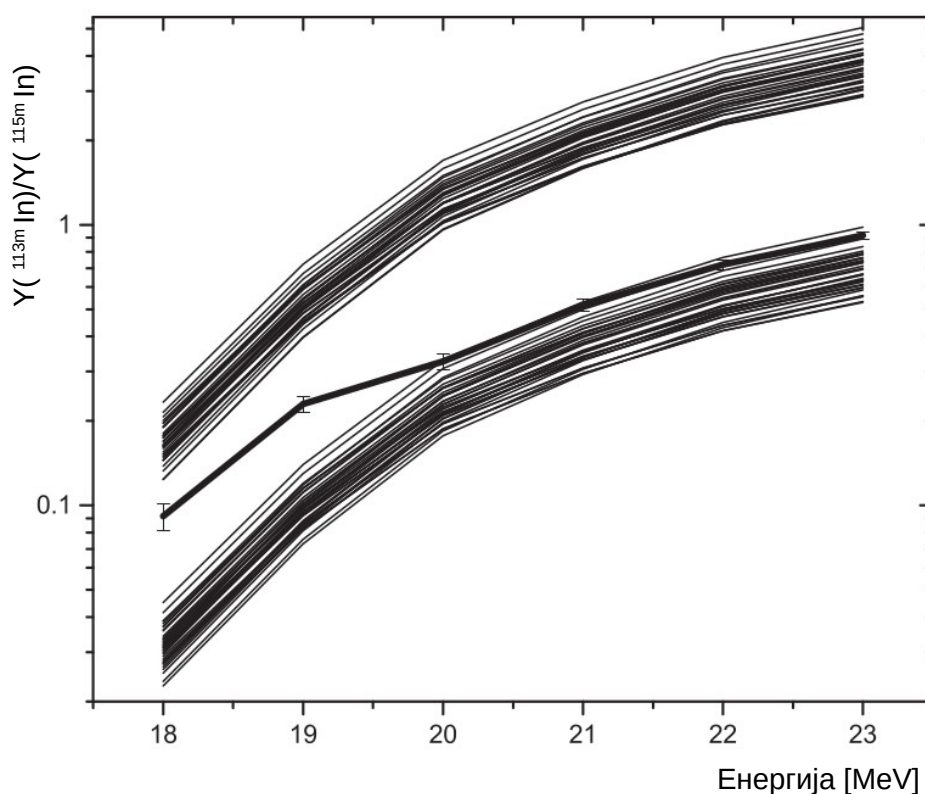
На слици 5.17. пуном танком линијом дати су прорачунати подаци о вредности ефикасног пресека за реакцију коришћењем шест модела густине енергетских нивоа и функције снаге фотона GLO (пуна линија) и BAL (испрекидана линија). Пуном дебљом линијом дате су вредности ефикасног пресека у случају експерименталних мерења. Груписање вредности вредности ефикасног пресека добијено је у две траке. Пошто су вредности који су коришћене за добијање односа узете из слике 5.17. последица тога да исти тип груписања вредности сатурационе активности је приметан, слика 5.20.

5.3.6.2.3. Однос приноса $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ са експериментално измереним вредностима $\sigma_{\gamma,2n}^{115}$ и $\sigma_{\gamma,\gamma'}^{115}$

Постоји неколико студија у којима су мерене вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}In(\gamma,\gamma')^{115m}In$. Иако покривеност енергетског опсега је рађена у неком интервалу само у једном случају нађена је студија која у којој је мерена вредност ефикасног пресека на

довољно великом интервалу енергија, а са друге стране експериментални резултати су у неком виду сагласности са резултатима који се добијају прорачуном користећи Talys 1.9./2.0. програм [74].

Енергетски опсег података је ограничен на вредност ефикасног пресека до 12 MeV. У интервалу од 12 до 23 MeV података нема. Полазећи од претпоставке да вредности у овом интервалу нису велике и да је њихов допринос сатурационој активности низак, што је у складу са прорачунима које програм Talys 1.9./2.0. у случају шест густина енергетских нивоа и GLO функције снаге фотона показано је да претпоставка има основа пошто добијене вредности нису велике.

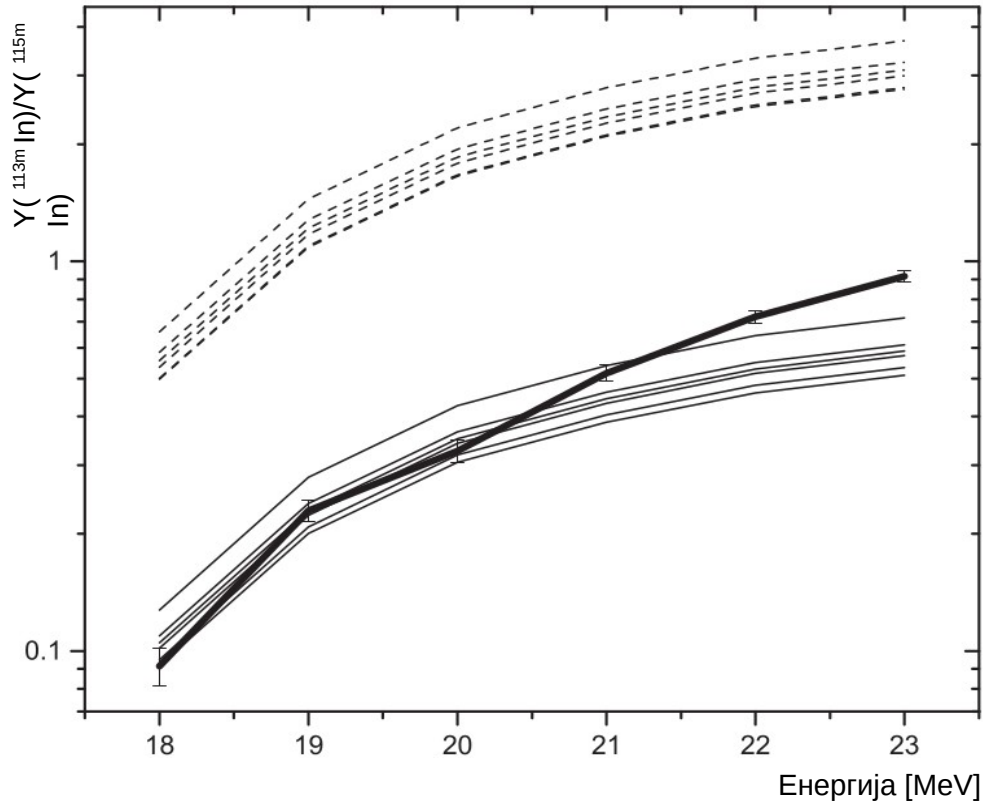


Слика 5.20. Однос приноса $Y(113mIn)/Y(115mIn)$ реакција прорачунатих за случај GLO (горња трака), BAL (доња трака) и експерименталних (пуна линија)

Сатурациона активност у случају реакције $^{115}In(\gamma, 2n)^{113m}In$ је прорачуната коришћењем вредности ефикасних пресека добијених експерименталним путем [72].

Коришћењем сатурационих активности за реакције могуће је израчунати однос истих, Слика 5.21.

Анализом слика 5.18., 5.20 и 5.21. увиђа се када се при прорачунима једна вредност функције снаге фотона даје резултат који је у сагласности са експерименталним резултатима а друга вредност знатно одступа од истих.



Слика 5.21. Односа експерименталних и теоријских вредности у случају реакција $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$. Експериментално добијен однос је репрезентован пуном линијом, док су прорачунати односи користећи експерименталне вредности за ефикасне пресеке $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}$ и $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}$ означени са испрекиданом линијом

5.3.7. Ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ добијен деконвулационом методом

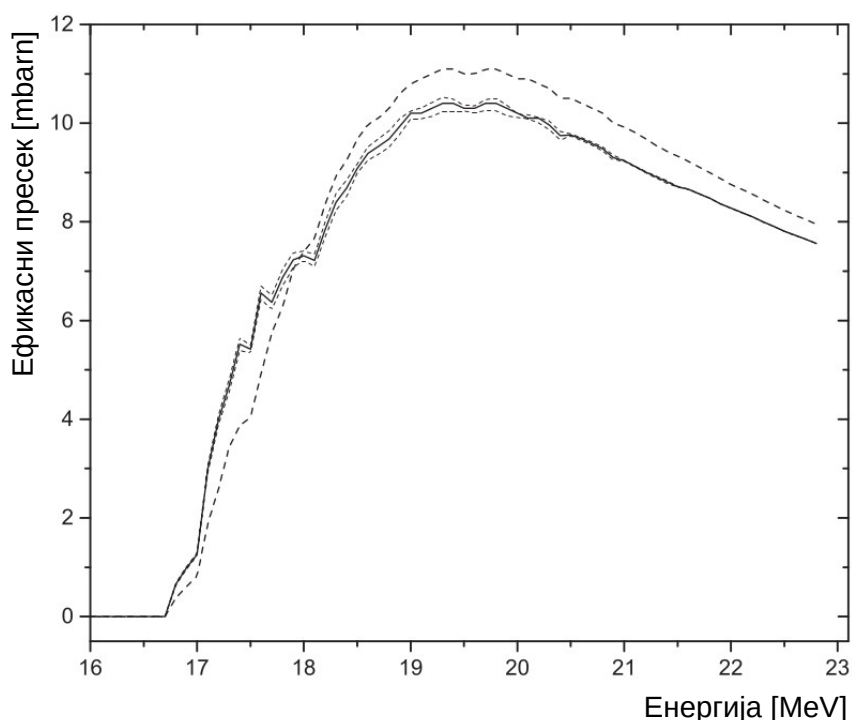
Ефикасни пресек за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ у овом случају добијен је коришћењем деконвулационих метода у опсегу енергија од прага реакције до 23 MeV. Добијање деконвулационе вредности за ефикасни пресек релација 5.3. се трансформише у следећи облик

$$A_k = \frac{Y(113\text{mIn})}{Y(115\text{mIn})} \int_{E_t^{\gamma, \gamma'}}^{E_{\text{max}_i}} \sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}(E) \Phi(E)_k dE = \int_{E_t^{\gamma, 2n}}^{E_{\text{max}_i}} \sigma_{\gamma, 2n}^{115}(E) \Phi(E)_k dE \quad (5.13)$$

где је $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ - однос приноса реакција, $\sigma_{\gamma, \gamma'}^{115}(E)$ - вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, $\sigma_{\gamma, 2n}^{115}(E)$ - вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ и $\Phi(E)_k$ - фотонски флуks на одређеном диску, k - број диска који се озрачава а узима вредност од 1 до 6, $E_t^{\gamma, \gamma'}$ - енергија прага реакције и E_{max_i} - максимална енергија фотона у снопу.

Током прорачуна користи се вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ која је прорачуната посредством Talys 1.9/2.0 програма коришћењем модела 6 густине енергетских нивоа и функције снаге фотона BAL која је показала најбоље слагање са експерименталним резултатима приноса, слика 5.20. Овако прорачуната вредност ефикасног пресека представља основну функцију од које креће прорачун код деконвулационе методе.

Код реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ ефикасни пресек се рачуна посредством Talys 1.9/2.0 програма коришћењем модела 3 густине енергетских нивоа и функције снаге фотона BAL која је показала најбоље слагање са експерименталним резултатима приноса, Слика 5.20.



Слика 5.22. Вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ добијених деконвулационом методом MAXED са пођењем у односу на основну функцију

Користећи деконвулациону методу при чему се експериментално добијени подаци за индуковану специфичну сатурациону активност A_k ради добијања вредности ефикасног пресека се максимизују на вредност ентропије S . Математичи предходно разматрање је дато релацијом

$$S = - \int \left(\sigma(E) \ln \left(\frac{\sigma(E)}{\sigma(E)_d} \right) + \sigma(E)_d - \sigma(E) \right) dE \quad (5.14)$$

где је $\sigma(E)$ - вредност ефикасног пресека у итерационом кораку и $\sigma(E)_d$ - основна функција којом је описан вредност ефикасног пресека.

Деконвулациона метода примењена је у интервалу енергија од 16 до 22.8 MeV који је подељен у 71 бин. Резултат добијен деконвулационом методом дат је слици 5.22., пуна линија, док је коридор грешке исто рачунат MAXED методом, а дат је испрекиданим линијама које се налазе око пуне линије са обе стране. Прорачуната вредност основне функције дата је испрекиданом линијом.

Провера валидности резултата добијеног MAXED методом вршена упоређивањем експерименталне и прорачунате вредности индуковане активности. Упоређивање је вршено у односу на основну функцију и функцију добијену након MAXED методе. Мерна несигурност релативне девијације је прорачуната посредством релације

$$S = \frac{1}{k-1} \sum_1^k \left(\frac{A_{kc} - A_{ke}}{A_{ke}} \right)^2 \quad (5.15)$$

где је k - број озраченог диска, A_{kc} - прорачуната вредност сатурационе активности и A_{ke} - експериментално добијена вредност сатурационе активности. Током прорачина добијено је да вредност основне функције има вредност $S = 0.13$, док након примене деконвулационе методе вредност износи $S = 0.08$. Из овога се може закључити да деконвулационом методом је могуће добити боља слагања теоријских и експерименталних резултата.

5.4. Дискусија

5.4.1. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

Полазећи од прорачуна за ефикасни пресек урађених са Talys 1.9./2.0 програмом за сваки канал реакције је могуће израчунати ефикасни пресек користећи различите моделе густине енергетских нивоа и функција снаге фотона. Анализом слике 5.6. сви прорачуни урађени са Talys програмом показује да су вредности применом 6 модела густине енергетских нивоа и стандардне функције снаге фотона у случају $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ дају сличан облик криве функције ефикасног пресека. Једина разлика се може приметити у амплитуди кривих функција. Евидентно је да вредност диференцијалног ефикасног при свакој криви расту са порастом енергије. Када енергија фотона достигне вредност енергије прага реакције за емисију неутронског зрачења, енергија око 9 MeV, долази до појаве пада вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ којим је описана екситација и деекситација атомског језгра посредством електромагнетног зрачења.

Резултати који су добијени посредством деконвулационе методе SANDII (слика 5.7), MAXED (5.8) и Gravel (5.9) показују добра слагања резултата. Разлике у вредностима деконвулационог третмана основних функција, вредности ефикасних пресека слика 5.6., показују мале разлике у вредностима. Применом SANDII метода полазећи од основне функције види се да разлике у вредности постају још мања. Исти тренд у резултатима примећен је и након примене Gravel методе. Разлика у резултатима између ове две методе огледа се у вредности максималне вредности дистрибуције. MAXED метода полазећи од основне функције нам даје нешто другачији облик криве диференцијалног ефикасног пресека у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. Максимална вредност криве у овом случају померена је у смеру енергије од 8 MeV. Ова разлика је у односу на SANDII и прорачуне урађене Talys програмом код којих је енергија максимума криве на 9 MeV приметна.

На кривама је приметно постојање оштрих пикова који представљају дисконтинуитете када се користе MAXED (5.8) и Gravel (5.9) методе на енергијама изнад 6 MeV. Разумна претпоставка је да крива ефикасног пресека $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ треба да буде глатка када се дешава екситација атомског језгра преко гиганске диполарне резонанце, што као последицу има да су они последица неких нумеричких прорачуна самог алгорита. Бројност и амплитуда ових пикова се повећава са повећавањем вредности бинова на енергетском интервалу.

На слици 5.11. приказано је да на енергијама до 8 MeV у вредностима најмање, средње и највеће процене постоји сагласност резултата за ефикасни пресек и системска мерна несигурност која је уведена употребом више метода има веома ниску вредност. Разлике се уочавају у интервалу енергија од 8 до 10 MeV, где вредност прорачунате Talys програмом показују у свих шест случајева да је вредност њихове амплитуде много већа него у случају кривих добијених деконвулационим методама. Из тога разлога постоји велика разлика у вредности мерене и прорачунате сатурационе активности, табела 5.6.

Добијена средња вредност функције добијена прорачунима упоређена је са експерименталним вредности из литературе [72-76], слика 5.13. Код већине резултата показано је да крива расте до енергије од 9 MeV након чега вредност криве за ефикасни пресек опада. Поклапање резултата у ниско енергетском опсегу до 4 MeV, је веома добро са подацима из литературе [76]. Мерене вредности су распршене око криве добијене деконвулационом методом. Највећа разлика између ових резултата и резултата из литературе [76] примећено је на енергијама од 3 MeV где је процена која је дата овим радом има пет пута мању вредност. Последица овога може бити да је дошло до екситације појединачних нивоа и

неке структурни ефекти могу да утичу на овакава резултат, пошто током прорачуна Talys програмом нису били узети у обзир структурни ефекти.

Енергетски опсег од 5 до 10 MeV показује боља слагања између деконвулационих података у овом раду и литературних. Вредности ефикасних пресека добијених у овом раду и у литератури [74], слика 6.14.(тачке у облику круга), су у солидној сагласности. Интересантно је да и коридор мерне несигурности овога рада у себи садржи мерне тачке које се налазе у литератури [74]. Једини део интервала где постоје значајније разлике се налазе у региону енергије од 9 MeV, где разлика у вредностима на криви ефикасног пресека износи 30 %.

Вредност ефикасног пресека на енергији од 5 MeV из литературе [74] одређена је са великом мерном несигурности. Вредности ефикасног пресека из литературе [73], слика 6.14. (црни квадрат) показује неслагања са подацима од 35 %. У енергетском интервалу преко 6.5 MeV показано је системско одступање у вредности ефикасног пресека између података у литератури [73] и података из овога рада, с тим да је интересантно да на енергија прага реакције за емисију неутрона не долази до значајнијег пада вредности ефикасног пресека за деекситацију атомских језгра посредством електромагнетног зрачења. Максимална вредност ефикасног пресека на криви налази се на енергији од 10 MeV, док је минимум на енергијама од 15 до 18 MeV.

Резултати дати у литератури [72] показују максималну вредност ефикасног пресека на енергији од 9 MeV, што је у складу и са подацима овога рада. Пад у вредности ефикасног пресека на енергијама прага реакције за емисију неутрона, види се осетан пад, али не толико изражен као у референци [74]. Подаци у овој референцији [72] на слици 6.14. приказани су преко празног круга, они су распршени око резултата овог рада са мерном несигурности од 50 %.

5.4.2. Реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$

Евидентно је да су односи сатурационих активности груписани у две траке. Доња трака добијена је коришћењем 6 модела густине енергетских стања и функције снаге фотона BAL, где је примећена већа вредност ефикасних пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, чија вредност износи око 3 mbarn. На енергија од 20 MeV и вишим прочунати односи сатурационе активности показују добро слагање са експерименталним вредностима. Вредности ефикасних пресека на нижим енергијама од 20 MeV показују да прорачунате вредности

сатурационих активности имају вредности које су више неголи оне добијене експерименталним путем.

Горња трака добијена је коришћењем 6 модела густине енергетских стања и функције снаге фотона GLO. Примећено је из прорачуна да се добијају вредности за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ које су мање од експериментално измерених за 1 mbarn, последица тога је повећање у вредности приноса односа.

Анализом прорачунатих вредности односа сатурационих активности добијених коришћењем 6 модела густине енергетских нивоа, у случају BAL функције снаге фотона, примећена су боља слагања са експерименталним резултатима на вишим енергијама, док GLO функција снаге фотона даје резултате односа при којима су вредности односа већи због мање вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ у односу на експерименталну. Премештањем фокуса у енергетски опсег фотонског зрачења енергије 20 MeV и већим примећено да свих 36 комбинација прорачунатих вредности ефикасних пресека за реакцију показују добра слагања са експерименталним резултатима. Приметно је најбоље слагање прорачунате вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ са експериментални подацима када се користи LD 3 модел густине енергетских нивоа, док у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ LD 6 модел густине енергетских нивоа.

Вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ која је експериментално доступна а друга вредност за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ прорачуната посредством Talys 1.9./2.0 програма у случају 6 модела густине енергетских нивоа и GLO функције снаге фотона добија се да је прорачунати однос сатурационих активности већи од експериментално добијених вредности односа. Разлика у вредности односа сатурационих активности је последица експериментално добијених вредности које су локализоване око 1 mbarn.

Циљ истраживања је био упоређивање експериментално добијеног односа приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ са прорачунатим вредностима користећи 6 модела густине енергетских нивоа упарених са функцијом снаге фотона ради процене вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. На овај начин слагање експерименталних и прорачунатих вредности су најбоља. На слици 5.18. се јасно види да вредност енергије прага реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ има мању вредност у случају експериментално измерених вредности у односу на прорачунате посредством Talys програма. Сатурациона активност која је прорачуната посредством ове вредности ефикасног пресека показује тренд повећања вредности услед повећања енергије већи него што је то случај са вредности добијене посредством Talys прорачуна у истом енергетском опсегу до енергије од 20 MeV. На слици 7.20. мерени и прорачунати односи приноса $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ имају добра поклапање вредности док на

већим енергија изнад 20 MeV долази до слабијег слагања резултата. Примећено је да експериментална вредност ефикасног пресека показује тренд бржег смањења вредности растом енергија у односу на прорачунату посредством Talys програма, док однос сатурационих активности показује тренд споријег раста са повећавањем енергија. Овај ефекат је приметан анализом података датих на слици 7.21. где је јасно показано да је вредност сатурационих активности већа на енергијама већим од 20 MeV, у случају експерименталних вредности у односу на прорачунате.

Анализом података са слике 7.21. евидентно је да када се користе експерименталне вредности ефикасних пресека прорачунати однос сатурациони активности у случају оних добијених експериментом показује да прорачуном се добијају много веће вредности. Примећу је се да измерена вредност ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ има сличну вредност као она прорачуната у случају 6 модела густине енергетских нивоа употребом GLO функције снаге фотона.

Показано је да полазећи од вредности $Y(113\text{mIn})/Y(115\text{mIn})$ односа приноса вредности могуће је посредством деконвулационих метода одредити диференцијални ефикасни пресек који има енергетску зависност у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2\text{n})^{113\text{m}}\text{In}$, слика 7.22. Вредности резултата представљени на слици 7.22. показују веома велико неслагање са вредностима за ефикасни пресек у случају експерименталних резултата из референце [72], али добра слагања са резултатима прорачуна посредством Talys програма. Сама неслагања која настају на вредности енергије од 18 MeV, су последица саме деконвулационе методе услед недовољног броја тачака и мерне несигурности.

Закључак

Значај добијања тачнијих вредности ефикасног пресека као и бољег познавања продуката реакције представља основ за даљу примену у нуклеарној енергетици, медицини и индустрији. Велики напор у научној заједници је направљен да се добију вредности ефикасних пресека за атомска језгра од интереса. Па ипак експериментални подаци постају све доступнији али се увиђа постојање одређени интервала у којим нема експерименталних података. Овај проблем се овом методом покушава бар мало ублажити.

Полазећи од методе NAXSUN где се посматрају реакције у којим учествује неутронско зрачење са атомским језгрима показало веома корисно за превазилажење проблема добијања кривих ефикасног пресека у енергетским интервалима где нема мерних резултата, извршено је проширење ове методе на случај интеракције фотона закочног зрачења са атомским језгрима.

Озрачење фотонима закочног зрачења атомских језгара узорака направљених од природног индијума вршено је у два наварата. Први пут озрачавање фотонима је вршено у интервалу енергија од 5 до 10 MeV ради мерења вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, а други пут у интервалу енергије од 16 до 23 MeV ради мерења вредности ефикасног пресека за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$. У интервалу енергија до 10 до 16 MeV који је изостављен из фокуса експерименталног рада ради постизања тачнијих мерних резултата, може се очекивати само интеракција атомских језгара са закочним зрачењем посредством реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. Ово је последица чињенице да енергетски праг за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ износи 16.3 MeV. Коришћењем Talys 1.9/2.0 програма за рачунање ефикасног пресека за интеракцију фотона закочног зрачења са атомским језгрима могуће је извршити теоријски прорачун изгледа криве или се може користити деконвулациона метода ради добијања облика криве зависности вредности ефикасног пресека од енергије упадних фотона код атомских језгара од интереса.

Гама спектроскопска метода је коришћена за праћење активности изотопа природног индијума након озрачавања. Како активност представља производ вредности ефикасног пресека и вредности флукса закочног зрачења, потребно је познавати вредност флукса да би се могла израчунати крива ефикасног пресека. Коришћењем Монте Карло метода могуће сумулацијом добити спектар закочног зрачења. Како геометрија утиче на симулацију флукса закочног зрачења одабран је елегантнији метод да се гледа релативни однос.

Принос реакција $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ и $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113\text{m}}\text{In}$ се гледау односу на реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. На овај начин коришћењем активности за сваку од реакција могуће је израчунати однос а потом и вредност ефикасног пресека за реакцију од интереса. Вредности ефикасних пресека за остале реакције су узимани из литературе и рачунати посредством Talys 1.9/2.0. програма за реакције коришћењем свих шест опција за моделе густине енергетских стања и две функције снаге фотона BAL и GLO.

Метода деконвулације искоришћења је ради добијања облика криве зависности ефикасног пресека за реакцију од енергије упадног зрачења. Упореджени су резултати добијени деконвулационим методама са експерименталним и теоријским вредностима, након чега се увидело да овај метод даје резултате који су у доброј сагласности. Стим у вези претпоставка да деконвулационе методе се могу искористи за добијање криве ефикасног пресека представља добру одлуку. Овом методом могуће је добити облик криве ефикасног пресека када не поседујемо експерименталне резултате у датом енергетском интервалу. Коришћена су три деконвулациона алгоритма MAXED, SANDII и Gravel. Интересантно је да сви алгоритми мање више дају сличне облике криве ефикасних пресека, што иде у прилог тврдњи о конзистентности резултата добијених овим путем.

Коришћењем деконвулационих метода у случају реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ у интервалу енергија од 5 до 10 MeV показано је да крива ефикасног пресека има добро слагање са експериментално добијеном кривом. Стим у вези коришћење деконвулационих метода у овом случају и на овом опсегу енергија је оправдано.

Примена деконвулационих метода код реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ у интервалу енергија од 16 до 23 MeV показано је да крива ефикасног пресека има добро слагање са експерименталним резултатима облика криве. Па због тога примена ових метода у овом случају и на овом енергетском интервалу је оправдана.

Експерименталним путем добијен је облик криве за реакцију $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ који показује добру сагласност са експерименталним подацима из литературе.

Теоријски израчунат је облик криве ефикасног пресека за интеракцију фотона закочног зрачења са атомским језгрима преко реакције $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113\text{m}}\text{In}$ показује у једном случају разлику за фактор 3 а другом случају слагање је много боље са експерименталним подацима што говори у прилог чињеници да постоје неки физички феномени који зависносе од одабира функције снаге фотона. Закључено је да вероватно неке вредности ефикасних пресека који су добијени из експерименталних мерења три пута већи из неког разлога.

Литература

1. Официјлани сајт Хрватске академске и истраживачке мреже <https://edutorij-admin-api.carnet.hr/storage/extracted/2251080/atomska-jezgra.html>
2. F. Soddy, Nature 99, 433 (1917)
3. O. Hahn, Natl. Sci. 9, 84 (1921); Ber. Deutsch. Chem. Ges. 54, 1131 (1921)
4. C.F. von Weizsacker, Naturewissenschaften 24, 813 (1936)
5. A. K. Jain, B. Maheshwari, A. Goel, Nuclear Isomers A Primer, Springer, (2021)
6. A.K. Jain, B. Maheshwari, S. Garg, M. Patial, B. Singh, Nucl. Data Sheets 128, 1 (2015)
7. University lecture notes 10, Applied Nuclear Physics, Prof. Sidney Yip, Fall 2006, MIT, <https://ocw.mit.edu/courses/22-101-applied-nuclear-physics-fall-2006/>
8. W. E. Meyerhof, Elements of Nuclear Physics (McGraw-Hill, New York, 1967), Chap.2.
9. P. Marmier and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles (Academic Press, New York, 1969), vol. II, Chap.15.2.
10. Kenneth S. Krane, Introductory Nuclear Physics (John Wiley and Sons, New Jersey, 1987), Chap.10
11. Alex Bielajew, Introduction to Special Relativity, Quantum Mechanics and Nuclear Physics for Nuclear Engineers, 2014, University of Michigan <https://public.websites.umich.edu/~ners311/CourseLibrary/book.pdf>
12. Walker, P.M., Podolyák, Z. (2023). Nuclear Isomers. In: Tanihata, I., Toki, H., Kajino, T. (eds) Handbook of Nuclear Physics. Springer, Singapore. https://doi.org/10.1007/978-981-19-6345-2_46
13. https://inpp.ohio.edu/~meisel/PHYS7501/file/Lecture9_GammaDecay_PHYS7501_F2021_ZM.pdf
14. Zhou Chunmei, Huang Xiaolong, Wu Zhendong, Internal Conversion Electron Data Calculation, Communication of Nuclear Data Progress No.25 (2001)
15. Ashok Kumar Jain, Bhoomika Maheshwari, Alpna Goel, Nuclear Isomers A Primer, Springer Cham, 2022, <https://doi.org/10.1007/978-3-030-78675-5>
16. C. Oprea, V. Macocian, S. Filip, Isomeric States Produced in Nuclear Reactions on Indium, 24th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: "Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics", ISINN-24, Dubna, Russia, May 23-27, 2016
17. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A.H. Wapstra. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. 2004. in2p3-00020241
18. Официјална интернет презентација Националне лабораторије Хенри Бекерел, LNE – LNHB/CEA, Table de Radionuclides, http://www.lnhb.fr/nuclides/Sn-113_tables.pdf
19. Van Gent, Daniel. (2004). Induced Quantum Entanglement of Nuclear Metastable States of ^{115}In . 10.48550/arXiv.nucl-ex/0411047.
20. IARC Working Group on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans. Radiation. Lyon (FR): International Agency for Research on Cancer; 2012. (IARC Monographs on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans, No. 100D.) X- AND γ -RADIATION. Available from: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK304365/>
21. <https://www.esrf.fr/about>
22. Chang, D.S., Lasley, F.D., Das, I.J., Mendonca, M.S., Dynlacht, J.R. (2014). Interactions of Particulate Radiation with Matter. In: Basic Radiotherapy Physics and Biology. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-06841-1_5
23. Sesta knjiga, Sto godina elektrona, I Anicin
24. Itab F. Hussein, Rana O. Abdaljalil, Sahar A. Mohammed, Ahmed F. Mkhaiber, Calculation of the electron stopping power of some components of human body tissues, Kuwait Journal of Science, Volume 50, Issue 4, 2023, Pages 545-550, ISSN 2307-4108, <https://doi.org/10.1016/j.kjs.2023.03.009>.

25. Jenkins, Theodore M.; Nelson, Walter R.; Rindi, Alessandro; Nahum, A. E.; Rogers, David W. O., Monte Carlo transport of electrons and photons : [Proceedings of the International School of Radiation Damage and Protection, Eighth Course, September 24 - October 3, 1987, Erice, Italy], Ettore Majorana International Science Series. Physical Science, no. 38., Plenum, 1988, Chapter 4
26. <https://radiologykey.com/the-x-ray-beam/>
27. Tseng, H. K., & Pratt, R. H. (1971). *Exact Screened Calculations of Atomic-Field Bremsstrahlung*. *Physical Review A*, 3(1), 100–115. doi:10.1103/physreva.3.100
28. Bethe, H., and W. Heitler. "On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons." *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 146, no. 856 (1934): 83–112.
<http://www.jstor.org/stable/2935479>.
29. Desobry, G. E., & Boyer, A. L. (1991). *Bremsstrahlung review: An analysis of the Schiff spectrum*. *Medical Physics*, 18(3), 497–505. doi:10.1118/1.596653
30. S. Agostinelli, Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 506, Issue 3, 2003, Pages 250-303, [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
31. Allison, J. & Amako, K. & Apostolakis, John & Arce, Pedro & Asai, Makoto & Aso, T. & Bagli, Enrico & Bagulya, A. & Banerjee, S. & Barrand, Guy & Beck, B.R. & Bogdanov, A.G. & Brandt, D. & Brown, Jeremy & Burkhardt, H. & Canal, Ph & Ott, Daniel & Chauvie, Stephane & Cho, Kyuhoon & Yoshida, Hideo. (2016). Recent developments in GEANT4. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 835. 10.1016/j.nima.2016.06.125.
32. Walker, Arthur & Friou, Alexandre & Ginsburger, Kevin. (2023). High-energy X-ray spectrum reconstruction: solving the inverse problem from optimized multi-material transmission measurements. 10.48550/arXiv.2307.06204.
33. Yip, Mary & Saripan, M Iqbal & Wells, Kevin & Bradley, D.. (2015). Monte Carlo Simulations for the Detection of Buried Objects Using Single Sided Backscattered Radiation. PloS one. 10. e0135769. 10.1371/journal.pone.0135769.
34. G. R. Satchler, Introduction to nuclear reactions, chapter 2, MacMillan, 1990.
35. P. E. Hodgson, Direct and Compound Processes in Nuclear Reactions, Revista Brasileira de Física, Vol. 2, N." 1, 1972
36. Hodgson, P. E. (1997). The nuclear optical model introductory overview (pp. p. 13–22). OECD Publications.
37. B.V. Carlson, Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Reaction Data for Advanced Reactor Technologies, The Optical Model, Trieste, 2010
38. A.J. Koning, J.P. Delaroche / Nuclear Physics A 713 (2003) 231–310
39. Hodgson, P. E. (1987). *Compound nucleus reactions*. *Reports on Progress in Physics*, 50(9), 1171–1228. doi:10.1088/0034-4885/50/9/002
40. Zilges, A. & Balabanski, D.L & Isaak, Johann & Pietralla, N.. (2021). Photonuclear reactions—From basic research to applications. Progress in Particle and Nuclear Physics. 122. 103903. 10.1016/j.ppnp.2021.103903.
41. Jaewoong Jang, Chapter Twenty-Seven - Electron linear accelerator for medical radionuclide production, Advances in Accelerators and Medical Physics, Academic Press, 2023, Pages 281-297, ISBN 9780323991919, <https://doi.org/10.1016/B978-0-323-99191-9.00005-0>.
42. Dunlap, Richard. (2023). The history of resonance fluorescence. 10.1088/978-0-7503-6039-5ch1.
43. Brent Alan Fallin, Nuclear Resonance Fluorescence: Studies on ²⁴⁰Pu for Nuclear Security and Light Nuclei for Medical Diagnostics Applications, PhD thesis, Duke University, 2018
44. Miodrag Krmar, Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15 MeV-skog x-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom, magistarska teza, Univerzitet u Beogradu (1993)

45. Званична интернет страница британске енциклопедије Британика
<https://www.britannica.com/science/nuclear-fission/Fundamentals-of-the-fission-process>
46. Chakrabarty, Dipak & Dang, N. & Datar, Milind. (2016). Giant dipole resonance in hot rotating nuclei. *The European Physical Journal A*. 52. 10.1140/epja/i2016-16143-9.
47. A.J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely, TALYS: modeling of nuclear reactions, *Eur. Phys. J. A* 59, 131 (2023). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01034-3>
48. Arjan Koning, Stephane Hilaire, Stephane Goriely, Simulation of nuclear reactions, TALYS-2.0, nds.iaea.org/talys
49. Goriely, S., Tondeur, F., & Pearson, J. M. (2001). *A Hartree–Fock nuclear mass tables. Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 77(2), 311–381. doi:10.1006/adnd.2000.0857
50. Surayya H. E., Jesmi Sunny, M. M. Musthafa, C. V. Midhun, S. V. Suryanarayana, Jyoti Pandey, A. Pal, P. C. Rout, S. Santra, Validation of the microscopic level density models for nuclei near the Z=28 shell closure, *Phys. Rev. C* 111, 024616, 2025, <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.111.024616>
51. Hilaire, S., & Goriely, S. (2006). *Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications. Nuclear Physics A*, 779, 63–81. doi:10.1016/j.nuclphysa.2006.08.014
52. Hilaire, S., Girod, M., Goriely, S., & Koning, A. J. (2012). *Temperature-dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force. Physical Review C*, 86(6). doi:10.1103/physrevc.86.064317
53. Goriely, S., Dimitriou, P., Wiedeking, M. *et al.* Reference database for photon strength functions. *Eur. Phys. J. A* 55, 172 (2019). <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12840-1>
54. Plujko V.A., Gorbachenko O.M., Kulich E.V., Bondar V.M., Davidovskaya O.I., Testing simple models of E1 radiative strength functions, XVII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics), Dubna, May 27-29, 2009, JINR, E3-2010-36 (Dubna, 2010)
55. Oleksandr Gorbachenko, Igor Kadenko, Vladimir Plujko and Kateryna Solodovnyk, Comparison of practical expressions for E1 photon strength functions, *EPJ Web Conf.*, 239 (2020) 03012, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202023903012>
56. Sophie Péru, Stéphane Goriely and Stéphane Hilaire, Photon strength function modelling, status and perspectives, *EPJ Web Conf.*, 322 (2025) 06003, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202532206003>
57. V. Blobel, Unfolding methods in high-energy physics experiments, *Proceedings Cern school of computing*, 1984, Spain
58. Jos Uffink, The constraint rule of the maximum entropy principle, *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, Volume 27, Issue 1, 1996, Pages 47-79, ISSN 1355-2198, [https://doi.org/10.1016/1355-2198\(95\)00022-4](https://doi.org/10.1016/1355-2198(95)00022-4).
59. Reginatto, M, and Goldhagen, P. MAXED, a computer code for the deconvolution of multisphere neutron spectrometer data using the maximum entropy method. United States: N. p., 1998. Web. doi:10.2172/663223.
60. Skilling, J. (1989). Classic Maximum Entropy. In: Skilling, J. (eds) *Maximum Entropy and Bayesian Methods. Fundamental Theories of Physics*, vol 36. Springer, Dordrecht. https://doi.org/10.1007/978-94-015-7860-8_3
61. Wilczek, R.; Drapatz, S. A high accuracy algorithm for maximum entropy image restoration in the case of small data sets. *Astron. Astrophys.* 1985, 142, 9–12.
62. V. Fabian, Simulated annealing simulated, *Computers & Mathematics with Applications*, Volume 33, Issues 1–2, 1997, Pages 81-94, ISSN 0898-1221, [https://doi.org/10.1016/S0898-1221\(96\)00221-0](https://doi.org/10.1016/S0898-1221(96)00221-0).
63. Goffe, W. L., Ferrier, G. D., & Rogers, J. (1994). *Global optimization of statistical functions with simulated annealing. Journal of Econometrics*, 60(1-2), 65–99. [https://doi.org/10.1016/0304-4076\(94\)90038-8](https://doi.org/10.1016/0304-4076(94)90038-8)

64. D.W. Wootan, F. Schmittroth, Comparison of SAND-II and Ferret, Hanford engineering development laboratory, 1981, technical report HEDL-TC-1589
65. Manfred Matzke, Unfolding of Pulse Height Spectra: The HEPRO Program System, Technical report PTB-19, 1994, ISSN 0936-0492
66. Jovancevic, Nikola & Daraban, Laura & Oberstedt, Stephan. (2014). Determination of the default curve for the procedure in the measurement of threshold neutron excitation functions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. 739. 68 - 74. 10.1016/j.nima.2013.12.017.
67. Maslov, O.D. , Dmitriev, S.N, Use of MT-25 microtron for scientific and applied investigations, Workshop on radioanalytical methods 'IAA 03', Prague, Czech Republic, 2003
68. Официјала интернет страница JINR, FLNR laboratory, Dubna, <http://flerovlab.jinr.ru/mt-25-microtron/>
69. Официјала интернет страница Nuclear Physics Institute of the CAS, Prague, Czech Republic <http://www.ujf.cas.cz/en/departments/departments-of-accelerators/microtron/>
70. Daraban, Laura & Jovancevic, Nikola & Oberstedt, Stephan & Hamsch, Franz-Josef. (2013). Analysis of Threshold Neutron Excitation Function Measurements Using Wide Energy Neutron Beams. Physics Procedia. 59. 10.1016/j.phpro.2014.10.022.
71. Z. Medic, N. Jovancevic, D. Maletic, Y. Teterev, S. Mitrofanov, A. Belov, M. Krmar, M. Hult & S. Oberstedt, The application of the technique for determination of photo-nuclear reaction cross-section with an example on the In(,)In reaction. *Eur. Phys. J. A* **57**, 258 (2021). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00567-9>
72. O. Bogdankevich, L. Lazareva, F. Nikolaev, J. Exp. Theor. Phys. 4, 320 (1957)
73. V. Bokhinyuk, A.I. Guthy, A.M. Parlag, M.T. Sabolchy, I.V.Sokolyuk, I.V. Khimich, Ukr. J. Phys. 51, 657 (2006)
74. V. Mazur, I. Sokolyuk, Z. Bigan, I. Kobal, Phys. At. Nuclei 56, 10 (1993)
75. N. Demekhina, A. Danagulyan, G. Karapetyan, Phys. At. Nuclei 64, 1796 (2001)
76. W. Tornow, M. Bhike, S. Finch, A. Krishichayan, Phys. Rev. C 98, 064305 (2018)
77. Medic, Z. & Krmar, Miodrag & Jovancevic, Nikola & Maletić, Dimitrije & Teterev, Yu & Semen, Mitrofanov. (2024). Photoactivation of the 391.69 keV isomer state of In 113 m by the (γ , 2 n) reaction. Physical Review C. 109. 10.1103/PhysRevC.109.034607.
78. Janis nuclear data, https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_39910/janis.

Биографија



Кандидат Жарко Медић је рођен 1988 године у Новом Саду. Уписује основне студије физике 2007 године а исте завршава 2013 одбраном дипломског рада под називом „Колико су $\text{Ge}(n,\gamma)$ реакције меродавне за процену флукса термалних неутрона” на Природно математичком факултету, Универзитета у Новом Саду. Потом уписује се на мастер студије 2013 године које завршава 2014 године одбраном мастер рада под називом „Симулација својства неутронског рефлектометра” на Природно математичком факултету, Универзитета у Новом Саду. Експериментални резултати које је кандидат приказао у мастер раду настали су током истраживачког боравка у Forschungszentrum Julich-у JCNS Минхен, Немачка. У школској 2015 години уписује докторске студије на истом факултету. Упоредо се бави истраживањем у области нуклеарне физике и материјала.

Библиографија

Рад публикован у врхунском међународном часопису (категорија M21)

1. Anđelić B., Knežević D., Jovančević N., Krmar M., Petrović J., Toth A., **Medić Ž.**, Hansman J., Presence of neutrons in the low-level background environment estimated by the analysis of the 595.8 keV gamma peak, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 852, 80-84, 2017.

Радови публиковани у истакнутим међународним часописима (категорија M22)

1. **Medic, Z.**, Jovancevic, N., Maletic, D. *et al.* The application of the unfolding technique for determination of photo-nuclear reaction cross-section with an example on the $\text{In}(\gamma, \gamma')\text{In}$ reaction. *Eur. Phys. J. A* **57**, 258 (2021). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00567-9>

2. **Medic, Z.** & Krmar, Miodrag & Jovancevic, Nikola & Maletić, Dimitrije & Teterev, Yu & Semen, Mitrofanov. (2024). Photoactivation of the 391.69 keV isomer state of $\text{In } 113\text{m}$ by the $(\gamma, 2n)$ reaction. *Physical Review C*. 109. 10.1103/PhysRevC.109.034607.

3. Krmar Miodrag, Jovancevic Nikola, **Medić Ž.**, Maletić Dimitrije, Teterev Yu, Semen Mitrofanov, Timoshenko Konstantin, Alexeev S.I., Marukyan Hrachya, Kerobyan Ivetta, Avetisyan R., Dallakyan Ruben, Hakobyan Ashot, Vahradyan L., Mkrtchyan Hamlet, Petrosyan A., Torosyan, H.. (2024). Production of 117mSn and 119mSn by photonuclear reactions on natural antimony. *Applied Radiation and Isotopes*. 208. 111280. 10.1016/j.apradiso.2024.111280.

Саопштење са међународног скупа штампано у целости (категорија M33)

1. Nikolov Jovana, **Medić Ž.**, Jovancevic Nikola, Hansman Jan, Todorovic Natasa, Krmar Miodrag (2014). Applicability of the $\text{Ge}(n, \gamma)$ Reaction for Estimating Thermal Neutron Flux. *Physics Procedia*. 59. 10.1016/j.phpro.2014.10.011.

План третмана података

Назив пројекта/истраживања
Одређивање ефикасног пресека реакције $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ у енергетском опсегу од 0 до 9.6 MeV
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
а) Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Трг Доситеја Обрадовића 3, Нови Сад б) Флеров лабораторија за нуклеарне реакције, Обједињени институт за нуклеарне науке, Дубна 141980, Руска Федерација в) Обједињени истраживачки центар, Европска комисија, Геел 2440, Белгија
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
Основна истраживања – Министарство науке, просвете и технолошког развоја
1. Опис података
• Врста студије <i>Украјинко описати тип студије у оквиру које се подаци прикупљају</i> Закочним зрачењем озрачавани су узорци направљени од природног индијума у Флеров лабораторији коришћењем NAXSUN методе развијене од стране Обједињеног истраживачког центра. Вршена су мерења вредности ефикасних пресека за интеракцију закочног зрачења и атомских језгра изотопа индијума у ширем енергетском интервалу упадног зрачења од 5 до 23 MeV. Што представља прву студију где је у ширем енергетском опсегу вршена мерења вредности ефикасних пресека. 1.2 Врсте података ☒ а) квантитативни ☐ б) квалитативни 1.3. Начин прикупљања података а) анкете, упитници, тестови б) клиничке процене, медицински записи, електронски здравствени записи в) генотипови: навести врсту _____ г) административни подаци: навести врсту _____ д) узорци ткива: навести врсту _____

ђ) снимци, фотографије: навести врсту _____

е) текст, навести врсту _____

ж) мапа, навести врсту _____

☒ остало: NAXSUN техника, гама спектроскопска мерења

1.3 Формат података, употребљене скале, количина података

1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:

а) Excel фајл, датотека _____

б) SPSS фајл, датотека _____

с) PDF фајл, датотека _____

д) Текст фајл, датотека _____

е) JPG фајл, датотека _____

☒ Спектри гама зрања у формату прилагођеном за Genie2000 софтвер за обраду података

1.3.2. Број записа (код квантитативних података)

а) број варијабли 2

б) број мерења (испитаника, процена, снимака и сл.) 21 поступак озрачавања и 21 гама спектроскопско мерење

1.3.3. Поновљена мерења

а) да

☒ не

Уколико је одговор да, одговорити на следећа питања:

а) временски размак измедју поновљених мера је _____

б) варијабле које се више пута мере односе се на _____

в) нове верзије фајлова који садрже поновљена мерења су именоване као _____

Напомене: _____

Да ли форми и софтвер омогућавају дељење и дугоочну валидност података?

☐ а) Да

☐ б) Не

Ако је одговор не, образложити

2. Прикупљање података

2.1 Методологија за прикупљање/генерисање података

2.1.1. У оквиру ког истраживачког нацрта су подаци прикупљени?

☐ а) експеримент, озрачавање узорака закочним зрачењем и гама спектроскопска мерења

☐ б) корелационо истраживање, навести тип

☐ ц) анализа текста, навести тип _____

☐ д) остало, навести шта _____

2.1.2 Навести врсте мерних инструмената или стандарде података специфичних за одређену научну дисциплину (ако постоје).

HPGe детектори за гама спектроскопска мерења

2.2 Квалитет података и стандарди

2.2.1. Третман недостајућих података

а) Да ли матрица садржи недостајуће податке? Да ☐ Не ☐

Ако је одговор да, одговорити на следећа питања:

- а) Колики је број недостајућих података? _____
- б) Да ли се кориснику матрице препоручује замена недостајућих података? Да Не
- в) Ако је одговор да, навести сугестије за третман замене недостајућих података
- _____

2.2.2. На који начин је контролисан квалитет података? Описати

Квалитет података је контролисан мониторингом током озрачавања узорака закочним зрачењем, анализом снимљених гама спектра и поређењем са доступним подацима.

2.2.3. На који начин је извршена контрола уноса података у матрицу?

Контрола уноса је извршена вишестурким паралелним уносом и провером са постојећим стандардима.

3. Третман података и пратећа документација

3.1. Третман и чување података

3.1.1. Подаци ће бити депоновани у _____
репозиторијум.

3.1.2. URL адреса

3.1.3. DOI

3.1.4. Да ли ће подаци бити у отвореном приступу?

а) Да

☒ б) Да, али после ембарга који ће трајати до 5 година након завршене обраде података

в) Не

Ако је одговор не, навести разлог _____

3.1.5. Подаци неће бити депоновани у репозиторијум, али ће бити чувани.

Образложење

Подаци ће бити чувани на локалним компјутерским дисковима на Природно-математиком факултету у Новом Саду, Флеров лабораторији за нуклеарне реакције Обједињеног института за нуклеарне науке у Дубни и Обједињеног Истраживачког Центра, Европске Комисије.

3.2 Метаподаци и документација података

3.2.1. Који стандард за метаподатке ће бити примењен? Стандарни запис гама спектра.

3.2.1. Навести метаподатке на основу којих су подаци депоновани у репозиторијум.

Име снимљеног спектра, време мерења.

Ако је потребно, навести методе које се користе за преузимање података, аналитичке и процедуралне информације, њихово кодирање, дејалне описе варијабли, запис итд.

3.3 Стратегија и стандарди за чување података

3.3.1. До ког периода ће подаци бити чувани у репозиторијуму? Без ограничења

3.3.2. Да ли ће подаци бити депоновани под шифром? Да ☒ Не

3.3.3. Да ли ће шифра бити доступна одређеном кругу истраживача? Да ☒ Не

3.3.4. Да ли се подаци морају уклонити из отвореног приступа после извесног времена?

Да ☒ Не

Образложити

Подаци ће без временског ограничења бити чувани у електронском запису на Природно-математиком факултету у Новом Саду, Флеров лабораторији за нуклеарне реакције Обједињеног института за нуклеарне науке у Дубни и Обједињеног Истраживачког Центра, Европске Комисије.

4. Безбедност података и заштита поверљивих информација

Овај одељак МОРА бити попуњен ако ваши подаци укључују личне податке који се односе на учеснике у истраживању. За друга истраживања треба такође размотрити заштиту и сигурност података.

4.1 Формални стандарди за сигурност информација/података

Истраживачи који спроводе испитивања с људима морају да се придржавају Закона о

заштити података о личности

(https://www.paragraf.rs/propisi/zakon_o_zastiti_podataka_o_licnosti.html) и одговарајућег институционалног кодекса о академском интегритету.

4.1.2. Да ли је истраживање одобрено од стране етичке комисије? Да ☐ Не ☒

Ако је одговор Да, навести датум и назив етичке комисије која је одобрила истраживање

—

4.1.2. Да ли подаци укључују личне податке учесника у истраживању? Да ☐ Не ☒

Ако је одговор да, наведите на који начин сте осигурали поверљивост и сигурност информација везаних за испитанике:

- а) Подаци нису у отвореном приступу
- б) Подаци су анонимизирани
- ц) Остало, навести шта

—

—

—

5. Доступност података

5.1. Подаци ће бити

а) јавно доступни

☒ б) доступни само уском кругу истраживача у одређеној научној области

ц) заштовени

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести под којим условима могу да их користе:

Подаци ће бити доступни под условом успостављања сарадње на заједничкој обради података и коауторству на објављеним научним радовима.

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести на који начин могу приступити подацима:

Подаци ће на захтев бити достављени заинтересованим истраживачима у електронској форми.

5.4. Навести лиценцу под којом ће прикуљени подаци бити архивирани.

Ауторство - некомерцијално

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Медић Жарко , zarko.medic@ipb.ac.rs

6.2. Навести име и презиме и мејл адресу особе која одржава матрицу с подацима

Др Никола Јованчевић, nikola.jovancevic@df.uns.ac.rs

6.3. Навести име и презиме и мејл адресу особе која омогућује приступ подацима другим истраживачима

Др Миодраг Крмар, krmar@df.uns.ac.rs