



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Страхиња Илић

Анализа функција ефикасних пресека за неутронске
реакције на ^{185}Re и ^{187}Re и анализа специфичне
константе гама дозе за ^{252}Cf

-докторска дисертација-

Нови Сад, 2020.

*Захваљујем се свима који су својим усмеравањима, саветима,
конструктивним критикама и моралном подршком омогућили да овај рад
буде написан.*

Садржај

Увод.....	1
1 Нуклеране реакције.....	5
1.1 Историја нуклеарних реакција.....	5
1.2 Опште особине нуклеарних реакција.....	7
1.2.1 Врсте нуклеарних реакција.....	7
1.2.2 Закони одржања у нуклеарним реакцијама.....	10
1.2.3 Енергетска и просторна расподела честица у нуклеарним реакцијама.....	11
1.3 Дефинисање ефикасног пресека.....	13
1.3.1 Процене вредности ефикасног пресека.....	14
1.3.2 Оптички модел.....	17
1.3.3 Директне реакције.....	19
1.3.4 Реакције сложеног језгра.....	20
1.3.5 Реакције тешких јона.....	30
1.3.6 Базе нуклеарних података.....	34
2 Реакције индуковане неутронима.....	39
2.1 Зависност вредности ефикасних пресека у реакцијама индукованим неутронима од њихове енергије.....	40
2.1.1 Неутронски извори.....	42
2.1.2 Модерација неутрона.....	45
2.1.3 Детекција неутрона.....	47
2.1.4 Захват неутрона.....	52
2.2 Неутронска активациона анализа.....	53
3 Теоријски прорачуни параметара нуклеарних реакција.....	58
3.1 TALYS 1.9.....	58
3.1.1 Нуклеарни модели коришћени у TALYS коду.....	59
3.1.2 Густине енергетских нивоа језгра.....	64
3.2 EMPIRE 3.2.3.....	70
3.2.1 Унапређени општи суперфлуидни модел.....	72
3.2.2 Микроскопски комбинациони модел густине енергетских нивоа.....	73

4	Одређивање ефикасних пресека за неутронима индуковане реакција на изотопима ренијума.....	75
4.1	Особине ренијума.....	75
4.2	Неутронима индуковане реакције на ренијуму.....	78
4.3	Експериментална поставка.....	79
4.3.1	NAXSUN техника	79
4.3.2	Активација дискова направљених од ренијума	80
4.3.3	Гама спектрометријска мерења	87
4.3.4	Одређивање вредности ефикасног пресека реакција за енергију неутрона од 18,1 MeV	96
4.3.5	Одређивање почетне функције за метод деконволуције (unfolding)	100
4.3.6	Резултати unfolding процедуре за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	105
4.3.7	Резултати unfolding процедуре за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	109
4.3.8	Резултати теоријских прорачуна	112
4.3.9	Дискусија добијених резултата	116
5	Дозиметријске величине	119
5.1	Експозициона доза	119
5.2	Апсорбована доза	120
5.3	Еквивалентна доза.....	121
5.4	Рачунање експозиционе и апсорбоване дозе.....	122
5.4.1	Керма.....	122
5.4.2	Специфична гама константа	122
5.4.3	Масени енергетски коефицијент апсорпције и извођење формуле за специфичну гама константу.....	123
6	Особине калифорнијума.....	126
7	Резултати одређивања специфичне гама константе извора ^{252}Cf	130
7.1	Експериментална поставка.....	130
7.2	Обрада експерименталних података	132
7.2.1	Одређивање ефикасности детекторског система.....	136
7.3	Одређивање специфичне гама константе	138
7.4	Дискусија добијених вредности гама константе извора ^{252}Cf	145

Закључак	148
Библиографија.....	152
Биографија.....	162
Кључна документацијска информација.....	163

Списак слика

Слика 1.1 – Ефикасан пресек за реакцију ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Подаци за цртање графика преузети са (72).....	9
Слика 1.2 – Разлика у изгледу спектра у зависности од врсте реакције. Са леве стране приказан је пример спектра код нуклеарних реакција које се описују теоријом сложеног језгра, док са десне су директне реакције. Види се и да реакције изазване протонима имају енергетски праг, услед присуства Кулоновог потенцијала језгра мете.....	12
Слика 1.3 – Просторна расподела излазних честица у зависности од типа реакције.	13
Слика 1.4 – Расејање упадне честице и дефинисање параметра b – најближе растојање упадне честице од језгра мете.....	14
Слика 1.5 – Шематски приказ зона интеракција у описивању нуклеарних реакција.	16
Слика 1.6 – Функције V и $W(dV/dr)$ у оптичком моделу за вредности параметара у формули (1.24) $V=40\text{MeV}$, $R = 1.25A^{1/3}$, $a = 0.523 \text{ fm}$, за језгро масеног броја 64.....	18
Слика 1.7 – Пример фитовања параметара на основу експерименталних података за диференцијални ефикасан пресек и поларизације за еластично расејање протона упадних енергија 10 MeV. Експериментални подаци су означени тачкама, док су пуним линијама представљени подаци добијени фитовањем параметара. Слика преузета из (51)	18
Слика 1.8 – Импулси честица које учествују у реакцији.....	19
Слика 1.9 – Диференцијалан ефикасан пресек за нееласично расејање ${}^3\text{H}$ на ${}^{90}\text{Zr}$. Слика преузета из (52).	20
Слика 1.10 – Укупан ефикасан пресек за реакцију $(\alpha, {}^{209}\text{Bi})$ је представљен пуном линијом, док су испрекиданом представљени поједини канали реакције (53) (54).....	21
Слика 1.11 – Вредност ефикасног пресека за реакцију $n, {}^{115}\text{In}$ за различите енергије неутрона. Присутни су резонантни скокови у вредности ефикасног пресека (55).....	23
Слика 1.12 – Енергија везе по једном нуклеону у зависности од масеног броја (56).....	25
Слика 1.13 - Потенцијална енергија у зависности од степена деформисаности језгра у општем случају. За мале деформације енергија се повећава са повећавањем растојања како долази до повећавања површине језгра.	26
Слика 1.14 – Зависност времена полураспада језгара која доживљавају спонтану фисију у односу на Z^2A (58).....	27
Слика 1.15 – Массена дистрибуција фисионих фрагмената након фисије ${}^{235}\text{U}$ након захвата термалног неутрона (59).....	28

Слика 1.16 – Ефикасан пресек за фисију индуковану неутронима за ^{235}U и ^{238}U (51). Вредност ефикасног пресека за термалне неутроне (0,025eV) за ^{235}U износи 584 b и опада са порастом енергија неутрона. За фисију ^{238}U ефикасан пресек има занемарљиве вредности до енергија око 1 MeV.	29
Слика 1.17 – Зависност врсте реакције од путање упадне честице. Путање 1 и 2 представљају расејања упадних честица, код путање 3 почињу да се одигравају нуклеарне реакције, док директни чеони судар (путања 4) је заслужан за потенцијалну фузију.	31
Слика 1.18 – Ефикасни пресеци за реакцију $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{207}\text{Pb}$ за различите енергије упадних честица (60).	32
Слика 1.19 – Ефикасан пресек за реакцију фузије у зависности од енергија језгара ^{16}O и ^{27}Al . Експериментални подаци су из (61; 62; 63; 64), Слика из (65).	33
Слика 1.20 – Честице у судару у случају када угаони моменти имају превелике вредности да би дошло до реакције фузије. Долази до краткотрајног спајања, када се понашају као једно тело и долази до могуће размене нуклеона	34
Слика 1.21 – Број експерименталних извора у EXFOR бази података.....	35
Слика 1.22 – Експериментално доступне вредности ефикасних пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,2n)^{184m}\text{Re}$	37
Слика 1.23 – Процењене вредности ефикасних пресека из ENDF бата података и експериментално добијена вредност (само један у целом енергетском опсегу).	37
Слика 1.24 – Процењене теоријске вредности ефикасног пресека $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ у целом енергетском опсегу (74). Приказане су и постојеће експерименталне вредности оид неколико аутора, добијене у опсегу енергија до 15 MeV (13).	38
Слика 2.1 – Класификација реакција индукованих неутронима.	40
Слика 2.2 – Промена ефикасног пресека у резонанцији у зависности од температуре.	41
Слика 2.3 – Зависност вредности ефикасног пресека реакција индукованих неутронима од њихове енергије (75).	42
Слика 2.4 – Спектар неутрона добијених из извора Ra-Be (49).	44
Слика 2.5 – Расподела неутрона који се емитују реакцијом $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ (51).	44
Слика 2.6 – Расподела неутрона по брзинама (енергијама) за три различите температуре 293 K, 493 K и 593 K. Расподела неутрона подлеже Максвеловој расподели. Слика преузета из (76).	46
Слика 2.7 – Вредности ефикасног пресека за реакције $^3\text{He}(n,p)$, $^8\text{Li}(n,\alpha)$ и $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ где се види зависност вредности са $1v$ са знацима резонације не 100 keV.	49
Слика 2.8 – Шематски приказ механичког раздвајања неутрона по енергијама. Слика преузета из (78).	49
Слика 2.9 – Спектар неутрона техником мерења времена прелета за реакцију $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$. Слика преузета из (79).	50
Слика 2.10 – Реални спектар моноенергетских неутрона снимљен уз помо сцинтилационог детектора (80).	51

Слика 2.11 – Шематски приказ прелаза између енергетских нивоа у језгру побуђивања захватом неутрона.....	52
Слика 2.12 – Процес емитовања гама зрачења током активације неутрона упадним честицама.....	54
Слика 2.13 – Спектар неутрона насталих у фисионом реактору.....	56
Слика 3.1 – Шематски приказ тока података током TALYS симулација.....	60
Слика 3.2 – Ефикасан пресек рачунат оптичким моделом за реакцију упадних неутрона на олову.....	61
Слика 3.3 – Размена пара честица-шупљина код модела ексцитона.....	62
Слика 3.4 – Ток могућих реакција које се рачунају у процесу рачунања ефикасног пресека.....	63
Слика 3.5 – Графичко окружење (GUI) EMPIRE 3.2.3 за Windows окружење.....	71
Слика 4.1 – Ренијум - чист метал и његова руда.....	76
Слика 4.2 - Ван Де Граф генератор у ЈРЦ Геел постројењу. Слика преузета из (23).....	81
Слика 4.3 - Експериментална поставка приликом ирадијације дискова од ренијума (33)..	83
Слика 4.4 – Приказ флуksа неутронна у зависности од положаја диска током ирадијације. Слика преузета уз модификовање из (129).....	83
Слика 4.5 – Збир неутронских спектра за сваки појединачан положај и изглед сумарног неутронског спектра. Слика преузета из (129).....	84
Слика 4.6 – Позиција јонизационих комора за контролу неутронског флуksа (33).....	85
Слика 4.7 – Неутронски спектар (а) и неутронски спектарнакон урачунате флукуације струје упадних јона на мету која производи неутроне (б) (33; 125).....	86
Слика 4.8 – Гама спектри седам идентичних дискова снимљени непосредно након њихове ирадијације (33).....	93
Слика 4.9 – Гама спектри седам идентичних дискова снимљени три месеца након њихове ирадијације.....	94
Слика 4.10 – Положај гама линија са енергијама и изотопом ренијума од којих потичу на основу којих су рачунате сатурационе активности (33).....	95
Слика 4.11 – Јонизационе коморе са ^{235}U и ^{385}U коришћене у експерименту за контролу неутронског флуksа (33).....	98
Слика 4.12 – Добијена вредност ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ упоређена са вредностима теоријских прорачуна из различитих база података (33).....	99
Слика 4.13 - Добијена вредност ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{Re}$ упоређена са вредностима теоријских прорачуна из база података (33).....	99
Слика 4.14 – Графичко окружење програма WinDona sa Windows оперативни систем. .	101
Слика 4.15 – Почетна функција за процес unfolding-a са коридором грешака за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ (33).....	103

Слика 4.16 – Почетна функција за процес unfolding-а са коридором грешака за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	104
Слика 4.17 – Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (б) алгоритма за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	105
Слика 4.18 – Средња вредност unfolding функције упорешђена са постојећим експерименталним резултатима (постоји само један) (14) и ENDF базама података (74).	106
Слика 4.19 – Почетна функција за процес unfolding-а без диска 2 на којем је примећена системска грешка за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	107
Слика 4.20 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (а) алгоритма без диска 2 за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	107
Слика 4.21 – Упорешђивање експериментално добијене вредности ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV са постојећим експерименталним вредностима (14) и теоријским вредностима из различитих база података (74) за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.	108
Слика 4.22 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (а) алгоритма за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	109
Слика 4.23 – Почетна функција за процес unfolding-а без диска 2 за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	110
Слика 4.24 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (а) алгоритма без диска 2 за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	110
Слика 4.25 - Упорешђивање експериментално добијене вредности ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV са постојећим експерименталним вредностима (136; 137; 138; 139; 140) и различитим теоријским вредностима различитих база података (74) за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	111
Слика 4.26 – Поређење различитих модела густина нивоа из TALYS 1.9 прорачуна са функцијом ефикасних пресека добијеном unfolding методом за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и постојећим експерименталним подацима.	113
Слика 4.27 - Поређење различитих модела густина нивоа из TALYS 1.9 прорачуна са функцијом ефикасних пресека добијеном unfolding методом за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ и постојећим експерименталним подацима.	114
Слика 4.28 – Прорачуни EMPIRE 3.2.3 за различите моделе густине нивоа упорешђени са експериментално добијеном вредношћу ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV добијеном у раду, са постојећом експерименталном вредношћу (14), као и са добијеном функцијом ефикасног пресека unfolding методом за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	115
Слика 4.29 - Прорачуни EMPIRE 3.2.3 за различите моделе густине нивоа упорешђени са експериментално добијеним вредностима (138; 136; 139; 140; 137) ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV, са постојећим експерименталним вредностима, као и са добијеном функцијом ефикасног пресека unfolding методом за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.	116

Слика 5.1 – Масени енергетски коефицијент апсорпције и масени атенуациони коефицијент као функцију упадног зрачења. Слика преузета (145).	124
Слика 6.1 – Процес добијања ^{252}Cf бомбардовањем ^{239}Pu неутронима (148).	126
Слика 6.2 – Распад ^{252}Cf алфа распадом на ^{248}Cm са алфа неколико група алфа честица различитих енергија.....	127
Слика 6.3 – Енергетски спектар неутрона емитованих фисијом ^{252}Cf . Слика преузета из (148).....	128
Слика 6.4 – Масена расподел фисионих фрагмената за неколико врста језгара која доживљавају овај вид распада. Слика преузета из (150).	128
Слика 6.5 – Шема распада потомка ^{252}Cf - ^{249}Cm	129
Слика 7.1 – Експериментална поставка детектора у гвоздној заштити. Слика преузета из (75).....	131
Слика 7.2 – Оловна заштита са системом за хлађење. Слика преузета из (75)	132
Слика 7.3 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2008. године.	133
Слика 7.4 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2013. године.	134
Слика 7.5 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2019. године	134
Слика 7.6 - Положај гама линија 333,37 keV и 388.17 keV које потичу од ^{249}Cf у спектру снимљеном 2019. године.....	135
Слика 7.7 – Вредности ефикасности детекторског система добијене из калибрационог изовра, приликом снимања спектра калифорнијума 2008.и 2013.године	137
Слика 7.8 – Вредности ефикасности декеторског система добијене из калибрационог извора, приликом снимања спектра калифорнијума 2019. године.	137
Слика 7.9 – Нумеричке вредности маесног апсорпционог коефицијента за зрачење различитих енергија.....	138
Слика 7.10 – Промена вредности специфичне гама константе: а) са урачунатим свим детектованим радионуклидима; б) без радионуклида са већим временима полураспада у односу на ^{252}Cf који се могу сматрати нечистоћама.....	147

Списак табела

Табела 1.1 – Језгра која доживљавају фисију са вредностима енергије везе, енергије активације и ефикасног пресека за индуковану фисију.....	23
Табела 2.1 – Класификација неутрона по енергијама.	43
Табела 2.2 – Губитак енергије у сваком судару неутрона у зависности од језгара са којима доживљава судар.....	46
Табела 4.1: Списак изотопа ренијума (120; 121; 122; 123; 124)	76
Табела 4.2: Реакције индуковане неутронима на природним изотопима ^{185}Re и ^{187}Re	78
Табела 4.3 – Енергије неутрона добијене Ван Де Графовим генератором из различитих реакција (23).	82
Табела 4.4 – Енергије упадних јона и добијених неутрон са временом озрачивања дискова (33).....	84

Табела 4.5 – Реакције два изотопа ренијума са неутронима, настали изотопи са гама линијама које емитују.....	87
Табела 4.6 – Активности из поменуте две гама линије спектра за обе реакције (33).	96
Табела 4.7 – Неутронски флуks за обе реакције као и ефикасан пресек за енергије неутрона од 18,1 MeV добијени из диска број 4 који није померан током озрачивања (33).....	98
Табела 4.8 – Вредности средњих енергија неутрона E_k и средњих ефикасних пресека σ_k . (33).....	103
Табела 4.9 - Вредности средњих енергија неутрона E_k и средњих ефикасних пресека σ_k	104
Табела 4.10 – Упоредивање параметра s – суме релативне девијације за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	109
Табела 4.11 - Упоредивање параметра s – суме релативне девијације за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{183}\text{W}$	111
Табела 4.12 – Вредности ефикасних пресека добијених TALYS кодом за обе реакције за енергије неутрона од 18,1 MeV.	113
Табела 4.13 – Прорачуни вредности ефикасних пресека различитим моделима густина стања EMPIRE 3.2.3 за енергију неутрона од 18,1 MeV упоређени са вредношћу добијеном у овом раду за обе реакције.	115
Табела 5.1 – Вредности специфичне јонизације, линеарног енергетског фактора и фактора квалитета зрачења (81).	121
Табела 6.1 – Енергије алфа честица емитованих α распадом ^{252}Cf	127
Табела 7.1 – Листа радионуклида идентификованих у снимљеним спектрима.	136
Табела 7.2 – Рачунање специфичне гама константе за сваку гама линију спектра из 2008. године.....	139
Табела 7.3 – Рачунање специфичне гама константе за сваку гама линију спектра из 2013. године.....	141
Табела 7.4 – Рачунање специфичне гама константе по гама линијама за спектар из 2019. године.....	143
Табела 7.5 – Вредности специфичне гама константе за три различите године, рачунате на основу снимљених гама спектра.	145
Табела 7.6 – Гама линије које потичу од ^{154}Eu које се могу идентификовати у спектру... 146	
Табела 7.7 – Вредности специфичне гама константе извора калифорнијума за различите године у случају одузимања доприноса ^{249}Cf , ^{155}Eu и ^{154}Eu	147

Увод

Развојем људског друштва и све већим степеном научно-технолошког напретка, јавља се потреба за коришћењем нових врста материјала, који ће бити у стању да унапреде постојеће функције, или доведу до развоја нових. Да би се то могло учинити, потребно је познавање свих релевантних својстава нових материјала, као и њихово понашање у окружењу у којем ће имати практичне примене. У овом раду ће бити реч о два елемента који имају све ширу примену у различитим областима.

Ренијум представља елемент са редним бројем 75 у периодном систему. Може се наћи у природи у облику руде ренита (ReS_2) и представља један од најређе заступљених елемената на Земљи (1). Ренијум је задњи откривени елемент који се може наћи у природи, чије је постојање предвидео Менделејев приликом формирања периодног система елемената. Постоји преко 30 изотопа овог елемента од којих су само два природно заступљена: ^{185}Re и ^{187}Re са учесталošћу од 37,4% и 62,6%, редом.

Ренијум се са својим карактеристикама показао као потенцијално користан материјал у широком опсегу примена. Са високом тачком топљења од 3180°C , што представља трећу највишу температуру топљења свих елемената (2), и великом механичком издржљивошћу, нашао је примену у авио и свемирској индустрији. Изотоп ренијума користи се и као извор напајања у случајевима када је потребан стабилан извор, као код различитих врста сателита, или у војне сврхе (3). Такође, примену има и у фундаменталним истраживањима у астрофизици коришћењем Re/Os хронометра (4; 5). Поред тога, има све ширу примену у медицинске сврхе, у сврху дијагностике и лечења канцерогених обољења (6; 7; 8; 9; 10; 11). Легуре ренијума заједно са бором представљају ефикасне апсорбере неутрона, што има потенцијалну примену као регулатор неутронског флукса у нуклеарним реакторима (12). Међутим, ренијум још увек није нашао примену у постојећим нуклеарним реакторима. Поред особине да његове легуре добро апсорбују неутроне, чињеница да има веома високу тачку топљења чини ренијум материјалом који би могао да се користи приликом развоја нове генерације нуклеарних реактора.

За све потенцијалне примене ренијума у медицинске сврхе, развој нуклеарне енергетике, истраживања у астрофизици постоји потреба за што прецизнијим одређивањем ефикасних пресека ренијума за реакције са неутронима, поготово за реакције неутронске активације, што је и била тема овог рада за два изотопа ренијума који се могу наћи у природи. Одређивање поузданих вредности ефикасних пресека је изузетно битно, како за теоријска, тако и за примењена истраживања. Такође од посебне важности је и прикупљање релевантних спектроскопских података. Тачно и прецизно детерминисање ових параметара је потребно за разумевање фундаменталних особина нуклеарних реакција. На пример, развој теоријских модела који би описали неутронске нуклеарне реакције је једино могуће

ако постоје поуздани и комплетни експериментални подаци. Увидом у постојеће експерименталне податке (13) за реакције неутрона на ренијумовим изотопима, може се приметити да они нису потпуни за све могуће реакције, као ни за широки енергетски опсег упадних неутрона, где се енергије које су од значаја протежу и до 20 MeV. Као пример може се навести реакција, чији је ефикасан пресек и рачунат у овом раду, $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$, за коју постоји само један експерименталан податак за вредност ефикасног пресека (14) у опсегу од 13 до 20 MeV.

У раду су добијене вредности ефикасних пресека за реакције $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ за енергије упадних неутрона у опсегу од 13,08 до 19,5 MeV посебним обликом неутронске активационе технике која је развијена у ЈРЦ Геел у Белгији (15), (16; 17; 18), где је и обављен целокупан експеримент, која се зове NAXSUN (Neutron Activation X-Section determined using Unfolding). Неутронска активациона анализа као метода почиње са развојем веома брзо након открића неутрона и своди се на бомбардовање неутронима различите врсте мета, које се доводе у стање радиоактивности. На овај начин је могуће утврдити састав непознатих узорака тако што се мери индукована радиоактивност настала у реакцији неутрона са језгрима мете. Развојем различитих врста акцелератора, нових врста детектора, као и пропратне апаратуре за скупљање и обраду експерименталних података неутронска активациона анализа је постала високо прецизна и релевантна метода која је нашла примену у великом броју области, од геологије, форензике, индустрије, провере квалитета материјала, очувању животне средине итд. (19; 20; 21; 22)

NAXSUN метода се заснива на мерењу активности проузроковане бомбардовањем различитих мета неутронима широког опсега енергија, за разлику од већине неутронских активационих анализа где се користе или моноенергетски неутрони, или неутрони уских енергетских опсега. Као мете у овом раду коришћено је седам дискова направљених од природног ренијума чистоте 99,9%. Ротирањем дискова приликом ирадијације обезбеђено је да сваки од дискова буде озрачен различитим неутронским флуksom, широког опсега енергија (од 13 до 20 MeV) који се међусобно преклапају. Неутрони су добијани бомбардовањем мете од $\text{Ti} - ^3\text{H}$ деутеронима убрзаваним Ван де Графовим генератором (23). Један од седам дискова је држан у мировању приликом ирадијације, чиме је он озрачен моноенергетским неутронима од 18,1 MeV. Помоћу овог диска добија се апсолутна вредност ефикасног пресека на тој енергији за обе испитивне реакције. Ова вредност представља нормализациону вредност за функцију ефикасних пресека у енергетском опсегу од 13,08 до 19,5 MeV, методом деконволуције (unfolding).

У циљу добијања вредности ефикасног пресека реакција, потребно је одредити активност радионуклида од интереса који је произведен у процесу активације. Ово се врши на основу гама спектрометарске анализе спектра који су снимљени, односно идентификацијом сваке од гама линија у спектру. Приликом активације долази до стварања великог броја радиоизотопа који су гама емитери, те одброј у већини линија спектра представља допринос два или више настала радиоизотопа. Како времена полураспада

насталих радиоизотопа након активације имају велики опсег, од неколико часова, па до преко 160 дана, вршена су два мерења гама спектра озрачених дискова. Прво мерење је вршено непосредно након озрачивања, а друго три месеца касније. Снимањем гама спектра у два различита временска интервала, са размаком од неколико редова величине већим од времена полураспада краткоживећих изотопа која су настала, омогућава се уклањање доприноса ових изотопа у одброју другог снимљеног спектра. Тако се повећава број линија које се могу приписати искључиво једном изотопу. Вредност активности за поједини изотоп, заједно са прецизним познавањем неутронског флукса у сваком тренутку током ирадијације, представљају неопходне вредности за израчунавања ефикасног пресека методом деконволуције (unfolding). Ово је рађено алгоритмима MAXED и GRAVEL (24; 25), чиме се добија функција ефикасног пресека за енергије неутрона у читавом опсегу од интереса.

Поред ренијума, испитиван је још један елемент са широком практичном применом, ^{252}Cf . Калифорнијум представља шести транурански елемент, добијен бомбардовањем мете од киријума алфа честицама. Познато је 20 различитих изотопа калифорнијума, међутим само је изотоп 252 нашао широку практичну примену. Карактеристика ^{252}Cf је та да има два канала распада. Распада се емитовањем α честица у 96.91% распада, а 3.09% спонтаном фисијом. Управо због распада ^{252}Cf путем фисије, као и због повољног времена полураспада, које износи 2.645 година, овај радиоизотоп представља стабилан извор неутрона, који је као такав нашао различите примене. Користи се као извор неутрона у неутронској активационој анализи (26), затим у процесима мерења влаге и густине земљишта (27). Калифорнијум 252 се такође користи као иницијатор ланчане реакције фисије у гориву нуклеарних реактора (28). Једна од битнијих примена овог радиоизотопа је у медицини. Користи се у брахитерапији, за лечење канцерогених обољења (29; 30; 31).

Већина радиоизотопа који се користе у терапијске сврхе представљају гама емитере. Калифорнијум је у том смислу специфичан, јер се он користи као извор неутрона. Међутим, поред емитованих неутрона, присутно је у одређеној мери и гама зрачење. Гама зрачење потиче од настанка ^{249}Cm , приликом алфа распада калифорнијума, који се може наћи у неком од побуђених стања, као и од великог броја насталих фисионих фрагмената. Укупна доза коју даје овакав извор представља збир дозе која потиче од гама и од неутронске компоненте зрачења. Биолошка ефикасност неутронског зрачења је и до 20 пута већа, те се допринос гама зрачења у укупној дози калифорнијумовог извора занемарује.

Процена експозиционе дозе за изворе једноставних геометрија, који су емитери гама или X зрачења може се урадити дефинисањем специфичне гама константе. Ова величина описује дозу коју даје извор јединичне активности на јединичном растојању. Како је шема распада ^{252}Cf добро позната, специфична гама константа калифорнијумовог извора је добро позната за ново произведен извор. Како велики број фисионих фрагмената који настају распадом калифорнијума представљају гама емитере, поставља се питање како утиче њихово нагомилавање у капсули извора утиче на укупну дозу која потиче од гама зрачења,

што је била полазна мисао у вези са овим радом. У циљу тога снимана су три различита спектра једног калифорнијумовог извора у размаку од 10 година. За сваки од временских тренутака рачуна се специфична гама константа и прати се постоји ли промена у њеној вредности. Овај део експерименталних мерења вршен је на Катедри за нуклеарну физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду.

Рад се састоји из два дела. Први део се бави проучавањем ефикасних пресека за неутронима индуковане реакције на изотопима ренијума ^{185}Re и ^{187}Re , а други испитивањем промене специфичне константе гама дозе извора ^{252}Cf . Оба дела се заснивају на примени истих техника – гама спектроскопских мерења. Добијени резултати и за неутронима индуковане реакције на ренијуму и информације о карактеристикама специфичне гама константе могу наћи примену у развоју нуклеарних технологија, пре свега у фундаменталним примењеним истраживањима са неутронима. Резултати у овом раду су објављени у научним часописима (32; 33).

У поглављу 1 биће дат историјски преглед нуклеарних реакција, као и њихова подела, са дефинисањем вероватноће њиховог одвијања у виду ефикасног пресека. Поглавље 2 говориће о неутронима изазваним реакцијама, основе интеракције неутрона са материјом, начин њиховог детектовања, као и физичке основе неутронске активационе анализе. О начину прорачуна различитих параметара нуклеарних реакција биће речи у поглављу 4, кроз два програмска кода која су коришћена, TALYS и EMPIRE, као и о теоријским основама на којима раде. Основе NAXSUN технике, експериментална поставка и начин одређивања функције ефикасних пресека за две реакције индуковане неутронима на изотопима ^{187}Re и ^{185}Re биће садржај поглавља 4. Следећа глава ће описати релевантне дозиметријске величине, као и начин да се експериментално одреди специфична гама константа на основу снимљеног гама спектра извора, као и особине калифорнијума у поглављу 6. Мерење гама спектра калифорнијумовог извора снимљена у три различита временска интервала, њихова обрада и идентификација физионих фрагмената, са рачунањем специфичне гама константе и праћењем промене њене вредности биће изложено у поглављу 7. Након ове главе налази се закључак који ће се бавити дискусијом добијених резултата.

1 Нуклеране реакције

1.1 Историја нуклеарних реакција

Нуклеарне реакције представљају процес судара две честице када долази до нуклеарне интеракције између њих. У овом процесу долази до размене енергије између честица које учествују у судару, као и до могуће промене састава једне или обе честице. Већина података о нуклеарним реакцијама добијени су излагањем језгара честицама које имају кинетичку енергију довољну за пролазак кроз електронски омотач атома, као и за савладавање потенцијала језгра (у случају да су честице позитивно наелектрисане). Нуклеарне реакције могу бити изазване наелектрисаним и ненаелектрисаним честицама, као и квантима електромагнетног зрачења. У случају бомбардовања језгара наелектрисаним и ненаелектрисаним честицама, нуклеарне реакције се одигравају под дејством јаке и слабе интеракције, док у случају интеракције језгара са електромагнетним зрачењем реакција је изазвана електромагнетном интеракцијом у домену самог језгра.

Интерес за природу нуклеарних реакција је двојак. Прво, динамички процес који настају расејањем или трансмутацијом је тема проучавања сама по себи. Друго, овакав процес обезбеђује највећи део табеларних података нуклеарних језгара. Развој акцелераторских и детекторских система довео је до опширног и детаљног знања енергетских нивоа великог броја језгара и ово познавање често превазилази теоријска предвиђања. Ова два аспекта проучавања нуклеарних реакција су блиско повезана како је неопходно разумевање динамике реакције у циљу обезбеђивања поузданих вредности параметара нивоа у језгру.

До 1919. године знатан број феномена који су у вези са расејањем α честица на лаким језгрима био је истраживан од стране Радерфорда (Ernest Rutherford) и његових ученика. Један од феномена који је примећен је производња сцинтилација на цинк-сулфидном екрану који је постављен у близини извора α честица у ваздуху, али на растојању већем од домета α честица. Проучавања у гасној комори довела су Радерфорда (34) до закључка да се атоми азота дезинтегришу у судару са α честицама и да атом водоника, који се том приликом ослобађа, представља градивни део атома азота. Примећени процес је:



Јасан доказ за ову претпоставку је обезбеђен од стране Блакета који је користио Вилсонову маглену комору (35). Откриће ове реакције представља и откриће вештачки индуковане трансмутације.

Године 1932, Кокфорд (John Douglas Cockcroft) и Волтон (Ernest Thomas Sinton Walton) (36; 37) који су радили у Кевендишовој лабораторији показали су да реакције као

претходно поменути могу бити изазване у супротном смеру, убрзавањем протона. Прва успешна реакција на овај начин изазвана је:

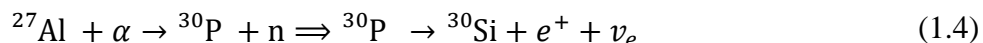


користећи протоне енергија 125 keV. Ова реакција представља зачетак развоја акцелератора свих врста. Експеримент је потврдио Ајнштајнову релацију о еквивалентности масе и енергије, као и теорију Гамова (George Gamow) да постоји вероватноћа да честице које имају мању енергију од висине енергетске баријере језгра продру у његову унутрашњост. Још један пример вештачки индуковане реакције која има велики значај јер је заслужна за откриће неутрона:



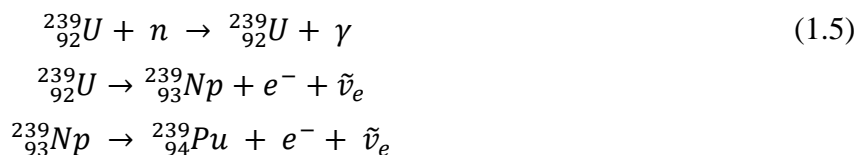
Зрачење које је примећено да се емитије после реакције тумачено је као γ зрачење које настаје деекситовањем побуђених стања у којима се налазе новонастала језгра и поред тога што је примећено да оно има способност да избија водоник из материјала. Чедвик (James Chadwick) је приметио да ово зрачење проузрокује узмак на језгрима лаких елемената. Ово је приписано присуству неутралне честице као зрачења, а не γ кванту, која има приближну масу протону. Он је у свом експерименту (38) израчунао да је маса овакве честице 1.16 амј (атомске јединице масе), што је и потврђено са још неколико експеримената.

Експерименти у којима се стварају нова језгра вештачким путем могу довести до стварања радиоактивних језгара која не постоје у природи. Прво вештачки индуковано радиоактивно језгро приметили су И. Кири (Irène Curie) и Ф. Жолио (Frédéric Joliot) када су бомбардовали мету од алуминијума α честицама (39):



Овај експеримент је од значаја и по томе што је детектован и први позитронски емитер. Поред коришћења честица као пројектиле којима су бомбардована тешка језга, почело се са коришћењем и протона, деутерона и неутрона (40). Када се користе α честице и протони као пројектили за гађање језгара, добијају се позитронски извори (β^+ распад), јер долази до повећавања односа протона и неутрона. Када се користе неутрони као пројектили и у случају да буду захваћени од стране језгара мете, однос протона и неутрона у њима се смањује, те на тај начин настају β^- емитери. Погодност код неутрона је та да на њих не утиче потенцијал језгра, те се коришћењем неутрона као честица пројектила добила вештачки проузрокована радиоактивност код великог броја језгара реакцијама (n, γ), (n, β) и (n, α). Бројни експерименти из тог доба довели су и до закључка да се количина радиоактивних језгара која се произведу у случају бомбардовања неутронима повећава када се неутрони успоравају материјалима који у себи садрже водоник (41).

Експерименти са бомбардовањем неутронима довели су до идеје о могућем стварању језгара чији је редни број већи од 92 (стварање трансураних елемената), који би настајали захватом спорих неутрона (40) на урану, а затим и β^- распадом:



Хемијском сепарацијом мете од урана која је бомбардована неутронима очекивало се добијање трануранских елемената или неких од потомака који се могу наћи у низу α распада. Већина радиоактивности која је настала није припадала очекиваним језгрима, већ су нађени елементи алкалних метала, као баријум, од стране Хана (Otto Hahn) и Штрасмана (Fritz Strassmann) (42). Како у ове резултате није било сумње, Фриш (Otto Robert Frisch) и Мајтнер (Lise Meitner) су предложили да се захватом неутрона од стране урана, новонастало језгро може довести у стање које је довољно деформисано како би се оно распало на два приближно једнака дела, уз ослобађање енергије. Први пут се у објашњавању овог процеса користи реч фисија (43; 44). У веома кратком периоду од открића фисије велики број експеримената је урађен како би се установиле главне карактеристике распада. Установљени су следећи принципи: да се уран распада фисијом на велики број комбинација пара језгара, да продукти фисије имају кинетичку енергију реда величине 75 MeV и из распада се разлећу у супротним смеровима, да су настали фрагменти нестабилни како имају вишак неутрона и распадају се низом β^{-} распада до стабилних језгара и да поред настала два главна фрагмента фисије долази и до ослобађања неколико неутрона. Фисија је теоријски објашњена од стране Бора (Niels Bohr) и Велера (John Archibald Wheeler) користећи модел капи (45).

1.2 Опште особине нуклеарних реакција

1.2.1 Врсте нуклеарних реакција

Нуклеарне реакције се грубо могу поделити, на основу начина на који се теоријски описују на еластична расејања, директне нуклеарне реакције и нуклеарне реакције сложеног језгра.

Најједноставнија апроксимација интеракције представља еластично расејање две честице, где не долази до губитка кинетичке енергије. Пример оваквог расејања је Кулоново расејање, које је од великог значаја за физику. Понашање наелектрисаних честица у Кулоновом пољу се описује апроксимацијом да се упадне честице посматрају као тачкаста наелектрисања. Наведена формула за диференцијални ефикасан пресек је изведена коришћењем класичне механике од стране Радерфорда за упрошћен случај када је маса мете много већа од масе упадне честице, односно узмак мете се занемарује. Израз остаје исти уколико је упадна честица позитивног или негативног наелектрисања:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi E \epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.6)$$

θ представља угао расејања, E , енергију упадне честице, Z_1 и Z_2 наелектрисања учесника расејања.

Почетни експерименти нису били довољни да се досегне само језгро, те се наставком сличних експеримената расејања на различитим језгрима, уз различите енергије упаних честица, могао дистићи тренутак када долази до скретања α честица са Кулонове путање и када долази до одступања од Радерфордове формуле диференцијалног ефикасног пресека (46). То је тренутак када α честице упадају у домет јаке нуклеарне интеракције са језгром. Са познатом енергијом упаних честица и углом расејања при којима долази до одступања од диференцијалног ефикасног пресека који је добио Радерфорд, може се добити најближе растојање којем упадне α честице прилазе језгру:

$$R = \left(1.41 A^{\frac{1}{3}} + 2.11 \right) \cdot 10^{-15} \text{m} \quad (1.7)$$

где чланови у загради представљају полупречнике језгра и α честице. Закључено је да језгро има приближно равномерну распоређеност материје, како полупречник зависи са $A^{\frac{1}{3}}$, те се може посматрати као кап течности. Ово наравно није сасвим тачно, јер материја у језгру нема јасну ивицу, те се може дефинисати полупречник где густина упадне на половину у односу на вредност у средни језгра. Експериментални подаци са α честицама дају већу вредност полупречника језгра од ове вредности, како α честице почињу да интерагују јаком интеракцијом са језгром на растојању где је густина расподеле матрије врло мала.

Тачан опис тока нуклеарне реакције захтева комплетно познавање нуклеарног језгра. Међутим, то још увек није постигнуто, односно, постоји различити број теоријских модела који се заснивају на различитим претпоставкама и сваки од модела успева да објасни поједине особине језгара. Описивање механизма који се одвијају током нуклеарних реакција заснива се на постојећим моделима нуклеарних језгара и такође успевају да репродукују само поједине експериментално сакупљене податке. Нуклеарне реакције се могу поделити у две групе:

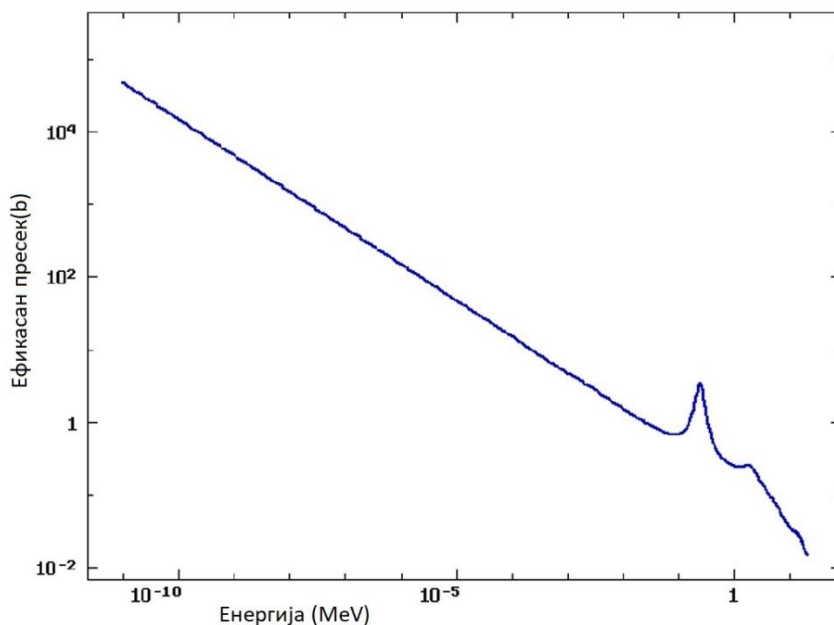
- Директне нуклеарне реакције

Директне нуклеарне реакције се одигравају кад упадне честице интерагују са површином језгра, односно са једним или неколико нуклеона у језгру. Време реакције је реда величине 10^{-22} s, што је приближно једнако времену потребном да упадна честица прође кроз језгро. Карактеристично је да честице које напуштају језгро после реакције немају изотропну просторну расподелу, већ већина њих има усмерење ка напред. Овај тип реакције је значајан за испитивање енергетских стања побуђених језгара, како ово представља нееластично расејање честица и део кинетичке енергије упаних честица бива предата на побуђивање једног или оба учесника у реакцији.

Када не долази само до размене енергије, него и размене материје ради се о трансфер реакцијама где долази до размене нуклеона између упадне честице и језгра (n, p) или (p, n). Уколико долази, не само до размене нуклеона, него до предаје нуклеона језгру од стране упадне честице (d, n) или (d, p) реакције тада се говори о stripping реакцијама. У обрнутом случају, када упадна честица преузме нуклеон из језгра, тада се говори о pickup реакцијама. Примери ових реакција су (p, d), (p, ^3H), (α , d).

- Рекације сложеног језгра

Нуклеарне реакције сложеног језгра одигравају се када упадне честице продиру унутар језгра и бивају захваћене јаком интеракцијом од стране нуклеона. Ово се дешава приликом чеоних судара. Реакција у овом случају се може описати у две фазе. Прва је формирање сложеног језгра које је састоји од упадне честице и језгра мете. Кинетичка енергија упадне честице бива распоређена између свих нуклеона новоствореног сложеног језгра. Сада је овај систем у побуђеном стању које траје 10^{-16} до 10^{-18} s. Ослобађање вишка енергије може ићи у два смера. Ако је енергија побуде мања од везивне енергије нуклеона, тада ће до ослобађања вишка енергије доћи емитовањем γ зрачења, или унутрашњом конверзијом. Ако је енергија побуде већа од везивне енергије нуклеона у језгру, тада долази до напуштања једног или групе нуклеона. Овај вид напуштања нуклеона се поистовећује са испаравањем течности са површине пред кључање. Да ли ће језгро напустити један, или неколико нуклеона, не зависи од начина на које је сложено језгро настало, већ је резултат статистичке прерасподеле енергије између нуклеона сложеног језгра. Честице емитоване из сложеног језгра имају изотропну проасторну расподелу.



Слика 1.1 – Ефикасан пресек за реакцију $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Подаци за цртање графика преузети са (72).

Уколико је упадна честица позитивно наелектрисана, нуклеарна реакција ће се одиграти тек од неког минимума кинетичке енергије, који је потребан да се савлада потенцијал језгра. У случају неутрона као упадних честица, ово није случај, чак је и ефикасан пресек за реакцију већи што је енергија упадног неутрона мања. Пример вредности ефикасног пресека за реакцију ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ (13). Слика 1.1 приказује како ефикасан пресек опада са зависношћу $\frac{1}{v^2}$.

Слика 1.1 такође приказује и постојање скока у зависности ефикасног пресека. Овакви нагли скокови у ефикасном пресека представљају резонанције. Јављају се када енергија побуде сложеног језгра, односно кинетичка енергија упадне честице, има једнаку вредност са енергијом неког од побуђених нивоа. Ефикасан пресек резонанције има следећи облик (47):

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{(E - E_r)^2 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (1.8)$$

где је E једнако енергији E_r резонанције, а Γ представља ширину пика на половини висине.

1.2.2 Закони одржања у нуклеарним реакцијама

У процесима који се одигравају у нуклеарним реакцијама долази до различитих промена у језгрима учесника реакције. Међутим, и поред великих промена, постоје физичке величине које се током нуклеарних реакција не мењају. Ово произилази и из великог броја експеримената који су до сада урађени, у којима је сакупљен велики број података, те се на основу тога може потврдити неколико чињеница које проилазе из теорије. Прво што се може закључити да укупно наелектрисује у нуклеарним реакцијама одржава током реакције, укупно наелектрисује пре реакције једнако је укупном наелектрисују после реакције. Уколико не долази до формирања античестица, за нуклеарне реакције важи и то да се одржава број нуклеона.

Даље, код нуклеарних реакција које су облика $A + a \rightarrow B + b$ важи закон импулса, односно, укупан импулс честица пре реакције је једнак укупном импулсу продуката реакције:

$$\vec{p}_A + \vec{p}_a \rightarrow \vec{p}_B + \vec{p}_b \quad (1.9)$$

Поред закона одржања импулса важи и закон одржања укупне енергије система током реакције:

$$M_a c^2 + T_a + M_A c^2 = M_b c^2 + T_b + M_B c^2 + T_B \quad (1.10)$$

Током нуклеарних реакција долази до претварања материје у енергију и обрнуто. Ако се закон одржања енергије и закон одржања масе посматрају посебно, они неће важити. Кинетичке енергије су T , док масе M представљају масе мировања честица у основном енергетском стању.

Момент количине кретања се у нуклеарним реакцијама одржава. Укупан момент кретања представља збир спинова честица учесника реакција и њихови моменти импулса система честица. Ова чињеница има примену у одређивању угаоне расподеле насталих честица у нуклеарној реакцији.

Нуклеарне реакције се одвијају преко јаке интеракције, а за њу важи закон одржања парности:

$$\pi_a \pi_A (-1)^{l_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}} \quad (1.11)$$

Чињеница да се парност мора одржавати током нуклеарних реакција, намеће ограничења у процесима који се могу одигравати, а та ограничења се тумаче у виду селекционих правила.

У зависности од енергетског биланса реакције, односно величине која се назива енергија реакције, оне се деле на егзотермне и ендотермне. Енергија реакције се представља разликом масе мировања честица пре реакције и маса мировања честица после реакције:

$$Q = [(M_a + M_A) - (M_b + M_B)]c^2 = (T_b + T_B) - T_a \quad (1.12)$$

Када је енергија реакције позитивна ($Q > 0$) реакција је егзотермна и тада долази до ослобађања енергије током реакције. Уколико је $Q < 0$ тада је реакција ендотермна. Код ендотермних реакција долази до повећања збира маса продуката реакције, што долази услед претварања дела кинетичке енергије система пре реакције у материју. Да би се ендотермна реакција одиграла, потребно је да постоји нека минимална кинетичка енергија честица које ступају у реакцију, односно, говори се о енергетском прагу реакције. Из закона одржања енергије и импулса може се израчунати енергетски праг реакције (48):

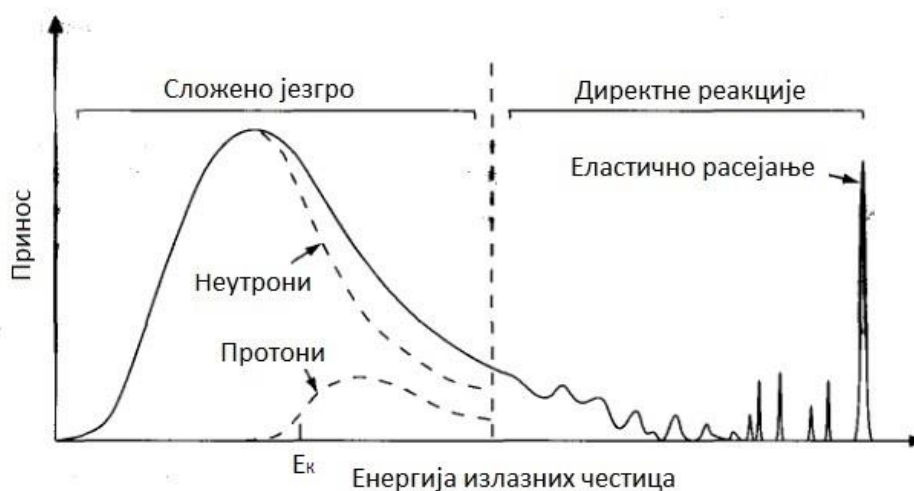
$$E_p = |Q| \left(1 + \frac{M_a}{M_A} \right) \quad (1.13)$$

1.2.3 Енергетска и просторна расподела честица у нуклеарним реакцијама

Различити механизми који се одигравају приликом нуклеарних реакција могу бити примећени и јасно се разликовати у експерименталним подацима који се добијају. Слика 1.2 приказује пример енергетске расподеле излазних честица за реакцију протона као упадне честице на мету начињену од језгра средње тежине. Са десне стране слике примећују се јасно дефинисани пикови који карактеристично су за реакције трансфера као и нееластично и

еластично расејање на језгру. Како се смањује енергија на слици, тако се пикови све теже разазнају услед не толико прецизног мерења енергија честица и чињенице да постоје упадне честице са различитим енергијама у упадном снопу. Даљим смањивањем енергије, спектар добија континуални облик и предстаља последицу распада сложеног језгра.

Приликом ослобађања енергије побуде у сложеном језгру, отпушање честица је слично као код евапорације у случају загревања течности. Енергија коју ослобођене честице могу добити је чисто статистичке природе. Расподела ослобођених неутрона по енергијама почиње од нуле. Што се тиче протона, расподела по енергијама почиње од неке минималне вредности, како је њихово емитовање потиснуто услед Кулоновог потенцијала језгра. Ако долази до ослобађања сложеног језгра од вишка енергије отпушањем нуклеона, већа је вероватноћа да то буде неутрон него протон, што ипак неће бити случај ако је језгро презасићено протонима.



Слика 1.2 – Разлика у изгледу спектра у зависности од врсте реакције. Са леве стране приказан је пример спектра код нуклеарних реакција које се описују теоријом сложеног језгра, док са десне су директне реакције. Види се и да реакције изазване протонима имају енергетски праг, услед присуства Кулоновог потенцијала језгра мете.

Поред разлике у енергетским спектрима емитованих честица, може се приметити и различита просторна расподела емитованих честица у зависности од механизма реакције (Слика 1.3). Емитовање честица из сложеног језгра је приближно изотропна и симетрична на угловима од 90° . Угаони орбитални момент честица које имају спин једнак нули је нормалан на брзину честица. Сложено језгро формирано од оваквих честица ће се формирати са угаоним моментом L , који лежи у равни која је под углом од 90° у односу на правац упадних честица. При ослобађању енергије побуде, сложено језгро губи и угаони момент L емитоване честице се емитују са највећом вероватноћом под угловима од 0° и 180° , како је угаони моменат нормалан у односу на вектор брзине. Одступање од изотропног емитовања честица се појачава са повећањем вредности L . У случају изотропног емитовања честица из сложеног језгра, оно нема угаони момент.

У случају директних реакција, угаона расподела емитованих фаворизује правац упаних честица, јер већина њихове кинетичке енергије бива однешена од стране излазних честица. Поред анизотропије, присутно је осциловање у вредностима диференцијалног ефикасног пресека, како долази до испољавања таласних особина честица.



Слика 1.3 – Просторна расподела излазних честица у зависности од типа реакције.

1.3 Дефинисање ефикасног пресека

Ефикасан пресек представља меру вероватноће одвијања одређене реакције. Упадни сноп честица које падају на мету у јединици времена I производи честицу која се емитује у свим правцима у јединици времена N . Ефикасан пресек се у томе случају може дефинисати као:

$$\sigma = \frac{N}{I n d} \quad (1.14)$$

где d и n представљају дебљину мете и број атома мете по јединици запремине. Овако дефинисан ефикасан пресек има мерну јединицу површине.

Продукти реакције бомбардовања мете честицама пројектилина у општем случају не бивају емитовани подједнако у свим правцима. Вероватноћу емитовања настале честице у просторном углу $d\Omega$ у односу на мету исказује диференцијални ефикасан пресек, који се дефинише на следећи начин:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{I n d} \quad (1.15)$$

где $\frac{dN}{d\Omega}$ представља број честица емитованих у јединици времена кроз просторни угао $d\Omega$. Диференцијални ефикасан пресек даје информације о просторној расподели продуката

нуклеарне реакције и има мерну јединицу површине по стерадијану. Укупан ефикасан пресек се добија интеграцијом диференцијалног ефикасног пресека по свим угловима:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (1.16)$$

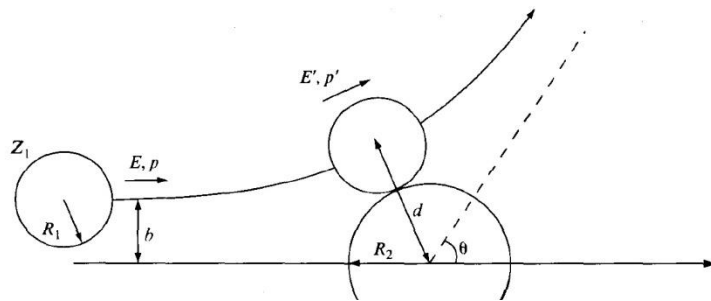
Поред диференцијалног ефикасног пресека, који говори о вероватноћи да се нека честица настала из реакције емитује у одређеном просторном углу, може се дефинисати и вероватноћа да честица одређене енергије буде емитована у одређеном просторном углу и тада се говори о двоструко диференцијалном ефикасном пресеку $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$.

Када долази до нуклеарне реакције, продукти те реакције могу да буду различити, па се може дефинисати и тотални ефикасан пресек за неку реакцију σ_m . Он представља вероватноћу да било која нуклеарна реакција одигра са датим упадним честицама и датом метом. Овој ефикасан пресек се може добити мерењем колико је ослабио интензитет упадних честица кроз дату metu. Ефикасан пресек има димензију површине и користи се најчешће $1b = 10^{-28} \text{ m}^2$, што одговара пројекцији на раван језгра масеног броја 100.

1.3.1 Процене вредности ефикасног пресека

Приликом тумачења ефикасног пресека коришћењем класичне физике, ово је потребно раздвојити на два дела: ефикасан пресек еластичног расејања и ефикасан пресек нееластичног расејања или ефикасан пресек реакције. Заједно дају укупан ефикасан пресек σ_t . Ефикасан пресек реакције се може анализирати онда када учесници реакције дођу на довољно блиско растојање које је у домету јаке интеракције између нуклеона и ту се може дефинисати растојање интеракције R , које представља збир полупречника две честице. Ако је растојање између честица веће, не долази до реакције, а ако је оно мање, тада се може рећи да је до реакције дошло. Растојање интеракције R нема тачно дефинисане вредности за различита језгра, како само језгро нема прецизно дефинисану ивицу.

Што се тиче реакција језгара са упадним честицама које нису наелектрисане, као што је то случај са неутронима, ефикасан пресек реакције износи $\sigma = R^2\pi$. Када су у питању наелектрисане честице које ступају у реакцију са језгром (α честице), ефикасан пресек има другачију вредност,



Слика 1.4 – Расејање упадне честице и дефинисање параметра b – најближе растојање упадне честице од језгра мете.

како између честица делује и Кулонова сила која деформише путању честице и пре него што је пришла довољно близу да би нуклеони интераговали јаком интеракцијом. Када упадна наелектрисана честица прилази језгру, сваки случај који није директни чеони судар изазваће закривљење путање упадне честице. Растојање центра упадне честице од правца у случају чеоног судара обележава се са b (енгл. Impact parameter). Ова вредност је мања како је кинетичка енергија упадне честице већа. Под претпоставком да се занемарује узмак језгра, може да се добије ефикасан пресек у зависности од енергије упадне честице (49):

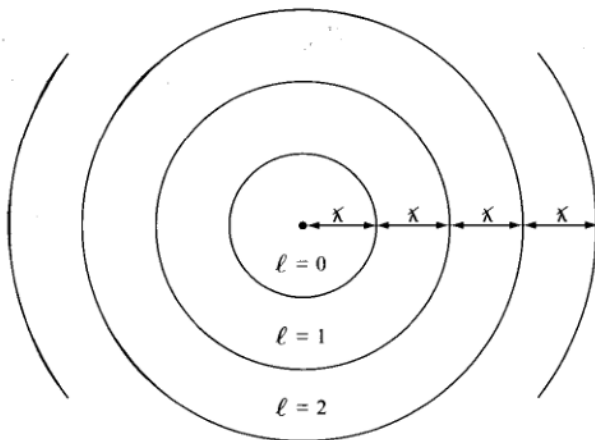
$$\sigma = R^2 \pi \frac{E'}{E} = R^2 \pi \left(1 - \frac{E_p}{E} \right) \quad (1.17)$$

У изразу за ефикасан пресек (1.17) E' представља кинетичку енергију у тренутну најближег растојања две честице d (Слика 1.4), E почетна кинетичка енергија упадне честице, E_p потенцијална енергија Кулоновог поља које потиче од језгра мете. Ефикасан пресек се може изразити и преко таласног броја упадне честице $k = \frac{p}{\hbar}$ и угаоног момента језгра мете (49):

$$\sigma = \frac{\pi l(l+1)\hbar^2}{(\hbar k)^2} \approx \frac{\pi l^2}{k^2} \quad (1.18)$$

изведени ефикасни пресеци представљају апроксимације класичне физике јер се претпоставља да сигурно долази до нуклеарне интеракције две честице ако се нађу на растојању мањем или једнаком збиру њихових полупречника. Још једна претпоставка која важи је и та да уколико упадна честица нема довољну кинетичку енергију да савлада одбојни Кулонов потенцијал језгра, до нуклеарне интеракције не долази.

Разматрање ефикасног пресека користећи се само класичном физиком довољно је у случајевима када за виске енергије, односно за случајеве када Де Брољева таласна дужина $\left(\lambda = \frac{h}{p}\right)$ има вредност мање у односу на димензије језгра, или ако се настави претходно разматрање, у односу на збир полупречника упадних честица и језгра мете R . Када то није случај, путања честице се не може са сигурношћу одредити и тумачење преко импакт параметра (b) и геометријског ефикасног пресека више не важи. Интерпретације се може извршити полу- класично, како су то урадили Блат (John Markus Blatt) и Вајскопф (Victor Frederick Weisskopf) (50).



Слика 1.5 – Шематски приказ зона интеракција у описивању нуклеарних реакција.

Место где долази до интеракције, ако се посматра из перспективе упадне честице (Слика 1.5) може да се подели на концентричне зоне на растојањима $\frac{\lambda}{2\pi}$ (редукована таласна дужина), а њихов центар представља место судара. Ознаке концентричних кругова су по орбиталном угаоном моменту од $l = 0$, даље, док су полупречници концентричних кругова $\frac{\lambda}{2\pi}, 2\frac{\lambda}{2\pi}, 3\frac{\lambda}{2\pi}$ итд. Најмањи концентрични круг ($l = 0$) одговара честицама које имају импакт параметар мањи од вредности $\frac{\lambda}{2\pi}$. Другом кругу одговарају честице које имају импакт параметар од $\frac{\lambda}{2\pi}$ до $2\frac{\lambda}{2\pi}$ и тако редом. За одређену зону од l до $l+1$ одговарају честице које имају вредности угаоног момента од $pl\frac{\lambda}{2\pi}$ до $p(l+1)\frac{\lambda}{2\pi}$. Односно од $l\hbar$ до $(l+1)\hbar$. Овакво тумачење одговара томе да се може упадни сноп честица може посматрати као раван упадни талас и он се може поделити на l делова који одговарају једној зони и једном ефикасном пресеку зоне:

$$\sigma_l = (2l + 1)\pi \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.19)$$

и одговара горњој граници ефикасног пресека за зону. За целу реакцију, ефикасан пресек је:

$$\sigma_{r,l} \leq (2l + 1)\pi \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.20)$$

Овакав приступ је одговарајући за разматрање реакција при упадним честицама са малом кинетичком енергијом. Са порастом вредности угаоног момента l долази до брзог смањивања поклапања зоне са језгром и брзо се достиже растојање на којем не долази до нуклеарне интеракције. Најчешћи је случај да се веома мало зона узима у обзир приликом рачуна у анализама. Најекстремнији је случај реакција са спорим неутрона, где се узима само прва зона, а вредност $\frac{\lambda}{2\pi} \ll R$.

1.3.2 Оптички модел

Еластично расејање уз присуство апсорпције се може описати оптичким моделом који се заснива на интеракцији светлости са делимично непрозирном куглом. Расејање се тумачи уз помоћ комплексног потенцијала, који има облик потенцијалне јаме

$$\begin{aligned} U(r) &= -V(r) - iW(r) \text{ за } r < R \\ U(r) &= 0 \quad \quad \quad \text{за } r > R \end{aligned} \quad (1.21)$$

$V(r)$ представља део који објашњава еластично расејање и урачунава различите ствари: Кулонов потенцијал који је одбојни, спин-орбитални потенцијал и привлачни нуклеарни потенцијал и сличан је потенцијалу који се описује у моделу Љуски. Имагинаран део $W(r)$ објашњава апсорпцију.

Упадна честица која се посматра као раван упадни талас доживљава интеракцију за потенцијалом језгра мете и при томе долази до слабљења тог таласа у језгру. Упадни талас описује се једначином e^{ikr} . Параметар k представља таласни број:

$$k = k_r + ik_i = \sqrt{\frac{2m(E + V + iW)}{\hbar^2}} \quad (1.22)$$

који се добија решавањем Шредингерове једначине за поменути потенцијал. Интензитет упадног таласа опада експоненцијално како пролази кроз језгро. За случај када важи да је $E + V$ много веће од W , што представља случај слабе атенуације, таласни број се добија у облику (51):

$$k = \sqrt{\frac{2m(E + V)}{\hbar^2}} + iW \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{(E + V)}} \quad (1.23)$$

Пут који талас пређе у језгру а да се његов интензитет смањи e пута се добија да је $d = \frac{1}{2k_i}$, што за упadne протоне енергија 30 MeV износи око $4 \cdot 10^{-15}$ m. Ово значи да упадни протони продиру дубље у језгро од саме површине.

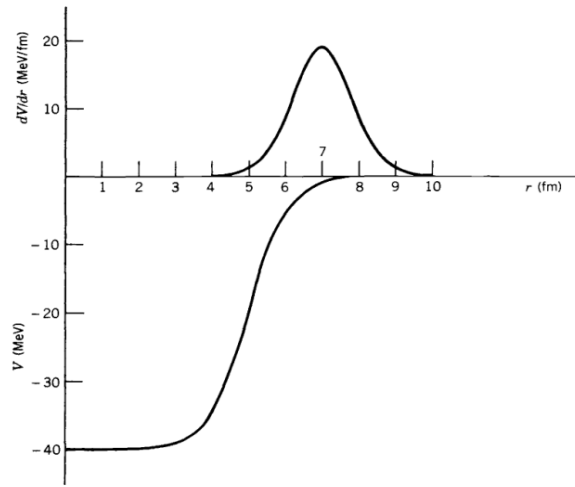
Примена оптичког потенцијала на тумачење расејања се врши мењањем параметара оптичког потенцијала, прво његовог облика па затим и осталих параметара који се у њему фигуришу (Слика 1.6), све док се не добије најбоље слагање са експерименталним подацима (Слика 1.7). Најадекватнија форма потенцијала језгра:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (1.24)$$

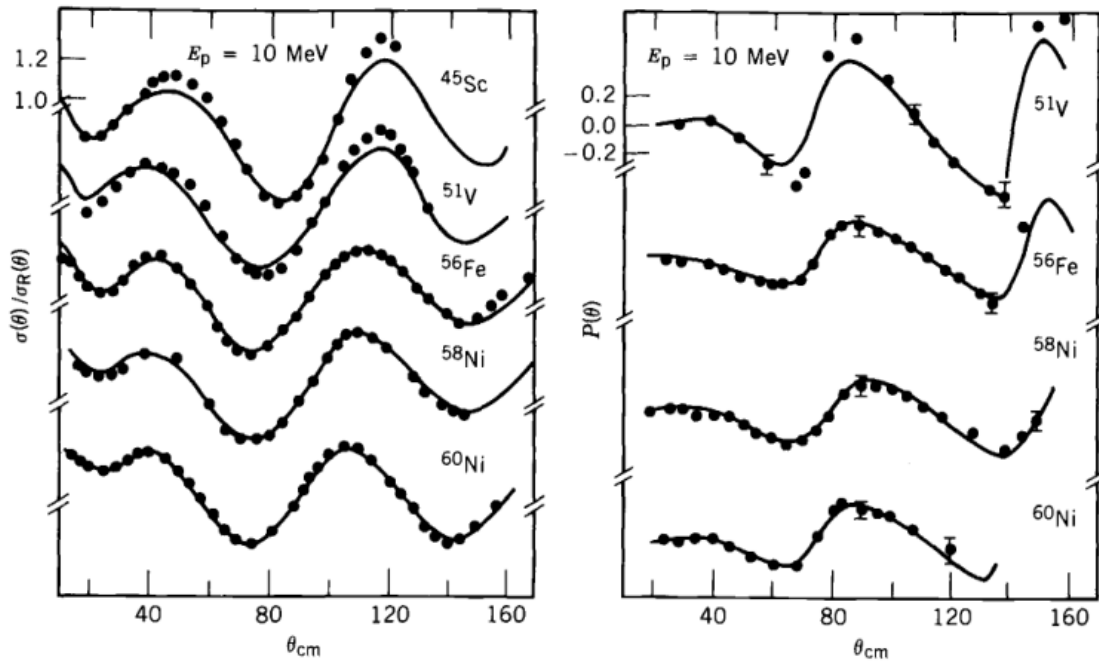
Где је R растојање од центра језгра где је вредност потенцијала половина централне вредностиа и a параметар дифузије површине језгра

Из облика потенцијала се може добити функција густине расподеле нуклеона. Овако добијени резултати расподеле говоре да је у готово свим језгрима расподела неутрона и протона слична. Ово је случај и код језгара која имају већи број неутрона у односу на протоне.

Оптички модел представља користан алат у тумачењу еластичних и нееластичних расејања и даје на индиректан начин значајне информације о особинама језга. Међутим, не даје информације какви механизми доводе до слабљења упадног снопа честица или шта се са њима дешава приликом тог процеса.



Слика 1.6 – Функције V и $W(dV/dr)$ у оптичком моделу за вредности параметара у формули (1.24) $V=40\text{MeV}$, $R = 1.25A^{1/3}$, $a = 0.523 \text{ fm}$, за језгро масеног броја 64.



Слика 1.7 – Пример фитовања параметара на основу експерименталних података за диференцијални ефикасан пресек и поларизације за еластично расејање протона упадних енергија 10 MeV. Експериментални подаци су означени тачкама, док су пуним линијама представљени подаци добијени фитовањем параметара. Слика преузета из (51)

1.3.3 Директне реакције

Директне реакције се одигравају при вишим енергијама упадних честица на језгро. Нуклеон енергије од око 20 MeV има Де Брољеву таласну дужину од 10^{-15} m, па може да интерагује са нуклеонима појединачно. У ову групу реакција спада нееластично расејавање на неком од нивоа језгра или реакције трансфера.

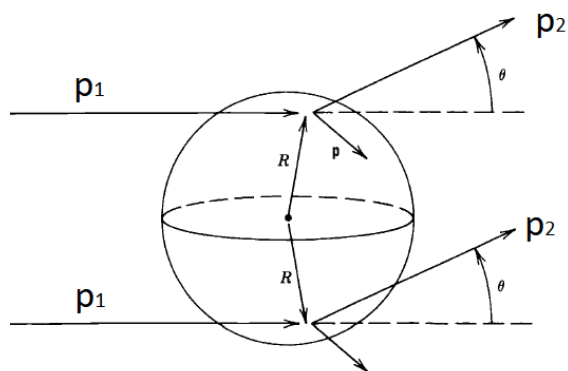
Приликом директних реакција долази до размене угаоног момента између учесника реакције у тачки судара. Класичном представом може се написати веза између импулса упадних честица и оних које напуштају реакцију:

$$p^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta = (p_1 - p_2)^2 + 4p_1p_2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.25)$$

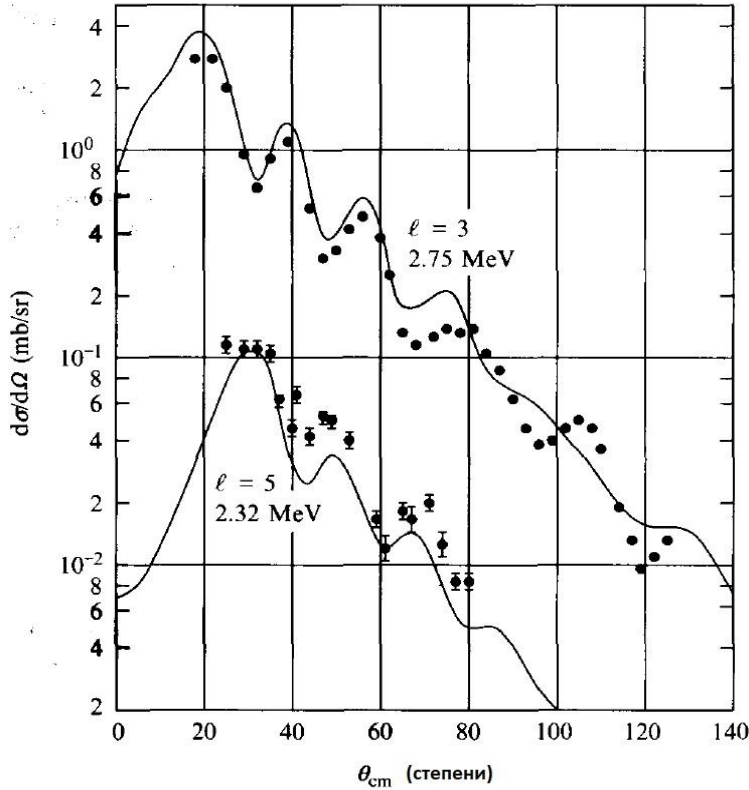
Количина угаоног момента који се размењује износи $\sqrt{l(l+1)}\hbar \leq pR$. У случају када је упадна енергија много већа у односу на енергију која се размени приликом нееластичног судара, може се посматрати да су приближно исти импулси упадних и честица које напуштају реакцију (p_0), па се претходна једначина може упростити:

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{p}{p_0} \geq \frac{\sqrt{l(l+1)}\hbar}{2pcR} \quad (1.26)$$

На примеру (Слика 1.9) види се нееластично расејање ^3H на ^{90}Zr и том приликом су побуђена стања 5^- и 3^- на наведене енергије. Тумачењем директних реакција добијају се информације о спину и парности стања на која бивају побуђена језгра приликом реакције. Пуна линија (Слика 1.9) представља Борнове апроксимације, чији прорачуни узимају у обзир интерференцију расејаног таласа о различите делове мете језгра, као и деформисање таласа честица које упадају услед присуства потенцијала језгра заснованог на оптичком моделу. Код реакција нееластичног расејања, језгро прелази у неко од својих енергетских побуђених стања, са тиме да постоји тенденција да се побуде колективна стања језгра.



Слика 1.8 – Импулси честица које учествују у реакцији.



Слика 1.9 – Диференцијалан ефикасан пресек за нееласично расејање ${}^3\text{H}$ на ${}^{90}\text{Zr}$. Слика преузета из (52).

1.3.4 Реакције сложеног језгра

Тумачење ове врсте реакција се ослобађа комплексности у објашњавању тиме што се реакција дели у неколико етапа. Честице учесници реакције приликом судара остају довољно дуго времена да се постигне статистичка равнотежа. Створено сложено језгро има бројне начине на које се може ослободити енергије побуде, отпуштањем једног или неколико нуклеона, када они стекну довољно енергије да напусте језгро. Свако од побуђених стања се распада вероватноћом која се изражава преко средњег времена живота тог стања τ : $\lambda = \frac{1}{\tau}$. Сразмерно средњем времену живота побуђеног стања пропорционална је и неодређеност енергије тог побуђеног стања која се зове ширина енергије Γ и има вредност производа вероватноћи распада енергетског стања и \hbar вредности. Укупна вероватноћа распада је збир вероватноћа за сваку грану распада, те је и укупна ширина енергетског стања једнака збиру појединачних ширина:

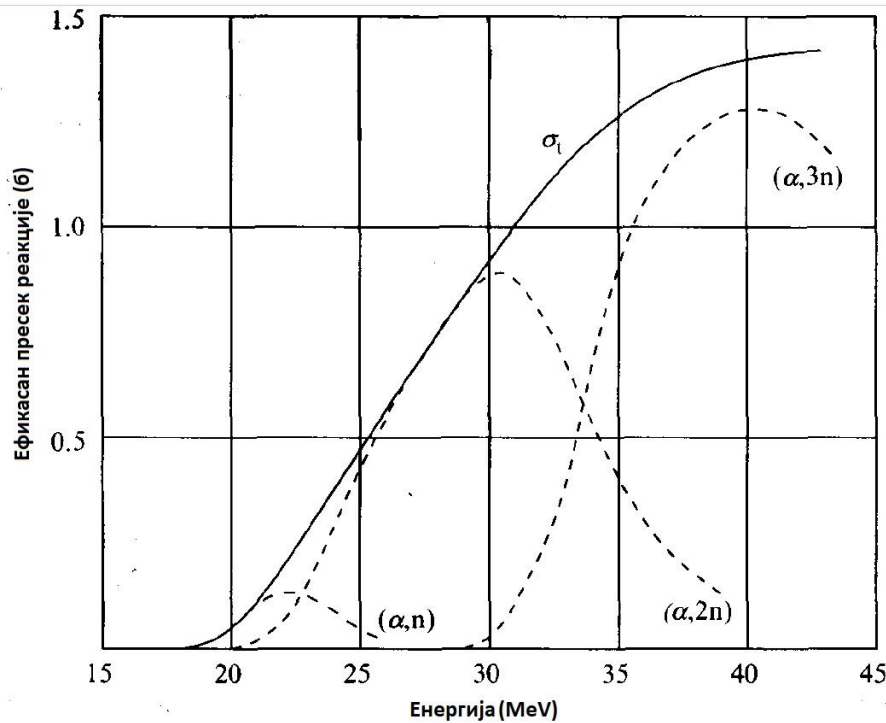
$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \lambda \hbar = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.27)$$

Ефикасан пресек за распад сложеног језгра изражен преко енергетских ширина се може писати:

$$\sigma = \sigma_c \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \quad (1.28)$$

Где је σ_c ефикасан пресек за настанак сложеног језгра, $\frac{\Gamma_i}{\Gamma}$ фракциона енергетска ширина распада. У овако дефинисаном ефикасном пресеку урачуната је кроз величину Γ и енергетска ширина процеса настанка сложеног језгра, што значи да постоји вероватноћа да се настало језгро распадне на начин на које је и настало.

Начин на који се распада језгро зависи од количине енергије побуде сложеног језгра. При нижим енергијама, долази до евапорације неутрона, како на њих не утиче Кулонова сила, међутим када је енергија побуде виша, онда емитовање наелектрисаних честица може да буде конкурентно емитовању неутрона. Ако је ово случај, може доћи и до емитовања неколико честица сукцесивно из језгра. Емитовање више честица са нижом енергијом је процес који има већу вероватноћу, како енергија побуде сложеног језгра расте, у односу на процес емитовања мањег броја честица са вишом енергијом.



Слика 1.10 – Укупан ефикасан пресек за реакцију $(\alpha, {}^{209}\text{Bi})$ је представљен пуном линијом, док су испрекиданом представљени поједини канали реакције (53) (54).

Слика 1.10 приказује ефикасан пресек реакције бомбардовања алфа честицама мету од ${}^{209}\text{Bi}$. Укупан ефикасан пресек је приказан пуном линијом, а за појединачне процесе

испреикадном. Може се видети да како се испуне услови за емитовање више честица (($\alpha, 2n$) или ($\alpha, 3n$)), ефикасан пресек за претходну реакцију опада.

Када су енергије побуде сложеног језгра високе, као што је то случај код оваквог типа реакције, постоји велики број енергетских стања на која језгро може бити побуђено. Свако стање има своју енергетску ширину и њиховим преклапањем долази се до тога да је ефикасан пресек реакција глатка функција у односу на енергију. Разлог за одсуство наглих промена у понашањз ефикасног пресека је та да вероватноћа реакције зависи од присуства енергетског нивоа у које ће сложено језгро бити побуђено. Код великих енергија побуде, ово је увек случај и не постоји знатна зависност од енергије упаних честица.

Ако се језгро формира са енергијом побуде у пределу где нема пуно енергетских стања, тада долази до резонантног понашања ефикасног пресека, који се може описати функцијом (51):

$$\sigma = \frac{g_u(J)\pi}{k_u^2} \frac{\Gamma_u \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (1.29)$$

k_u представља таласни број улазног канала реакције, индекси i и u представљају излазни и улазни канал реакције, а $g_u(J)$ представља статистички фактор спина који у рачун узима спин и угаоне моменте, док Γ представља збир свих енергетских ширина канала распада сложеног језгра.

Ако би се се за еластично расејање рачунао ефикасан пресек у резонанцији, узима се да су ширине Γ улазног и излазног канала једнаке, па се добија (49):

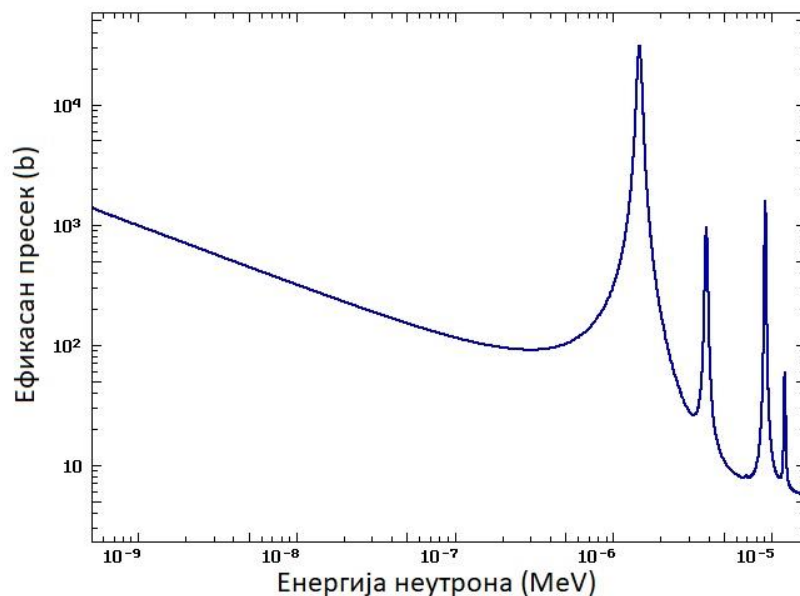
$$\sigma(max) = \sigma_{el}^l = \frac{(2l + 1)4\pi}{k_u^2} \quad (1.30)$$

Узет је случај да су спинови једнаки нули, за l -ти по реду парцијални талас којим су представљене честице. Укупан апсобрпциони ефикасан пресек зависи од вредности $\Gamma_u \sum \Gamma_i = \Gamma_u (1 - \Gamma_u)$ која има свој максимум за $\Gamma_u = \frac{\Gamma}{2}$. У том случају за честице са спином 0 добија се укупан ефикасан пресек:

$$\sigma_{aps}^l = \frac{(2l + 1)\pi}{k_u^2} \quad (1.31)$$

Ова вредност је једнака једначини (12) која је добијена семи-класичним разматрањем Блата и Вајскопфа.

Пример (Слика 1.11) представља резонанцију која се дешава бомбардовањем ^{115}In неутронима енергије 1,46 eV. Примена једначине (1.29) где се убацују подаци који су експериментално измерени (спин неутрона, језгра) даје адекватну вредност за ефикасан пресек радијативног захвата неутрона у овом случају од 38100 b.



Слика 1.11 – Вредност ефикасног пресека за реакцију $n, {}^{115}\text{In}$ за различите енергије неутрона. Присутни су резонантни скокови у вредности ефикасног пресека (55).

Нека језгра ће захватом спорих неутрона ослобађати се енергије побуде путем фисије, цепањем на два дела приближних маса, као што је то случај са неутронима. Када се то деси, енергија побуде сложеног језгра износи приближно енергији везе нуклеона у језгру. Уколико је енергија побуде већа од енергетске баријере потребне за фисију, та врста распада постаје вероватна. Ако то није случај, распад фисијом постаје сузбијен, како је вероватноћа да честица која има већу масу савлада баријеру потребну за фисију изразито мала.

Табела 1.1 – Језгра која доживљавају фисију са вредностима енергије везе, енергије активације и ефикасног пресека за индуковану фисију.

Језгро	Енергија везе (MeV)	Енергија активације (MeV)	Ефикасан пресек (b)
${}^{232}\text{Th}$	4.8	6,7	$< 10^{-6}$
${}^{233}\text{U}$	6.8	5,85	530
${}^{235}\text{U}$	6.5	5,9	584
${}^{238}\text{U}$	4.8	5,8	$2.7 \cdot 10^{-6}$
${}^{239}\text{Pu}$	6.5	6,3	742

Са енергетског становишта, фисија захватом термалних неутрона је могућа код следећих језгара: ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$. Енергија активације је за сва ова језгра приближно иста, али су код два језгра распада распада фисијом дешавају. Енергија везе у

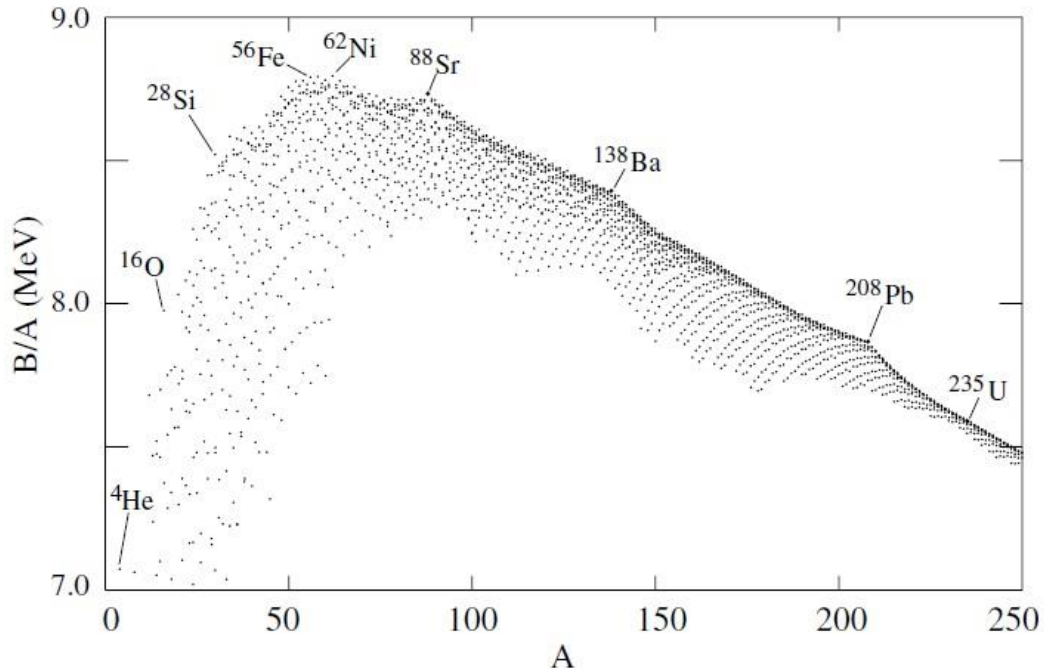
језгру зависи од броја неутрона и уколико је он паран, језгро је стабилније, односно енергија везе му је виша. Код ^{232}Th и ^{238}U број неутрона је непаран, те је код њих енергија везе знатно нижа у односу на остала наведена језгра. Што се преостала три језгра тиче, у природи се може наћи само ^{235}U и то са изотопском заступљеношћу у урану од 0,72%.

1.3.4.1 Фисија

У уводном поглављу описан историјски ток у истраживању нуклеарних реакција, између којих је и фисија. Фисија представља процес цепања тешких језгара на два језгра из средњег дела периодног система, ређе на три језгра, уз ослобађање енергије. Поред овога, долази до ослобађања одређеног броја неутрона. Процес фисије се може одиграти спонтано, или она може бити индукована претходном реакцијом, на пример захватом неутрона. Како приликом распада тешких језгара на мање долази до ослобађања великих количина енергије, процес фисије је врло значајан са становишта практичне примене, у процесу производње енергије, док је на жалост нашла примену и за војне потребе.

Фисију је најбоље сагледати уз посматрање зависности везивне енергије језгра по једном нуклеону од масеног броја језгра. Слика 1.12 приказује да енергија везе по нуклеону има нагли раст до масеног броја 16. Након тога следи слабији раст вредности енергије везе, до језгара масеног броја 60. У овом подручју се постиже максимум вредности, након чега енергија везе опада и управо су језгра у овом подручју најстабилнија. Пример најстабилнијих језгара су гвожђе, никл и кобалт. Стабилност језгра представља равнотежно стање између јаке нуклеарне силе која држи нуклеоне не окупу и Кулонове одбојне силе, која делује на протоне присутне у језгру. Повећавање броја протона у језгру, што је код тежих језгара случај, доводи до повећања одбојне Кулонове силе. Ово резултује смањивањем стабилности језгра и смањивање енергије везе.

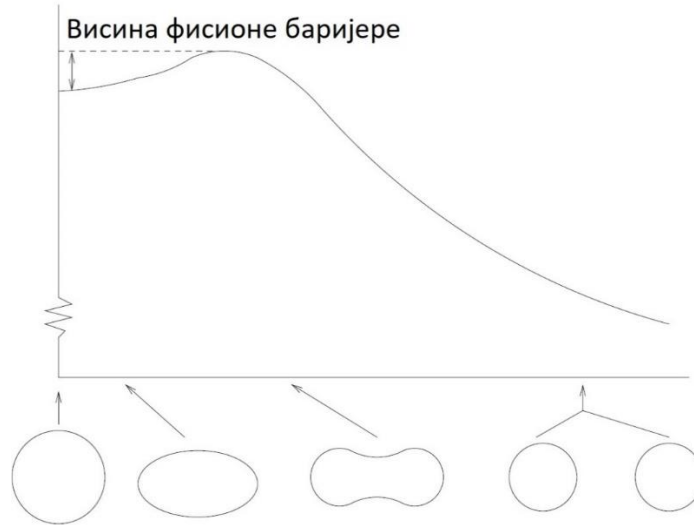
Тешка језгра у делу око уранијума имају енергију везе по једном нуклеону у износу око 7,6 MeV. У случају да се оно фисијом распада на два језгра приближних маса атомских маса око 119, енергија везе по нуклеону за ова језгра износи око 8,5 MeV. Како се почетно језгро распада на два језгра која имају мању енергију везе, долази до ослобађања енергије у износу од 0,9 MeV по нуклеону. Укупна количина енергије за фисију једног језгра урана износи око 200 MeV. Та енергија се расподељује на енергију неутрона, гама зрачење које се ослобађа приликом распада, али у највећој мери она одлази на кинетичке енергије фрагмената фисије (до око 80% укупне ослобођене енергије) (51) како су настали тешки фрагменти позитивно наелектрисани и долази до њиховог одбијања услед Кулонове силе. Кинетичка енергија тешких фрагмената је реда величине 75 MeV, што чини њихове почетне брзине око 10^7 m/s. Узимајући њихове велике масе, домет тешких фрагмената је мали (око 10^{-6} m). Фисија је незнатан начин распада језгара све док њихов масени број не достигне 250. Оно што сузбија процес фисије јесте Кулонова потенцијална баријера.



Слика 1.12 – Енергија везе по једном нуклеону у зависности од масеног броја (56).

Слика 1.13 приказује потенцијалну енергију система у зависности од растојања два фрагмента фисије. На растојању од нуле, језгро је мање-више сферног облика. Са повећавањем деформације језгра, повећава се површина језгра, што резултује повећањем енергије површинског напона језгра. Са повећањем деформације, опада Кулонова одбојна сила између фрагмената. Постоји антагонистичко дејство Кулонове силе и јаке нуклеарне силе између нуклеона. За одређено растојење између делова језгра приликом деформације систем постиже максимум потенцијалне енергије, односно постоји фисиона баријера која мора бити савладана како би дошло до распада овим каналом.

Објашњење механизма фисије се може на адекватан начин урадити на основу модела капи који су 1939. године осмислили Бор (Niels Bohr) и Вилер (John Archibald Wheeler) (57). Језгро се у основном стању може посматрати као капљица течност сферног облика. Када језгро бива побуђено долази до његове деформације услед осцилација које доживљава. Степен деформација зависи од енергије побуде језгра, а начини побуђивања језгра могу бити различити, као што су захват неутрона, или апсорпција гама зрачења. Деформације побуђеног језгра приказане су (Слика 1.13).



Слика 1.13 - Потенцијална енергија у зависности од степена деформисаности језгра у општем случају. За мале деформације енергија се повећава са повећавањем растојања како долази до повећавања површине језгра.

Приликом деформације побуђеног језгра услед повећавања његове спољашње површине, долази до повећавања површинског напона (члан $a_s A^{\frac{2}{3}}$) Вајсцекерове формуле (56):

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N - A)^2}{A} + \delta(A) \quad (1.32)$$

Где вредности коефицијената a износе:

$$a_v = 15,753 \text{ MeV}$$

$$a_s = 17,804 \text{ MeV}$$

$$a_c = 0,7103 \text{ MeV}$$

$$a_a = 23,69 \text{ MeV}$$

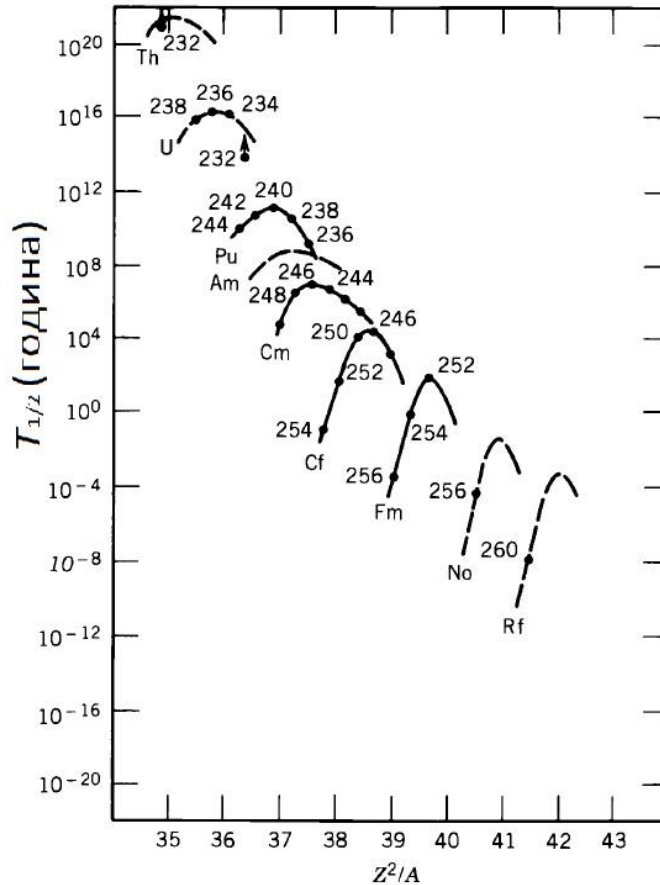
Силе површинског напона теже да врате побуђено језгро у сферни облик, а уколико енергија побуде јесте довољано велика да изазове велике деформације језгра, може доћи до тога да одбојне силе буду довољно велике да дође до цепања језгра.

Како би језгро доживело фисију, потребно је да се савлада потенцијална баријера, а енергија потреба да се саопшти језгру да би доживео фисију је енергија активације. Ако је та енергија побуде језгра већа од висине баријере, језгро доживљава фисију. У случају да је мања, језгро се енергије побуде ослобађа на неки други начин. О висини баријере се може закључити на основу Вајсцекерове формуле из односа две антагонистичке силе: силе површинског напона и Кулоновог одбијања:

$$\frac{E_c}{E_s} = \frac{a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}}{a_s A^{\frac{2}{3}}} = \frac{Z^2}{A} \quad (1.33)$$

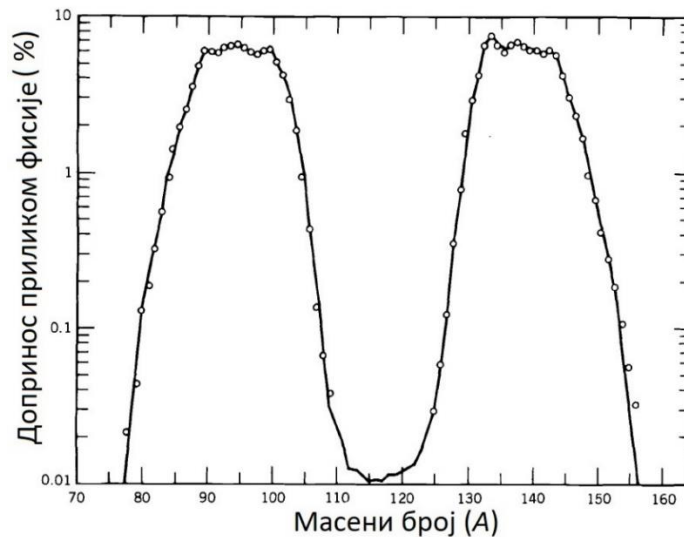
За језгра за која важи $Z^2/A > 25$ она имају мање вредност потенцијалне баријере. Рачунајући површину језгра и Кулонову енергију за деформисана језгра облика елипсоида, при одржавању његове запремине, долази се до закључка да до тренутне фисије долази у случају када $E_c > 2E_s$ што важи за случај $Z^2/A > 50$. Такође, времена полураспада језгара која доживљавају фисију зависи од овог односа и оно се може графички представити графички (Слика 1.14).

Са слике се види да времена полураспада језгара која доживљавају фисију опада са повећавањем вредности Z^2/A . За језгра са редним бројем мањим од 92, време полураспада за процес фисије је немерљиво велико, што их чини у суштини стабилним на овај вид распада.



Слика 1.14 – Зависност времена полураспада језгара која доживљавају спонтану фисију у односу на $\frac{Z^2}{A}$ (58).

Процес фисије је дељење тешког језгра на лакше фрагменте. Они се могу поделити на неколико категорија. Прво су два тешка фисиона фрагмента (у ређем случају три тешка фрагмента). Настали фрагменти у себи садрже вишак неутрона. На пример код фисије ^{235}U до које долази приликом захвата термалног неутрона он се цепа на ^{95}Rb и ^{140}Cs . Два настала језгра имају однос $\frac{Z}{A} = 0.41$, док су у овом региону маса језгра стабилна са односом $\frac{Z}{A} = 0.39$. Вишак неутрона фрагменти се ослобађају емитовањем брзих (промтних) неутрона у временском року од 10^{-16}s . Њихов број зависи од природе насталих фрагмената, као и од енергије упадне честице која је индуковала фисију. Број неутрона емитованих током фисије је карактеристика конкретног распада. Код фисије индуковане термалним неутронима на ^{235}U средња експериментална вредност износи 2,48, а за ^{235}U 2,42.

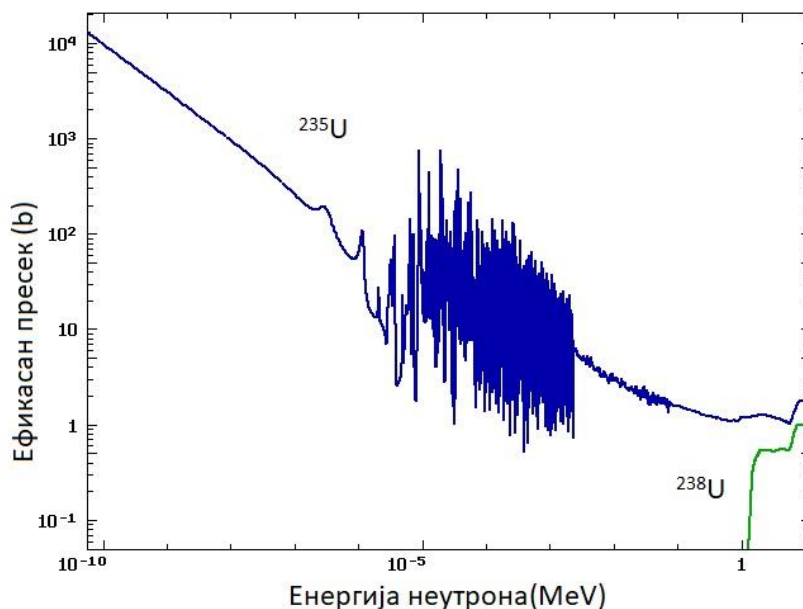


Слика 1.15 – Масена дистрибуција фисионих фрагмената након фисије ^{235}U након захвата термалног неутрона (59).

Поред промтних неутрона, долази до емитовања и закаснелих неутрона. Наиме, тешки фисиони фрагменти нестабилни су на β распад и након распада језгра потомци остају у високо ексцитованим стањима. Језгра потомци се енергије ослобађају или емитовањем гама зрачења или, ако је енергија побуде већа од везивне енергије нуклеона, емитовањем неутрона. Укупан интензитет емитованих закаснелих неутрона је око 1 на 100 фисија. Оно што је битно код закаснелих неутрона је чињеница да представљају веома битан фактор код планирања контролисане ланчане реакције у нуклеарним реакторима. Овакав распад тешких фисионих фрагмената је ређи случај, најчешће се стабилност фрагмената постиже низом β^- распада.

Деобом тешких језгара приликом фисије, може настати велики број комбинација језгара. Међутим, немају сви начини фисије подједнаку вероватноћу. Слика 1.15 приказује масену дистрибуцију фрагмената фисије приликом индуковане фисије захватом термалног

неутрона на ^{235}U . Види се да постоје два максимума, први за масене броје око 95 ($Z \sim 36$) и други за масене бројеве око 140 ($Z \sim 54$). У случају да је фисија индукована на неки други начин, на пример неутронима већих енергија, масена расподела фрагмената би била другачија. Такође, ако је фисија индукована упаним честицама високих енергија, расте вероватноћа за добијање фрагмената истих масених бројева. Овакав начин распада фисије, само потврђује да је теорија сложеног језгра адекватна у опису ове врсте распада, када сложено језгро које настаје заборавља начин на које је настало и могући су даљи различити видови распада.



Слика 1.16 – Ефикасан пресек за фисију индуковану неутронима за ^{235}U и ^{238}U (51). Вредност ефикасног пресека за термалне неутроне ($0,025\text{eV}$) за ^{235}U износи 584 b и опада са порастом енергија неутрона. За фисију ^{238}U ефикасан пресек има занемарљиве вредности до енергија око 1 MeV.

Ефикасан пресек за индуковану фисију зависи од језгра до језгра. Код ^{235}U и фисије индуковане неутронима, ефикасан пресек показује већ поменути зависност $1/v$ при термалним енергијама неутрона. При овим енергијама ефикасан пресек за фисију (584 b) је знатно виши у односу на расејање неутрона (9 b) или радијативни захват (97 b). Такође ефикасан пресек за фисију је три пута мањи за брзе неутроне у односу на термалне. Даље, за енергије у опсегу од 1 eV до 100 eV постоји велики број резонантних скокова. Стога, ако се користе неутрони за индуковање фисије на ^{235}U , потребно их је успорити то термалних енергија, како би се повећала вероватноћа за фисију. Што се тиче ^{238}U , фисија се не одиграва за неутроне термалних енергија, већ постоји одређени енергетски праг, после којег је фисија захватом неутрона могућа. Енергије везе по нуклеону, као и висине фисионе баријере су претходно наведене (Табела 1.1). Код ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu захватом термалних неутрона долазе у побуђено стање и енергија везе која се ослобађа овим захватом је већа од енергије фисионе

барјере. Код ^{232}Th и ^{238}U ово није случај, те је фисију могуће индуковати са неутронима који имају неку минималну кинетичку енергију. Наравно, ово је случај за индуковане фисије.

1.3.5 Реакције тешких јона

Тешким јонима се са становишта нуклеарних реакција сматрају честице са масеним бројем већим од 4. Данашњи акцелератори су у стању да убрзају тешке јоне све до ^{238}U . Таласне дужине таквих упадних честица су знатно мање од димензија самог језгра, те се такви судари могу разматрати класичним приступом. Велики број реакција је могућ у сударима тешких јона, а уколико долази до фузије, продукти реакције имају масу знатно различиту од маса почетних учесника реакције.

Приликом судара тешких јона, ако упадне честице имају велике импакт параметре, долази до њиховог расејавања услед Кулонове силе (путање 1 и 2, Слика 1.17). У случају да честице додирну језгро (путања 3), нуклеарне реакције почињу са се одвијају. Уколико упадна честица са малом вредношћу параметра b се судара са језгром, комплексне промене могу да се одиграју, што може да доведе до фузије.

Мали углови расејања упадних честица одговарају њиховом приласку језгру са великим параметром b . Ефикасан пресек у овом домену одговара ефикасном пресеку који је уочен у Радерфордовим експериментима. Како се смањује импакт параметар упадних честица, њихов угао расејања би, по Радерфордовом моделу, требало да расте. Међутим долази до одступања, како упадне честице долазе у интеракцију са језгром и слабљења упадног снопа честица. Даље смањивање ударног параметра карактерише даљи пад ефикасног пресека. За јоне средње тежине може доћи до осцилација у ефикасном пресеку, јер њихово расејање (таласа упадних честица, како се представља упадни снопа) на језгрима има ефекте дифракције на језгру.

Путање упадних честица 3 са слике изазивају реакције не мењају у великој мери угаону расподелу расејаних честица. Угаона расподела у том случају има облик искошеног звона ка већим угловима.

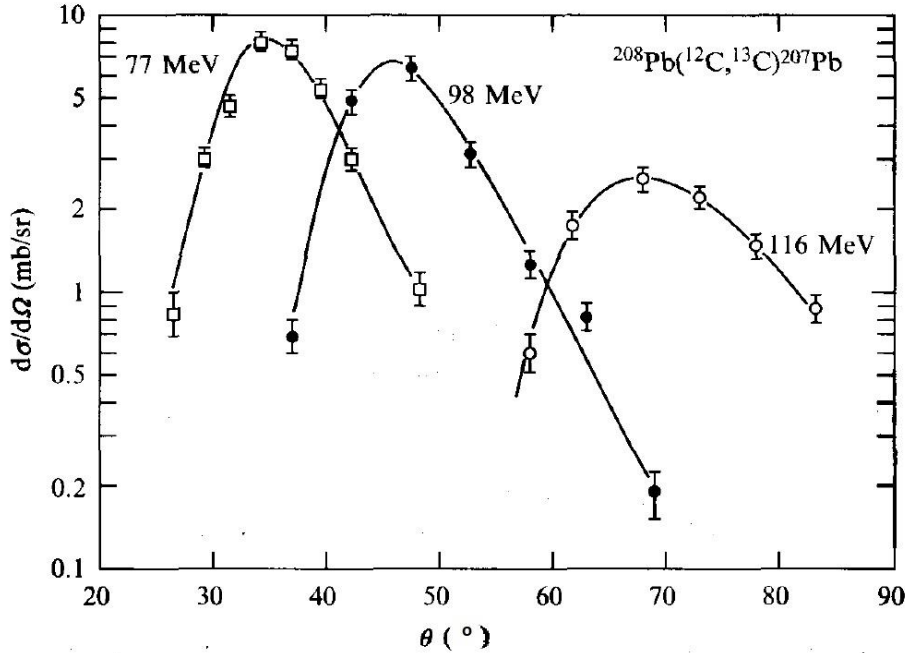
Максимум дистрибуције одговара граничном углу, када честице додирују запремину језгра. За мање углове, нема директног контакта упадне честице и језгра мете те се смањује вероватноћа одигравања нуклеарне реакције. Такође, за веће углове расејања, вероватноћа реакција је већа, доминантно фузије и долази до смањене вероватноће одигравања директне реакције, као на примеру са слике.



Слика 1.17 – Зависност врсте реакције од путање упадне честице. Путање 1 и 2 представљају расејања упадних честица, код путање 3 почињу да се одигравају нуклеарне реакције, док директни чеони судар (путања 4) је заслужан за потенцијалну фузију.

Честице чији је параметар b довољно велики да упадне честице не долазе у интеракцију са језгром и које се Кулоновом силом расејавају, могу да изазову нееластичне ексцитације на језгру. Уколико енергија упадних честица бива мања од енергије потребне за савладавање баријере језгра мете, могу се испитивати особине побуђених стања језгра које се у овом случају дешавају.

Судари тешких јона се користе приликом производње супер тешких елемената. Производња трансуранијских елемената је почела реакцијама захвата неутрона на језгрима, те је стварање језгара која су презасићена неутронима пратила емисија β^- честица. На тај начин се добијају језгра са редним бројем за по један већим од претходног. Међутим, ова техника има ограничења и може се примењивати за добијање језгара до редног броја 105. На даље времена полураспада тих језгара су кратка да би она доживела спонтану фисију. Како повећање број протона у језгу чини оно нестабилнијим на распад путем фисије, време полураспада путем фисије би требало да се смањује са порастом редног броја. Ако је циљ да се произведена супертешка језгра распадају емитовањем нуклеона пре него фисијом, потребно их је произвести тако да имају најмању могућу енергију побуде и то се врши са два језгра која имају високу енергију везе. Пример настанка језгра ${}_{102}^{256}\text{No}$ преко канала ${}^{48}\text{Ca}$ и ${}^{208}\text{Pb}$ који су двоструко магична језгра је вероватнији од канала настанка преко ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{232}\text{Th}$ јер је енергија реакције у првом случају мања за 87 MeV.



Слика 1.18 – Ефикасни пресеци за реакцију $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{207}\text{Pb}$ за различите енергије упадних честица (60).

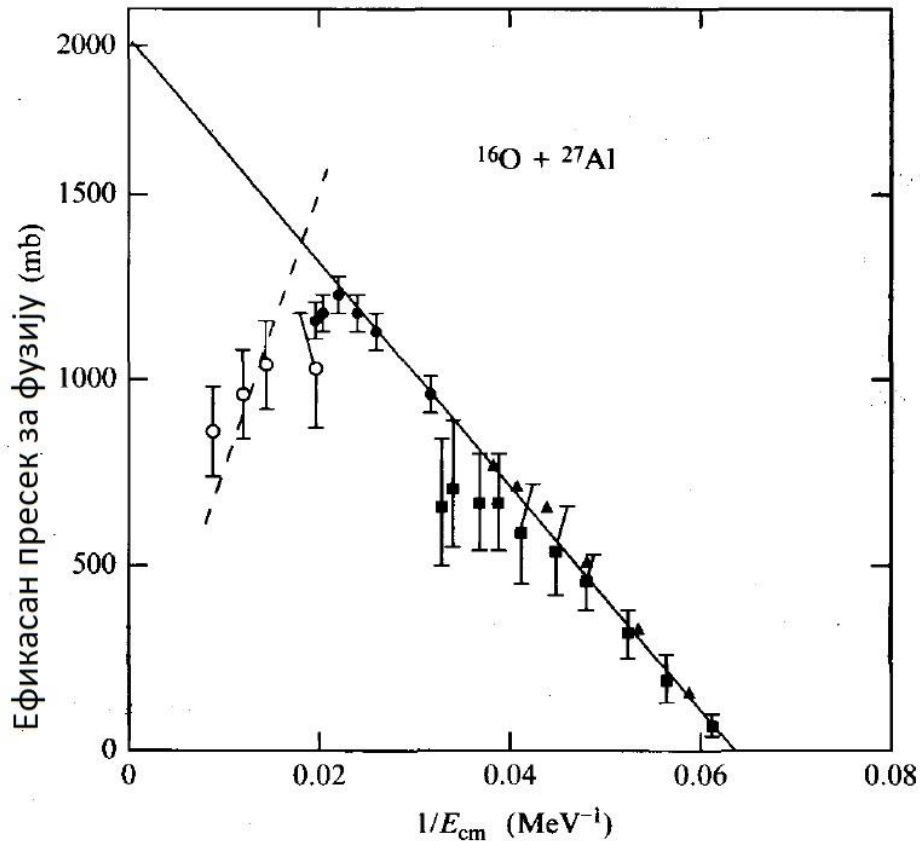
Фузијом тешких јона настају језгра која су богата протонима и налазе се са неком колчином енергије побуде. Један од начина на који се може ослободити језгро ове енергије је и евапорација неутрона, те ће се овим процесом стварати нова језгра, са већим редним бројем. Још једна особина ових врста реакција је пренос великих колична угаоних момената на сложено језгро. Пример реакције $^{40}_{20}\text{Ca} + ^{90}_{40}\text{Zr} \rightarrow ^{130}_{60}\text{Nd}$ даје језгро са угаоним моментом до вредности од $60 \hbar$, што остаје случај и после емитовања неколико честица. Код језгара са овако великим угаоним моментом долази до њихових деформација, о којим се могу добити значајне информације из проучавања енергетских ротационих трака.

Када долази до реакције фузије језгрима која имају енергију приближну енергији Кулонове баријере језгра, ефикасан пресек који адекватно описује реакцију фузије одговара оном добијеном разматрањем само уз помоћ класичне физике (једначина (1.17)).

Приликом фузије две тешке наелектрисане честице, битна је вредност момента импулса честица које учествују у реакцији. Уколико су они већи од неке граничне вредности, језгро би настало добија превелику ротациону енергију и не може да се одржи као целина и долази до разлетања упадних честица. Веза граничног угаоног момента и импакт параметра упадне честице је $b = \frac{L_g}{p}$, те је ефикасан пресек за фузију одређен:

$$\sigma_f \sim b^2 \pi = \left(\frac{L_g}{p}\right)^2 \pi \approx \left(\frac{l_g}{k}\right)^2 \pi \quad (1.34)$$

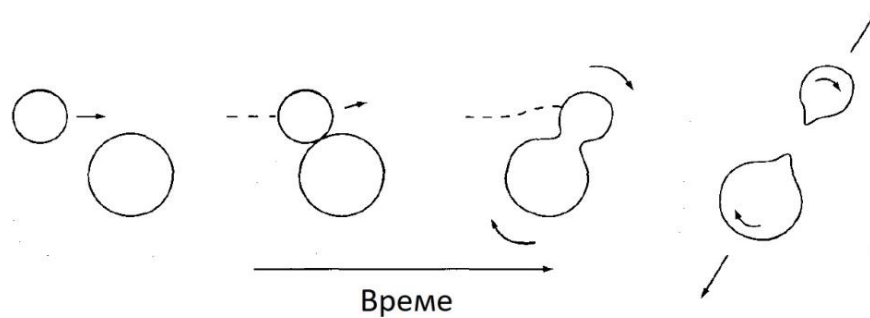
Где је $l = \frac{L}{\hbar}$, а k таласни број.



Слика 1.19 – Ефикасан пресек за реакцију фузије у зависности од енергија језгара ^{16}O и ^{27}Al . Експериментални подаци су из (61; 62; 63; 64), Слика из (65).

Слика 1.19 приказује да се за наведену реакцију резултати поклапају са једначином (1.17) и да екстраполиране експерименталне вредности пресецају у осу на вредности од 2 b, одакле се добија полупречник интералције два језгра. Величина поменутих језгара са слике је прилично прецизно одређена, те се може закључити да до фузије долази уколико долази до преклапања два језгра учесника реакција у износу од минимално 10%.

Када су угаони моменти већи од граничних, тада наступа процес као што је приказан (Слика 1.20). Приликом њиховог приближавања кинетичка енергија им се претвара у потенцијалну Кулоновог поља, те се пролаз једне честице поред друге одвија довољно споро да би њихова кинетичка енергија била преусмерена на енергију побуде. Поред побуђивања, може доћи и до размене материје (нуклеона) у делу где долази до контакта и где се ствара мост између два језгра. У том кратком временском периоду систем се понаша као једно тело и почиње да ротира, међутим како је угаони моменат велики, долази до њиховог разлетања. Приликом размене материје настају честице које се не разликују у великој мери од почетних и оне добијају додатну кинетичку енергију услед Кулоновог одбијања. Угаона дистрибуција честица после овакве реакције је у највећој мери ка напред (у смеру упадног снопа честица), што је карактеристична особина за директне реакције.



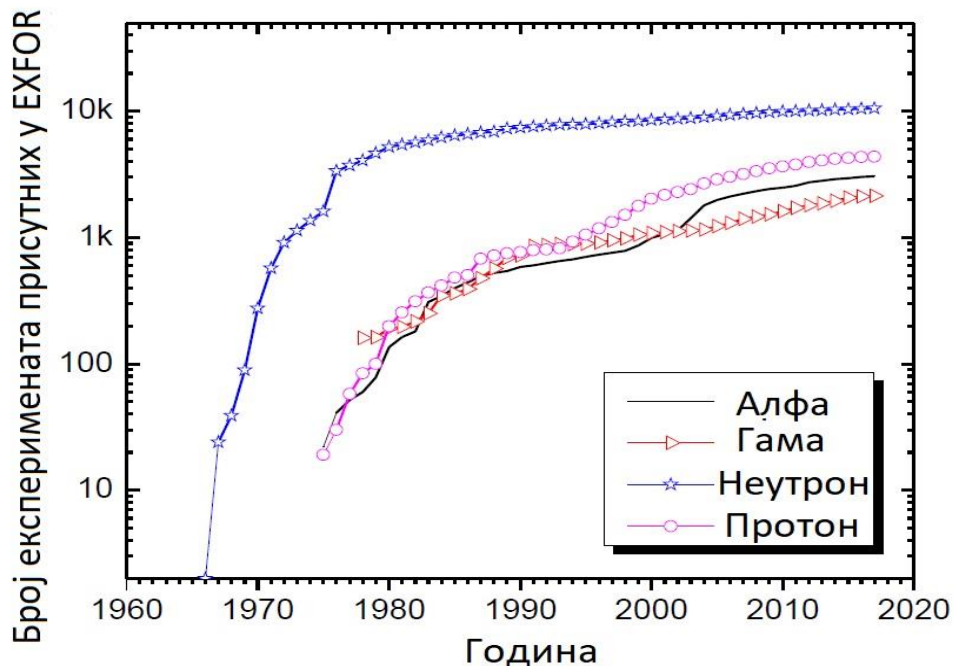
Слика 1.20 – Честице у судару у случају када угаоони моменти имају превелике вредности да би дошло до реакције фузије. Долази до краткотрајног спајања, када се понашају као једно тело и долази до могуће размене нуклеона .

Реакција фузије се такође неће одвијати у случају када честице које ступају у реакцију имају превелике енергије. Када та енергија постаје реда величине укупне енергије везе језгра систем створен од две почетне честице распада се фисијом или фрагментацијом друге врст много брже него што би то било потребно да се постигне неко равнотежно стање. Са порастом енергије у овом енергетском опсег, долази до наглог опадање ефикасног пресека за фузију (Слика 1.19 испрекидане линије). Међутим, и поред тога што не долази до стварања сложеног језгра, нуклеарне реакције при високим енергијама тешких јона заузимају значајно место у истраживањима. Тешки јони који се крећу брзинама блиским брзинама светлости приликом судара могу створити услове који су слични условима у почетној фази после Великог праска, формирајући плазму градивних елемената нуклеона – кваркова, те оваква стања могу бити корисна у добијању информација о овом стадијуму настанка Универзума.

1.3.6 Базе нуклеарних података

EXFOR (13) база података (The EXchange FORmat experimental nuclear reaction database) представља базу података експериментално добијених података о нуклеарним реакцијама. Представља међународну кооперацију Брукхејвен националне лабораторије и Међународне агенције за атоомску енергију (ИАЕА). База података је основана године 1967. од стране четири релевантне лабораторије тог доба из целог света: Брукхејвен националне лабораторије у САД, Агенција нуклеарне енергије (НЕА) (66) из Француске, Међународне агенције за атомску енергију (ИАЕА) (67) са седиштем у Бечу и Физичко-енергетског института у Обнинску (68), тадашњем Совјетском Савезу. У почетку се база података састојала из папирних примерака свих података, али је полако прелажено на електронско складиштење неопходних података, од 1986. године.

EXFOR база података садржи нумеричке податке различитих физичких параметара нуклеарних реакција. Почетни подаци су били ограничени на неутронима изазване реакције, како је ова база података направљена са циљем истраживања нуклеарне енергије. Ова база података је касније надограђена са подацима нуклеарних реакција изазваним наелектрисаним честицама (укључујући и протоне). У данашњој EXFOR бази података око 50% података чине неутронима изазване реакције.



Слика 1.21 – Број експерименталних извора у EXFOR бази података.

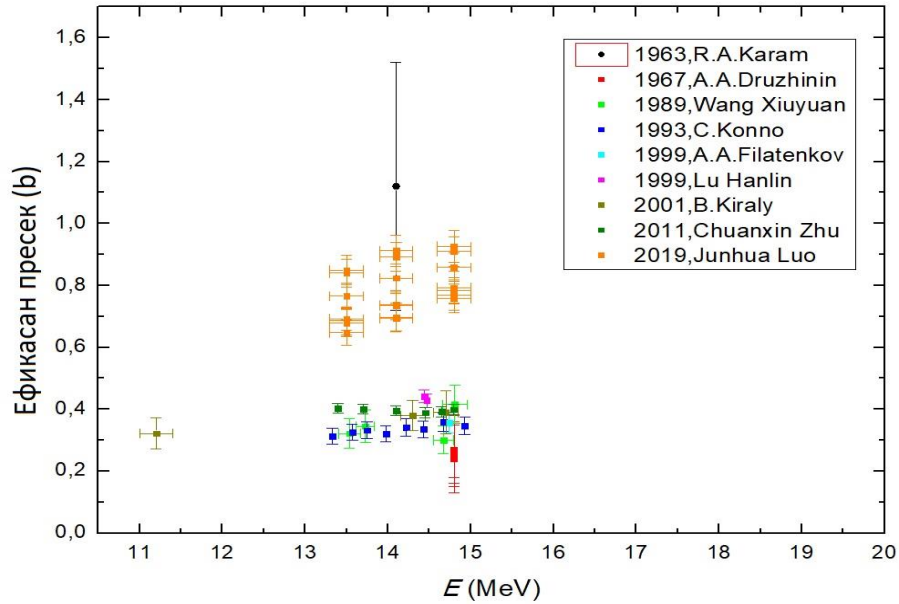
База података садржи детаљну количину података о нуклеарним реакцијама изазваним неутронима на ниским енергијама, у мањој мери обимну базу података реакција изазваних наелектрисаним честицама, док за реакције изазване тешким н јонима, фотоиндукованим реакцијама и реакцијама које изазивају неутрони високих енергија постоје само ограничена количина података. Што се тиче типова података, највећа количина представљају ефикасни пресеци реакција. Базе података садрже укупни, парцијални, диференцијални ефикасни пресек са угаоном расподелом, двоструко диференцијални пресек, спектре секундарних честица, подаци о поларизацији, параметре резонанције, приносе фрагмената у просецу фисије. Постоје подаци о нуклеарним реакцијама које су изазване неутронима, фотонима електромагнетног зрачења, наелектрисаним честицама до масеног броја 12, као и оскудни подаци о реакцијама изазваним наелектрисаним честицама масеног броја преко 12.

Поред експерименталних података, развија се и база података процењених вредности параметара нуклеарних реакција ENDF (The evaluated nuclear reaction databases). Како је већ поменуто, на основу различитих модела процењују се вредности различитих параметара чији подаци нису експериментално доступни. ENDF база података складишти податке из неколико релевантних извора:

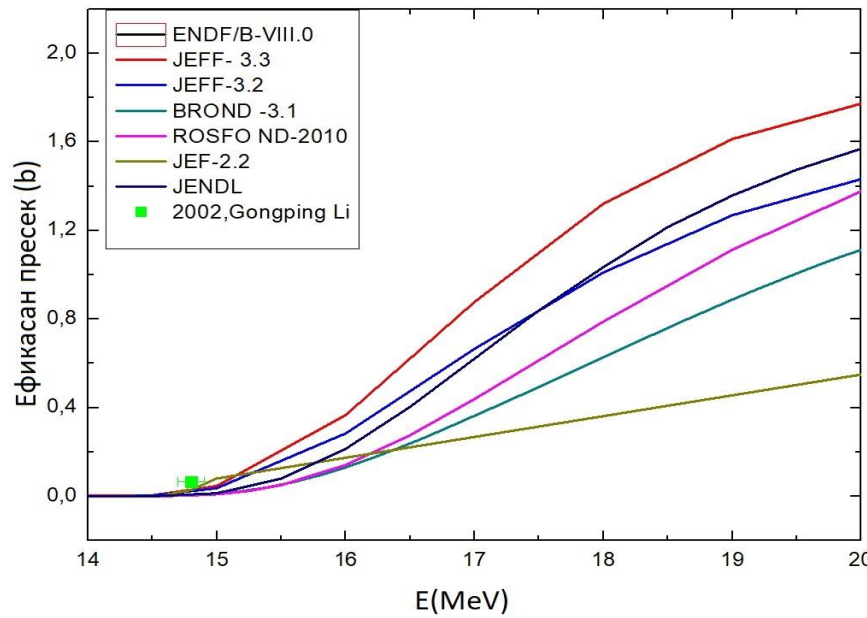
- ENDF Evaluated Nuclear Data File за САД и Канаду
- JEFF: Joint Evaluated Fission and Fusion File Агенција за нуклеарну енергију, са седиштем у Француској (NEA Nuclear Energy Agency)
- JENDL: Japanese Evaluated Nuclear Data Library са центром у Јапану (69)
- CENDL: China Evaluated Nuclear Data Library у Кини
- БРОНД: Библиотека рекомендованих оценених неутронних података (70) у Русији

Ове библиотеке представљају опште базе података, док се користе и неколико додатних, које су за специфичне податке. Комплетан списак се може наћи на интернет страници (NEA).

Што се тиче података о вредностима ефикасног пресека за реакција на различитим изотопима ренијума, подаци су почели да се скупљају крајем 60-их година прошлог века, првенствено за реакције еластичног и нееластичног расејања неутрона, за енергије упадних неутрона у опсегу од 0,3 MeV па до 1,5 MeV. Експериментална поставка се заснивала на техникама мерења времена прелета честица (71). Крајем 80-их измерен је ефикасан пресек за захват неутрона, такође методама мерења времена прелета у енергетском опсегу до 1,9 MeV (72). Током наредних година извршен је знатан број експеримената на истом принципу, који су описани (бројни експерименти), а њихови подаци се могу за ефикасне пресеке могу наћи на сајту Брукхејвен лабораторије (73). Поред наведених експеримената, рађени су и други, који се заснивају на различитим методама, чији се подаци могу наћи у EXFOR базама података. Оно што је карактеристично за целокупне доступне податке је њихово одсуство у целом енергетском опсегу до 20 MeV, поготово изнад 15 MeV. Такође, доступни експериментални подаци одступају у зависности од експеримента до експеримента за сличне енергије. Пример експерименталних података за реакцију $^{185}\text{Re}(n,2n)^{184\text{m}}\text{Re}$ приказује Слика 1.22. У реакцији настаје језгро у изомерном стању које има време полураспада од 169 дана.



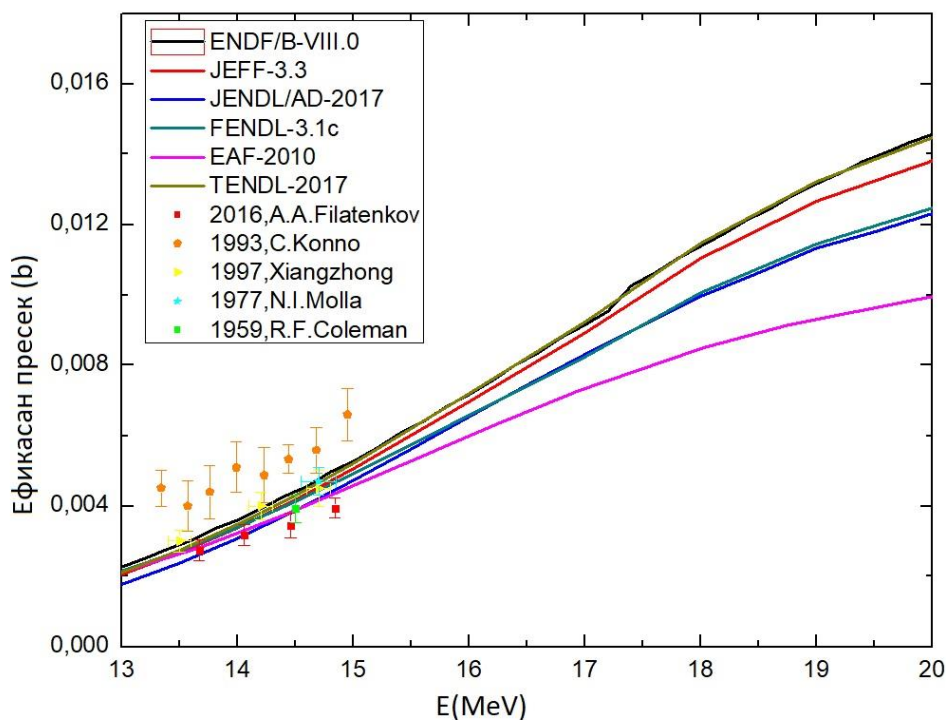
Слика 1.22 – Експериментално доступне вредности ефикасних пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,2n)^{184m}\text{Re}$.



Слика 1.23 – Процењене вредности ефикасних пресека из ENDF бата података и експериментално добијена вредност (само један у целом енергетском опсегу).

Пример за у раду проучавану реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ показује Слика 1.23. Примећује се да у енергетском опсегу постоји само једна експериментална вредност ефикасног пресека за поменуту реакцију, на енергији од 14,8 MeV. Поред експерименталне

вредности приказане су и теоријске калкулације из неколико библиотека које се могу наћи на ENDF бази података.



Слика 1.24 – Процењене теоријске вредности ефикасног пресека $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ у целом енергетском опсегу (74). Приказане су и постојеће експерименталне вредности оид неколико аутора, добијене у опсегу енергија до 15 MeV (13).

Такође, друга реакција која је у овом раду испитивана, $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$, нема експерименталне податке доступне у читавом енергетском опсегу до 20 MeV. Неколико група експерименталних података је присутно (Слика 1.24) у опсегу енергија неутрона од 13 до 15 MeV.

2 Реакције индуковане неутронима

Неутрони су честице које граде атомско језгро, заједно са протонима. Њихова маса је приближно једнака, маса неутрона износи $939,565560(5) \text{ MeV}/c^2$, док је неутрон тежи за $m_n - m_p = \frac{1.29340(3)\text{MeV}}{c^2}$ у односу на протон. Неутрони имају магнетни диполни момент у износу од $-1,913042(5) \mu_N$. У језгру је стабилна честица, али у слободном стању неутрон је нестабилан и распада се β^- распадом и има средње време живота од $885,7(8) \text{ s}$. Оно што је карактеристично за неутроне је да су као целина ненаелектрисани, те на њих Кулонова сила не делује.

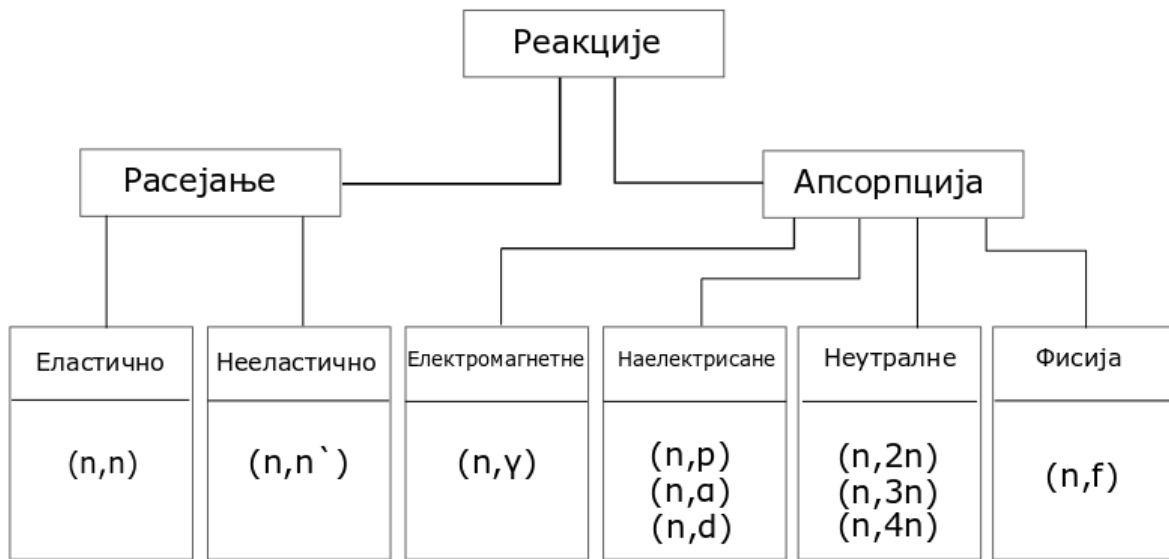
Као такви, неутрони представљају честице које имају велики значај за испитивање састава и особина атомског језгра. На њих не утиче Кулонова баријера и могу са малим енергијама (ред величине eV или мање) да продру унутар језгра и започну нуклеарну реакцију. Међутим, чињеница да су неутрони електронеутрали представља отежану околност да се њима манипулише, на пример када је потребно фокусирање снопа неутрона или њихова енергетска селекција, јер они проласком кроз материју имају минималне интеракције са атомским електронима.

Још од открића неутрона (пример реакције (1.3)), па до данас, неутрони представљају значајно оруђе у потврђивању или оповргавању теоријских предвиђања. Пример да је на неутронима примећен ефекат интерференције, што је по први пут потврдило основне поставке квантне механике. Такође, чињеница да постоји неишчезавајући електрични диполни момент, потврђује чињеницу на неутрони нису елементарне честице.

Неутрони могу на различите начине да интерагују са материјом. Интеракције неутрона се могу поделити на расејање и апсорпцију. Приликом расејања, неутронима се мења правац и кинетичка енергија, док језгро од које се расејава остаје истог састава. Што се тиче енергетског стања језгра, оно доживљава узмак приликом интеракције и може се десити да део кинетичке енергије неутрона бива пренешен на језгро у виду енергије побуде. Када долази по апсорпције неутрона, постоји већи број могућности за продукте реакције.

Расејање се може поделити на два типа, еластично и нееластично. Код еластичног расејања збир кинетичких енергија неутрона и језгра се одржава, те део кинетичке енергије неутрона одлази на узмак неутрона. Код нееластичног расејавања, укупна кинетичка енергија система се једним делом троши на побуђивање језгра, које се касније на различите начине те енергије ослобађа. Међутим, уколико су енергије могућих побуђених стања превелике у односу на кинетичку енергију неутрона, у том случају је могуће искључиво еластично расејања. На пример водоник нема енергетски побуђена стања и на њему је могуће еластично расејање неутрона.

Приликом апсорпције неутрона, језгро може да реорганизује своју структуру и да само емитује гама зрачење као један од видова ослобађања вишка примљене енергије. Поред гама зрачења могу да се ослобађају наелектрисане честице, протони, α честице или деутерони. Такође долази до емитовања неутрона, што је вероватније услед одсуства утицаја Кулонове баријере на саме неутроне. Међутим, уколико се емитује један неутрон као вид ослобађања вишка енергије, постоји потешкоћа у распознавању емитовања неутрона из језгра и расејавања неутрона о језгро. Када долази до емитовања више неутрона после апсорпције неутрона на језгру, тада долази до умножавања броја неутрона у односу на почетни број. После захвата неутрона, језгро не мора само да емитује лаке наелектрисане честице, већ може доћи до фисије, цепања језгра на два дела приближних величина. Слика 2.1 приказује класификацију нуклеарних реакција изазваних неутронима.



Слика 2.1 – Класификација реакција индукованих неутронима.

2.1 Зависност вредности ефикасних пресека у реакцијама индукованим неутронима од њихове енергије

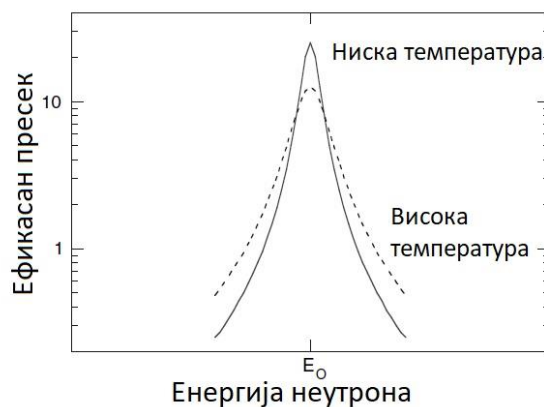
Тотални ефикасни пресек за реакцију неутрона са материјом представља збир ефикасних пресека за сваки од појединачних реакција које они могу доживети:

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_a = \sigma_{el} + \sigma_{neel} + \sigma_\gamma + \sigma_f \quad (2.1)$$

где тотални ефикасан пресек представља збир ефикасних пресека за еластично расејање и за апсорпцију. Под апсорпцију неутрона урачунати су нееластично расејање, захват неутрона, као и индукована фисија.

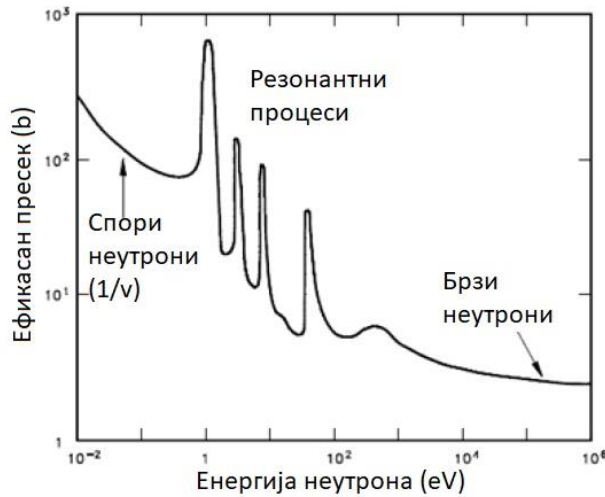
Ефикасни пресеци интеракције неутрона са језгрима значајно зависе од њихове енергије, као и врсте језгра са којима интереагују. Ефикасан пресек за еласично расејање неутрона је на енергијама испод 1 MeV приближно је константан. Ефикасан пресек за нееластично расејање, као и за апсорпцију неутрона смањује се са повећањем брзине са зависношћу $\sim \frac{1}{v}$. За ниске енергије неутрона ефикасан пресек ће зависити од енергије неутрона по закону $\frac{1}{v}$ или ће бити константан у зависности који процес је примаран. Код већине језгара нискоенергетски део ефикасног пресека опада са порастом брзине, ово се показује и експерименталним мерењима, као и теоријским предвиђањима (P. Reuss.), када се у формули за ефикасан пресек приликом резонанција (формула (1.26)) направи неколико апроксимација. Захватом неутрона, језгро се примарно ослобађа енергије емитовањем γ зрачења, чија је вероватноћа независна у односу на мале промене у енергији упадне енергије неутрона. Такође може се узети да је збир свих енергетских ширина канала распада сложеног језгра Γ независна од енергије неутрона. Енергетска ширина улазног канала Γ_u из једначине формула (1.26) је пропорционална са брзином упадних неутрона. За подручје ван резонантних процеса $E \gg E_r$ те се добија да је ефикасан пресек у пределу истих енергија пропорционалан са $\frac{1}{v}$.

Са повећањем упадне енергије неутрона, долази до одсупања од обрнуте пропорционалности ефикасног пресека са брзином. Долази до појаве резонантних скокова у вредностима ефикасног пресека. Не постоји тачна теорија која објашњава појаву резонанција. Код тешких језгара, резонанције се појављују за енергије неутрона које су реда величина eV, код енергија keV величина резозанције су сувише збијене како би се јасно разазнале, док на MeV енергијама, резонанције су широке и више раздвојене. Код лакших језгара, резонанције се јављају за енергије неутрона реда величина MeV, скокови у вредностима ефикасног пресека су мањи и размакнутији у односу на резонанције код тешких језгара. Док код језгара средњих маса, резонанције се могу приметити и на енергијама неутрона испод keV.



Слика 2.2 – Промена ефикасног пресека у резонанцији у зависности од температуре.

Ширина резонантних пикова на половини максимума висине представља $\Gamma/2$, што је природна енергетска ширина стања сложеног језгра које настаје апсорпцијом неутрона и она је у вези са средњим временом живота $\Gamma = \frac{h}{2\pi} \tau$. Ове ширине су, на пример за језгра ^{235}U и ^{238}U после апсорпције неутрона око 0,1 eV. Међутим, када се систем налази на температурама које нису нула (0 K) постоји термално кретање језгара на којима се врши апсорпција неутрона, те долази до ширења природне енергетске ширине стања. Поменуто ширење се назива Доплерово ширење. Ефекат Доплеровог ширења огледа се у чињеници да се смањује ефикасан пресек за апсорпцију неутрона за резонантну енергију, док се повећава за енергије око резонантне, сви неутрони бивају апробровани, како је ефикасан пресек довољно велики (500 b за ^{238}U). На енергијама даље од резонантне енергије, на крајевима резонантног пика, Доплерово ширење повећава вероватноћу апсорпције неутрона.



Слика 2.3 – Зависност вредности ефикасног пресека реакција индукваних неутронима од њихове енергије (75).

Даљи пораст енергија упадних неутрона карактерише смањивање на значају микроскопских особина и ефикасан пресек који се примећује је резултат средњег преклапања великог броја резонанција, те не постоје нагле промене у вредностима ефикасног пресека. За више енергије неутрона постоји велики број могућих енергетских стања језгра, те долази до преклапања нивоа.

2.1.1 Неутронски извори

Неутрони се не могу убрзавати класичним акцелераторима, као што је то случај са наелектрисаним честицама, већ је приступ супротан. Неутрони високих енергија се

успоравају до жељене енергије путем судара који се дешавају њиховим проласком кроз различите материјале и овај процес се назива модерација неутрона. На овај начин се стварају снопови неутрона широког опсега енергија који могу имати примену у различитим истраживањима, од нуклеарне физике, медицине, индустријској контроли квалитета материјала итд. Табела 2.1 приказује поделу неутрона по енергијама.

Начини на који се добијају неутрони су различити. Добијање неутрона уз помоћ мете од берилијума се може користити у лабораторијским условима. ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$ је реакција уз помоћ које су откривени неутрони. Разлог што берилијум представља адекватну мету за добијање неутрона је та да изотоп ${}^9\text{Be}$ има слабо везан неутрон, са енергијом везе од 1,7 MeV. Стабилан начин производње неутрона се може добити ако се направи систем од ${}^9\text{Be}$ и неког α емитера. Пример за ово може бити ${}^{226}\text{Ra}$. Радон и његови потомци имају α честице чије су енергије у опсегу од 5 до 8 MeV, док је енергија поменуте реакције 5,7 MeV. На овакав начин се могу добити неутрони који нису моноенергетски, са енергијама до 13 MeV.

Табела 2.1 – Класификација неутрона по енергијама.

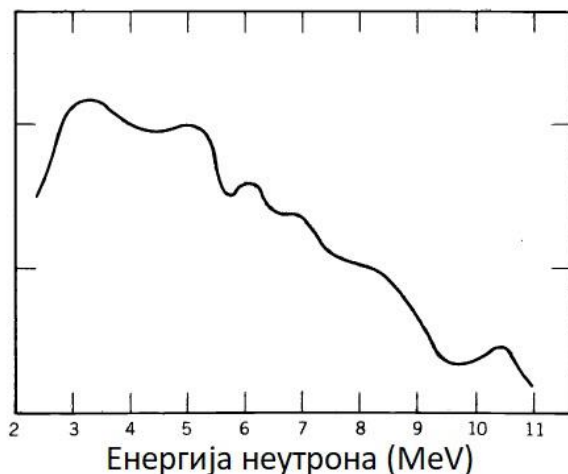
Врста неутрона	Енергија
Ултра хладни	$< 0.2\mu\text{eV}$
Веома хладни	$0.2\mu\text{eV} - 50\mu\text{eV}$
Хладни	$0.05\text{meV} - 25\text{meV}$
Термални	25 meV
Епитермални	$25\text{ meV} - 500\text{ keV}$
Брзи	500 keV

Алфа честице које се емитују из ${}^{226}\text{Ra}$ немају исту енергију, те када пролазе кроз материјал мете губе кинетичку енергију у сударима са атомима средине. Приликом реакције, језгра мете могу да остану у неком од побуђених стања, а неутрони напуштају језгра у различитим правцима (Слика 2.4). Поред ${}^{226}\text{Ra}$ може да се користи и ${}^{210}\text{Po}$ као α емитер, ${}^{238}\text{Pu}$, или ${}^{241}\text{Am}$, што је све чешћи случај. Предност ових извора у односу на радон је тај што ${}^{226}\text{Ra}$, као и његови потомци представљају γ емитере високог интензитета.

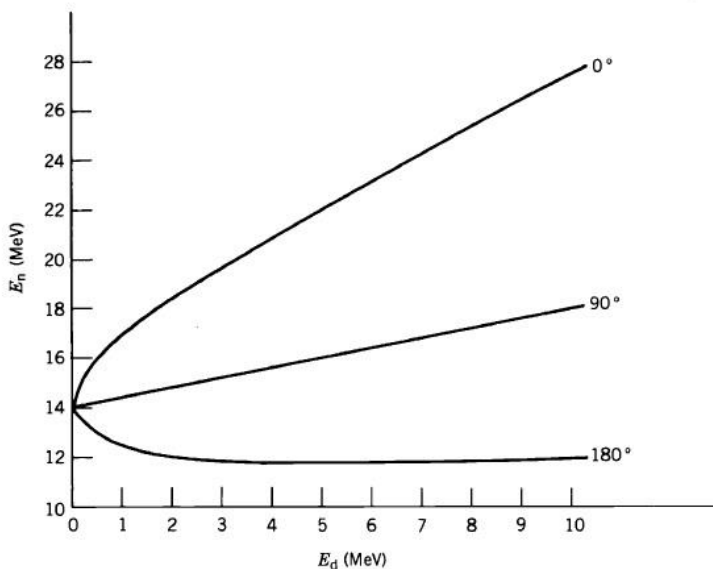
За производњу неутрона се поред α емитера могу користити и γ фотони, односно реакције (γ, n). У ту сврху је такође погодан ${}^9\text{Be}$, а реакција које се овом приликом одвија је: ${}^9\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^8\text{Be} + n$. Овај начин добијања неутрона је повољан са становишта могућности добијања скоро моноенергетских неутрона. Избором γ емитера може да се манипулише енергијама насталих неутрона. На пример ${}^{124}\text{Sb}$ емитује гама зрачење енергије тек изнад енергије везе за неутрон у ${}^9\text{Be}$, па се неутрони добијају енергија од око 24 eV.

Спонтана фисија је још један начин на који се могу добити неутрони. Пример је ^{252}Cf , који има 2,65 година време полураспада и принос од скоро 4 неутрона по једној фисији, која се одиграва на 3% процента укупних распада калифорнијума. Енергија неутрона има просечну вредност од 1 до 3 MeV.

Поред наведених реакција, неутрони се могу произвести и другим типовима реакција, где се у акцелераторима убрзавају снопови честица. Овај начин није толико погодан као претходно наведени, али је погодан за уско профилисане особине упадних честица које се могу постићи и на тај начин, добити жељене особине неутрона. Пример реакције може бити: $^3\text{H} + d \rightarrow ^4\text{He} + n$ (Слика 2.5).



Слика 2.4 – Спектар неутрона добијених из извора Ra-Be (49).



Слика 2.5 – Расподела неутрона који се емитују реакцијом $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ (51).

На крају, неутрони се могу добијати и из реакторских извора. Неутрони добијени на овакав начин имају широк енергетски спектар који иде до енергија од 7 MeV и карактеристично је да флуksеви неутрона који се добијају у околини физионих реактора могу бити врло високи. Овај начин добијања неутрона је погодан за њихово коришћење у производњи различитих радиоизотопа.

2.1.2 Модерација неутрона

Проласком кроз неки материјал, неутрони интерагују са језгрима средине путем различитих реакција. Неутрони мањих енергија, спори или термални, имају највећу вероватноћу да буду уклоњени из упадног снопа захватом. Што се тиче брзих неутрона, већи број реакција има вероватноћу да се деси, као што су (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$. Ефикасан пресек за захват неутрона опада са брзином неутрона $\sim \frac{1}{v}$. Неутрони енергија реда величине MeV ће проласком кроз материју доживљавати већи број судара, при чему се смањује њихова енергија, док не дођу до енергија реда величина eV, када имају велику вероватноћу за апсорпцију, резонантну или не.

Код неутрона који имају једну одређену енергију, може се написати закон слабљења снопа:

$$I = I_0 e^{-\sigma n dx} \quad (2.2)$$

где је n број атома по јединице запремине, dx дебљина материјала кроз који неутрони пролазе, а σ укупан ефикасан пресек за неутроне одређене енергије, који укључује све реакције које склањају неутроне из упадног снопа. Ова једначина се не може употребити за израчунавање укупног броја неутрона, како се ефикасни пресеци за неутроне различитих енергија разликују. Ако се посматра расејавање моноенергетских неутрона на неком језгру масеног броја A и угао под којим се неутрони расејавају, може се написати веза између упадне енергије и оне коју ће неутрон имати после расејавања (65):

$$\frac{E_1}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (2.3)$$

Највећи губитак енергије је приликом расејавања неутрона у назад ($\theta = 180^\circ$), а без губитака енергије за $\theta = 0^\circ$. Како се сваки од неутрона више пута расејава, потребно је рачунати губитке енергије после сваког судара, уз чињеницу да већ после првог судара снопа електрона са језгрима материјала кроз који пролазе, неутрони више нису моноенергетски. У ову сврху се може дефинисати параметар који карактерише губитак енергије после једног судара (65):

$$\xi = \left(\log \frac{E}{E_1} \right) = \frac{\int \log \left(\frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \theta} \right) d\Omega}{\int d\Omega} \quad (2.4)$$

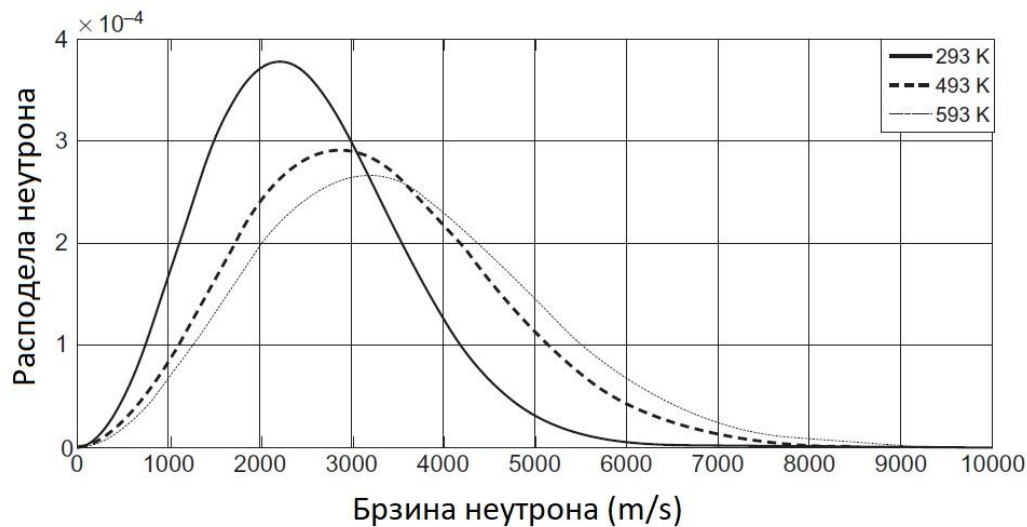
У случају да је расејање изотропно, претходни израз се добија у облику:

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1} \quad (2.5)$$

Ако је циљ смањити енергије упадних неутрона до жељених, потребно је узети у обзир ефикасности материјала у успоравању неутрона. У следећој табели се види број судара неопходних за термализацију неутрона од енергија реда величина MeV до eV, као и вредност параметра ξ за различита језгра о која се неутрони расејавају.

Табела 2.2 – Губитак енергије у сваком судару неутрона у зависности од језгара са којима доживљава судар.

Језгро	Број судара	ξ
^1H	18	1.00
^4He	43	0.425
^{12}C	110	0.158
^{238}U	2200	0.0084



Слика 2.6 – Расподела неутрона по брзинама (енергијама) за три различите температуре 293 K, 493 K и 593 K. Расподела неутрона подлеже Максвеловој расподели. Слика преузета из (76).

Претходне формуле праве апроксимацију да су атоми о које се неутрони расејавају у стању мировања, што се за неутроне енергија реда величина MeV може претпоставити. Међутим, како се неутрони успоравају, њихова енергија постаје упоредива са енергијама термичког кретања атома средине, те је тада потребно расподелу неутрона по енергијама рачунати користећи се статистичком механиком, Расподела неутрона по енергијама прати Максвелову расподелу на температури T :

$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(k\pi T)^{\frac{3}{2}}} E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (2.6)$$

2.1.3 Детекција неутрона

Детекција неутрона се заснива на детекцији секундарних догађаја који следе после реакција са неутронима. За неутроне ниских енергија, термалне и споре, детектори се заснивају на реакцијама типа (n, p) или (n, α), то јест детекцијама протона и α честица. За овакве типове реакција могу се користити пропорционални бројачи. Користе се материјали који имају висок ефикасан пресек за неутроне при овим енергијама: ^{10}B , ^6Li , ^3He , водоник, као и фисиони материјали ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{237}Np , ^{232}Th и ^{232}Pa . Атоми ^{10}B и ^6Li имају високе ефикасне пресеке за реакцију (n, α), док ^3He има висок пресек за (n, p) реакцију. Водоник има висок ефикасан пресек за еластично расејање, те се онда могу детектовати расејана језгра водоника. Фисиони материјали под дејством неутрона доживљавају фисију, те се ослобађају продукти високих енергија. Ово омогућава детекцију присуства неутрона и уз присуство високог позадинског гама зрачења.

Пропорционални бројач напуњен гасом BF_3 који је извор наелектрисаних секундарних честица када неутрон интерагује са језгром бора. Највећу ефикасност ова врста детектора има за термалне неутроне, али се може обложити неким модераторским материјалом, на пример парафин, те се упадна енергија неутрона може смањити не би се ефикасност детекције повећала. За захват неутрона најзаслужнији је изотоп ^{10}B , који се налази у изотопској распрострањености од 20% у природном борону. Борон се користи у гасовитом стању којим се напуни пропорционални бројач, или су зидови направљени од металне легуре борона. Реакција која се одвија је следећа: $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li}^* + n$. Енергија побуде насталог литијума износи 0,48 MeV. Ефикасан ресек за термалне неутроне износи 3840 b (77).

Пропорционална комора може бити напуњена и ^3He у неком проценту. Реакција која је заслужна за детекцију наелектрисаних честица је $^3\text{He} + n \rightarrow ^2\text{H} + p$. Ефикасан пресек за термалне неутроне износи 5330 b. Треба истаћи да коришћење ^3He у сврхе спектроскопије није адекватно, како постоји еластично расејање неутрона на том језгру са дупло већим ефикасним пресеком од поменуте реакције. Такође, зидови пропорционалне

коморе могу да се направе од материјала који може да се распаде фисијом. У ову сврху може се користити U_3O_8 који је обогаћен уранијумом. Треба водити рачуна да дебљина слоја мора бити довољно мала како би продукти фисије који настају могли да продру у унутрашњост коморе. Овакви бројачи су ефикасни у детекцији неутрона и при флуксевима фотона од $10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

За термалне неутроне ефикасан пресек има високе вредности и са порастом температуре опада по закону $\sim \frac{1}{v}$, до појаве резонантне зависности. Ова чињеница олакшава прорачуне, те за енергетски опсег неутрона у којем важи ова зависност, за било коју расподелу неутрона по енергијама брзина бројања детектора може да се пише:

$$R = N C n \quad (2.7)$$

N представља број језгара борона, $C = \sigma v$ производ ефикасног пресека и брзине неутрона, који је константан за енергије где важи да ефикасан пресек опада са $\frac{1}{v}$, а n представља број неутрона по јединици запремине.

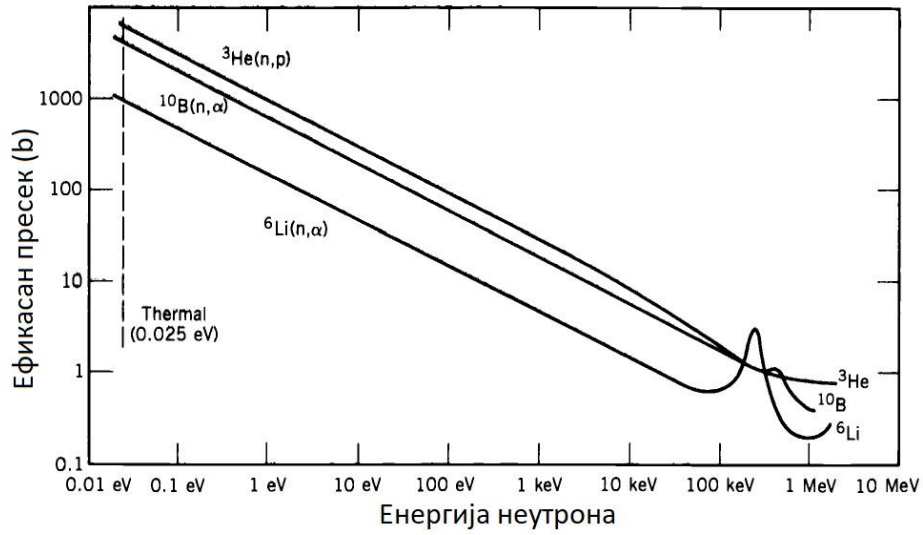
Материјали који после захвата неутрона постају радиоактивни такође се могу користити за њихову детекцију. Такви материјали се после излагања одређеном флуксу упадних неутрона из њега склањају и мери им се индукована активност, те измерена активност представља меру неутронског флукса.

Брзина неутрона се може мерити на различите начине. Пример за то је механички уређај који се направи од материјала који има својства доброг апсорбера неутрона (Слика 2.8). Брзина неутрона се може одредити бирањем брзине ротације цилиндра који има исечен део хеликоидног облика. Неутрони који ће проћи цео цилиндар су они којима је потребно онолико времена да пређу дужину L колико је потребно цилиндру да се ротира за угао ϕ . Ова времена су одређена брзинама ротације цилиндра ω и брзинама неутрона v :

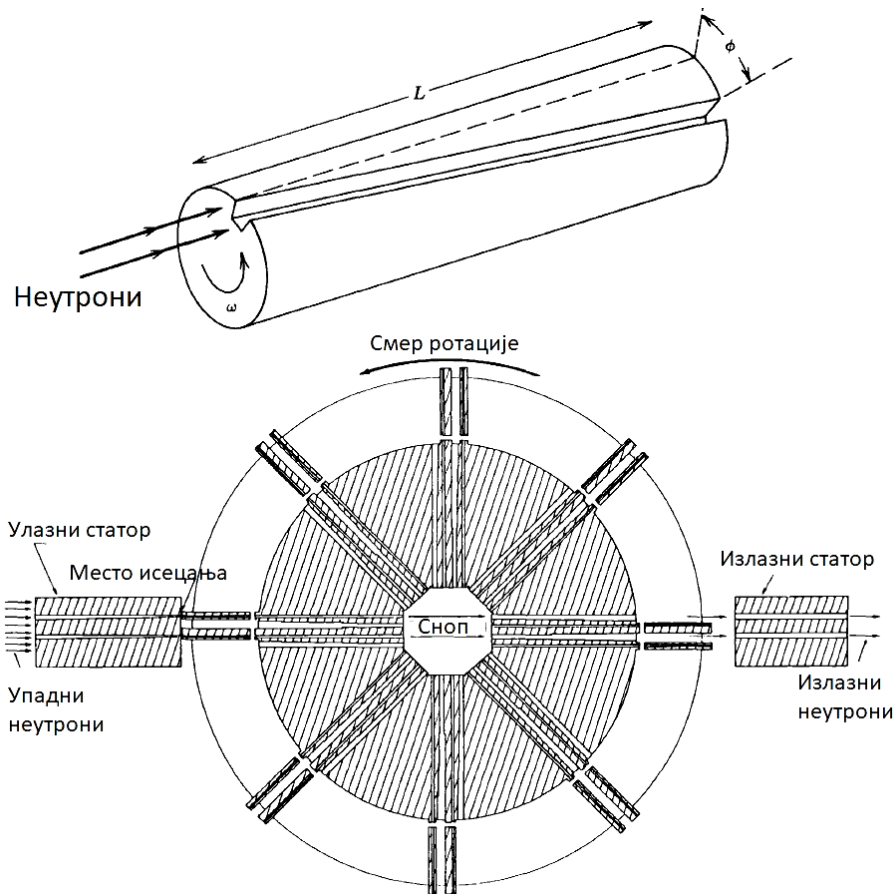
$$t = \frac{L}{v} = \frac{\phi}{\omega} \rightarrow v = \frac{L\omega}{\phi} \quad (2.8)$$

Други део слике (Слика 2.8) представља начин како се од континуалног снопа неутрона добијају пулсирајући снопови неутрона.

Технике мерења времена лета захтевају временски раздвојене снопове. Ово се може добити уз помоћ механизма на претходној слици, или строгим контролисањем времена одвијања нуклеарне реакције која ствара неутроне. Термални неутрони имају брзину од око $2200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ и на путањи од неколико метара време лета може довољано прецизно да се измери. Пример мерења брзине и енергије неутрона насталих после реакције $^{14}\text{Nd} + d \rightarrow ^{15}\text{O} + n$, где се за нулти временски тренутак узима снап деутерона (Слика 2.9).

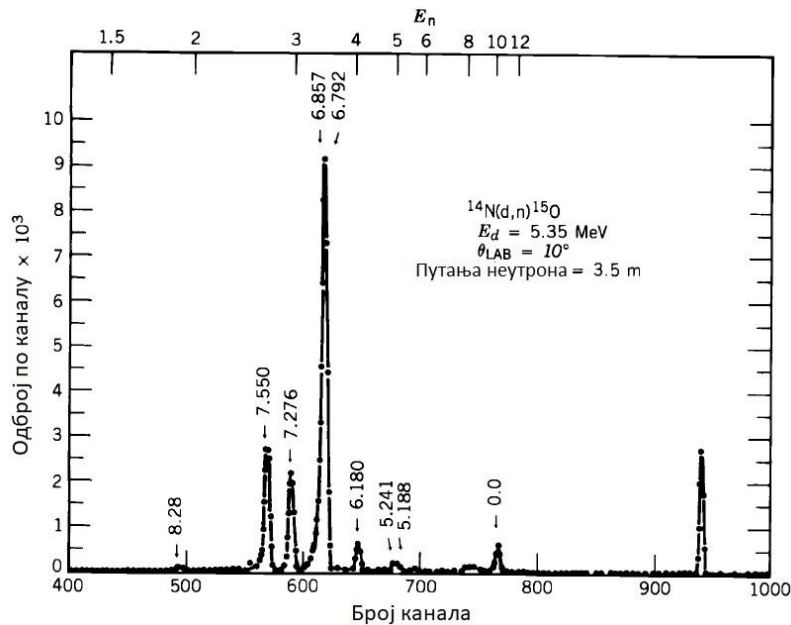


Слика 2.7 – Вредности ефикасног пресека за реакције ${}^3\text{He}(n,p)$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ и ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ где се види зависност вредности са $\frac{1}{v}$ са назнакама резонаније не 100 keV.



Слика 2.8 – Шематски приказ механичког раздвајања неутрона по енергијама. Слика преузета из (78).

Де Брољева таласна дужина термалних неутрона износи реда величине 10\AA , колико је и растојање атома у кристалној решетки. Тада упадни сноп неутрона на кристалну решетку може да доживи интерференцију у појединим правцима, који су тачно одређеним Браговим законом: $n\lambda = 2d \sin \theta$. У Браговом закону n представља ред интерференције, θ упадни и рефлектовани угао снопа неутрона о раван атома унутар кристалне решетке, док d представља растојање између паралелних равни атома од које се упадни неутрони рефлектују.



Слика 2.9 – Спектар неутрона техником мерења времена прелета за реакцију $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$. Слика преузета из (79).

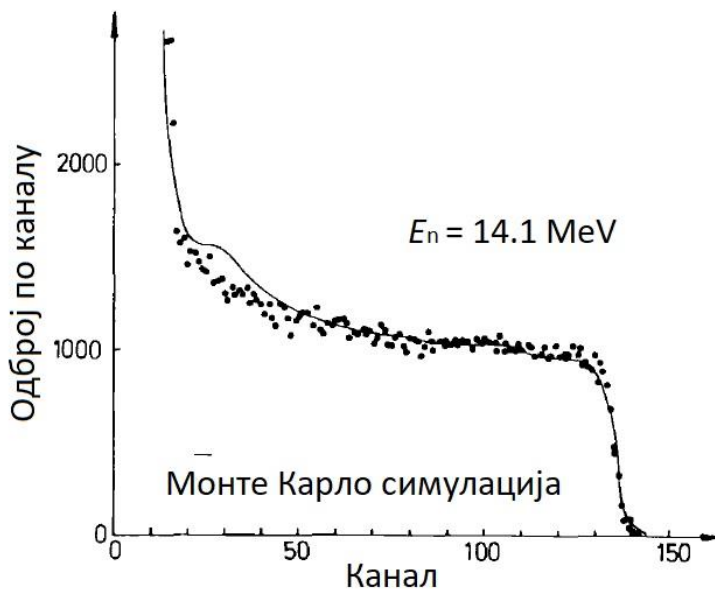
Органски сцинтилаторски детектори се могу користити за детекцију неутрона, јер долази до расејања неутрона на водоник који је присутан у њима и користи се за брзе неутроне, а за термалне неутроне се користи процес (n, γ) . Такође, сцинтилациони детектори се могу пунити ^6Li , те се у том случају детектују α честице које се емитују. Што се тиче брзих неутрона, приликом еластичног расејавања неутрона о лака језгра, долази до постепеног смањивања енергије неутрона од почетне до минималне по једначини (2.3). У случају чеоног судара, једначина (2.3) постаје:

$$\left(\frac{E_1}{E}\right)_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (2.9)$$

Језгра о која се неутрони расејавају добијају енергију узмака, која у зависности од судара до судара има вредност од минималне до максималне, чија је вредност одређена:

$$E_{u\ max} = E - E_{1\ min} = E \frac{4A}{(A-1)^2} \quad (2.10)$$

Ефикасност сцинтилационих детектора у мерењу енергија неутрона је око 50%. Слика 2.10 приказује спектар неутрона енергија 14,1 MeV снимљен сцинтилационим детектором. За идеалан сцинтилациони детектор сигнал снимљен расејањем неутрона на језгрима водоника би требао да има правоугаони облик. Међутим, услед нелинеарности сцинтилационих детектора и ограничења у енергетској резолуцији, спектар изгледа као што приказује Слика 2.10.



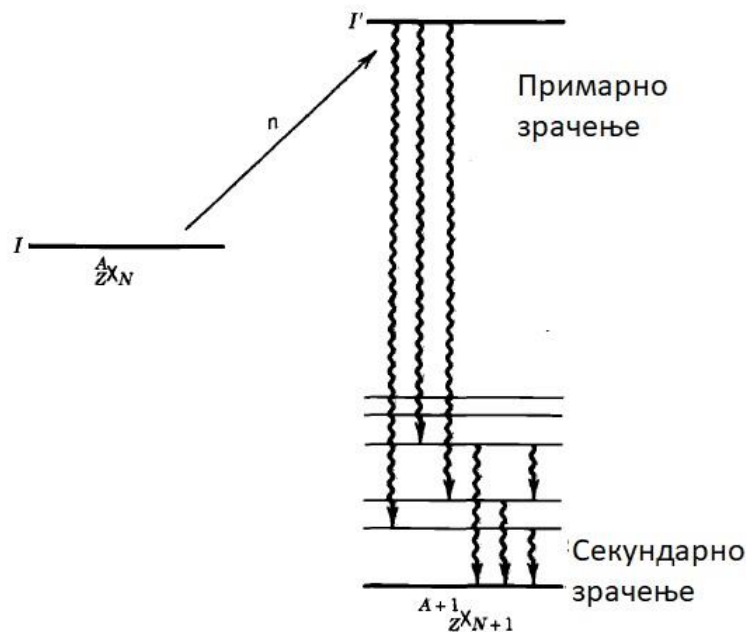
Слика 2.10 – Реални спектар моноенергетских неутрона снимљен уз помо сцинтилационог детектора (80).

Поред наведених детектора, користе се и полупроводнички детектори за детекцију неутрона. Танак слој литијума (${}^6\text{LiF}$) стави се међу два полупроводничка детектора. На овај начин могу се детектовати оба продукта реакције ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$, сваки од њих у једном од детектора. Ефикасан пресек за термалне неутроне износи 940 b. Такође, полупроводнички детектори се могу користити за детекцију протона које су неутрони расејали са полиетиленске фолије која се поставља и спред самог детектора. Полупроводнички детектори немају велику брзину бројања у односу на претходно поменуте детекторе и мана им је да се не могу користити дугорочно за детекцију самих неутрона.

2.1.4 Захват нейтрона

Сложено језгро које настаје захватом нейтрона ниских енергија од стране тежих језгара има највећу вероватноћу да се енергије ослободи у виду гама зрачења. Емисија нуклеона је мање вероватан процес. У случају емитовања протона, Кулонова баријера у потпуности сузбија овај начин распада сложеног језгра, изузев за језгра малог масеног броја. Емисија нейтрона је такође могућа, али са мањом вероватноћом у односу на емитовање γ зрачења.

Процес захвата нейтрона од стране језгара и радијативна деексцитација на основно стање је погодна за експериментално одређивање парности и спина стања језгра које настаје по захвату нейтрона, чији се спин може написати као $I' = I + l + s$, а парност $\pi' = \pi (-1)^l$. I представља вредност спина почетног језгра, π његова парност, а l и s су орбитални угаони момент и спин упадног нейтрона. Када се ради о термалним неутронима, спин језгра насталог захватом неутрон износи $I' = I + \frac{1}{2}$ и $I' = I - \frac{1}{2}$, док његова парност одговара почетној парности језгра. У случају почетног спина језгра од нула, стања после захвата неутрона су $I' = +\frac{1}{2}$ и $I' = -\frac{1}{2}$. Стање настало захватом неутрона се може посматрати као сложено стање великог броја могућих нивоа који имају један од два могућа спина, која су претходно наведена. Када се спинови језгра мете оријентишу у смеру спина упадног неутрона или у супротном, могуће је постићи попуњавање само једног спинског стања.



Слика 2.11 – Шематски приказ прелаза између енергетских нивоа у језгру побуђивања захватом неутрона.

Приликом декситовања отпуштањем γ зрачења, спинска стања која могу бити попуњена зависи од селекционих правила за емисију гама зрачења. Како се емитује диполно зрачење, стања у којима језгро може да се нађе после емитовања примарног зрачења су $I + \frac{3}{2}$ и $I - \frac{3}{2}$, гледајући у односу на спин пре захвата неутрона. Вероватноћа емитовања оваквог зрачења пропорционална је са E^3 , што доводи до тога да се при деекситовању стања насталог захватом неутрона оно врши у две етапе. Прва је примарно зрачење енергија до 10 MeV, чиме се попуњавају енергетска стања ближе основном, а затим секундарно које се врши прелазима између нижих енергетских стања језгра. Парност нижих побуђених енергетских стања је супротна од стања насталог захватом неутрона. Ова стања се попуњавају са највећом вероватноћом електричним диполним прелазима, како је диполни магнетни прелаз око 100 пута мање вероватан, а диполни прелази вишег реда још мање вероватни. Када долази до емитовања примарног зрачења са насталог захватом неутрона енергетског стања на нижа енергетска стања, не постоји искључивање у погледу који се од енергетских нивоа могу попуњити. Стога се побуђивање језгара неутронима ниских енергија може користити у сврху испитивања свих могућих енергетских стања језгра.

Када радијативни захват неутрона произведе језгро у основном стању које је радиоактивно, или дугоживеће изомерно стање, њихова активност је може повезати са флуksom неутрона ϕ :

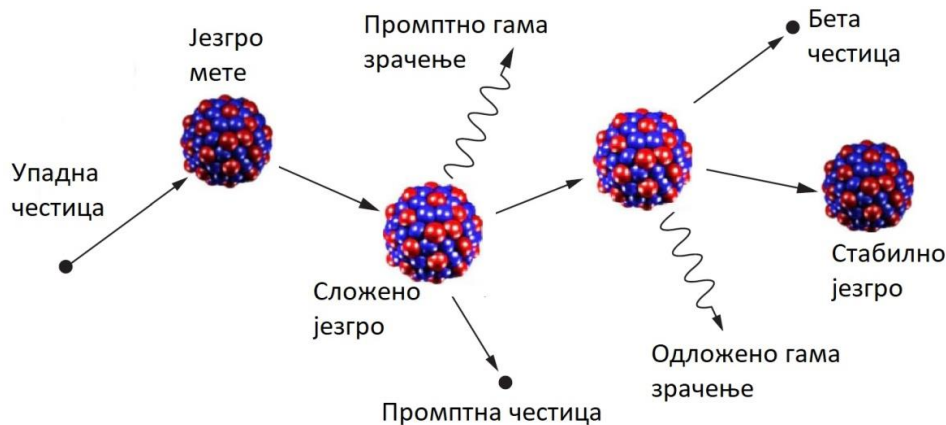
$$A_k[\text{Bq}] = 0.602 \cdot 10^{10} \frac{m}{A} \phi \sigma (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.11)$$

где су m и A маса и масени број радиоактивног атома, σ ефикасан пресек у барнима, а неутронски флуks ϕ у $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. На овај начин се могу повезати неутронима индукована радиоактивност произведеног изотопа, његова количина (маса) са флуksom неутрона. После озрачивања различитих мета неутронским снопом, мете се склањају и врши гама спектроскопија зрачења које произведени радиоактивни изотопи емитују. Ово је основа за неутронску активациону анализу, о којој ће детаљније бити речи и на којој се заснива део рада.

2.2 Неутронска активациона анализа

Неутронска активациона анализа (НАА) представља анализу узорка различитих материјала након њиховог излагања снопу неутрона. Језгра материјала чија различита својства је потребно знати, квалитативна и квантитативна, интереагују са упадним неутронима, те настаје ново језгро, које је најчешће радиоактивно. Мерењем гама зрачења непосредно након реакције, услед ослобађања енергије побуде насталог језгра, или мерењем радиоактивности, ако је новонастало језгро радиоактивно, добијају се неопходне информације.

Први примери коришћења анализе након захвата неутрона од стране језгара мете могу се наћи 30-их година прошлог века, Када су Хевсеј (Georg Hevsey) и Леви (Hilde Levy) описали почетке ове методе, где су користили за мете соли ретких земљаних елемената, које су излагали неутронима насталим из реакције ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{n}$ (81). Даљим развојем нуклеарних реактора и акцелераторске технике, обезбеђен је широки опсег енергија које упадни неутрони могу имати приликом неутронске активационе анализе. Такође, унапређивањем детекторских система, смањивале су се грешке приликом мерења и повећавала енергетска резолуција, што је само повећавало могућности ове методе.



Слика 2.12 – Процес емитовања гама зрачења током активације неутрона упадним честицама.

У општем случају нуклеарне реакције које подразумевају апсорпцију упадне честице од стране мете се могу представити као што приказује Слика 2.12. Ако упадна честица представља неутрон термалне енергије, промптне честице ретко бивају емитоване. У случају упадне честице са већом енергијом, може доћи до емитовања и промптних честица, уз емитовања гама зрачења.

Када мета бива бомбардована неутронима, може доћи до расејања неутрона или до апсорпције. Уколико долази до апсорпције, сложено језгро које настаје има одређену енергију побуде, које се ослобађа емитовањем једног или више гама кваната. Ово представља примарно (промптно) гама зрачење и емитовањем сложено језгро прелази у основно енергетско стање, или неко од нижих побуђених стања, са којих се опет декситује емитовањем гама зрачења. Гама спектроскопском анализом зрачења у овом стадијума после нуклеарне реакције представља промптну гама активациону анализу (ПГАА). Ово се мора обављати током озрачивања мете неутронима, како се емитовање промптног зрачења дешава реда величине 10^{-14}s након апсорпције неутрона.

Након деекситације сложеног језгра насталог захватом упадних неутрона може да настане радиоактивно језгро. Ако то јесте случај, оно се даље деекситује, или доживљава

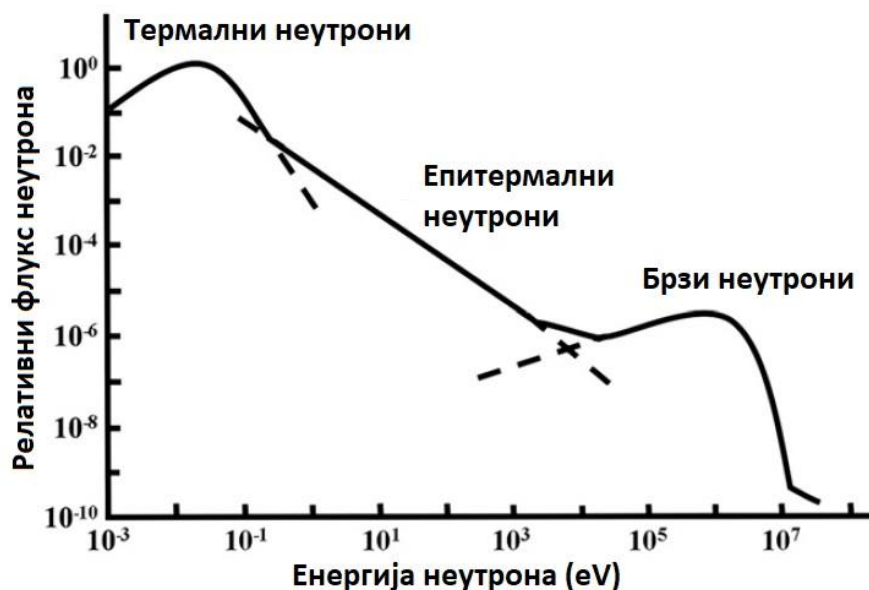
α , β^- , β^+ распад, захват електрона, уз емитовање γ или X зрачења, што се дешава знатно спорије, у зависности од времена полураспада насталог језгра. Детекција и анализа одложеног зрачења које емитује настало радиоактивно језгро представља ДГАА анализу (од енглеског delayed gamma-ray activation analysis). Ова метода се најчешће назива само неутронска активациона анализа (НАА), док се промптна гама активациона анализа (ПГАА) посебно наглашава.

У анализи спектра код неутронски активираних мета, идентификацијом гама пикова у спектру идентификују се настали нуклиди, док интензитет гама линија пропорционалан је концентрацији насталих нуклида. Ова концентрација је директно зависна од ефикасног пресека за настанак сваког од елемената у реакцији језгра мете на неутронима. Код ПГАА, како се детектује гама зрачење које се емитује из сложеног језгра, детекција зрачења и озрачивање мете неутронима се одвија паралелно. Ово чини ПГАА методу мање осетљивом у односу на НАА. Такође, из истог разлога, потреба је комплекснија заштита детектора у овом случају. Већа заштита за детектор повећава фон спектра који настаје као последица интеракције неутрона са материјалом заштите. ПГАА анализа је, са друге стране, у предности јер има могућност да детектује језгра која настају из сложеног језгра која нису подложна даљем распаду, као и она која су радиоактивна али нису емитери каскадног гама зрачења.

Данас се на различите начине могу добити неутрони широког опсега енергија, у зависности од тога која врста процеса се жели анализирати.

- Прва могућност је добијање неутрона из реакције $^4\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$, где се за изворе α честица могу користити ^{226}Ra , ^{124}Sb , ^{241}Am , као и ^{252}Cf . Овако добијени неутрони имају енергетску расподелу са максимумом око 3 до 4 MeV. За ^{252}Cf добија се $2,2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ неутрона, док за претходне реакције изазвне α честицама тај број износи од 10^5 до $10^7 \text{ s}^{-1} \text{ GBq}^{-1}$.
- Као извор неутрона могу се користити и неутронски генератори. Већина се заснива на убрзавању јона ^2H , који се после сударају са метом направљеним од ^2H те се неутрони добијају из реакције $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$, или се као мета користи ^3H , па се неутрони добијају из реакције $^3\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$. У оба случаја се добијају моноенергетски неутрони од 2.5 MeV и 14,5 MeV редом, док је број неутрона који се добија $10^8 - 10^{10} \text{ s}^{-1}$.
- Истраживачки нуклеарни реактори имају најширу примену у ове сврхе, како је флуks неутрониа који се у њима добија највећи у односу на остале начине добијања неутрона и износи, у зависности од конструкције реактора, од 10^{15} до $10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}$. Расподела неутрона по енергијама из истраживачког реактора приказује Слика 2.13.

У највећем броју експеримената код истраживачких реактора, удео термалних неутрона износи до 95%, епитермалних око 2%, а до око 5% укупног флуksа неутрона чине брзи неутрони (Слика 2.13).



Слика 2.13 – Спектар неутрона насталих у физионом реактору.

Када је енергија упадних неутрона ниска, у опсегу термалних и епитермалних неутрона (до око 0,5 MeV), они изазивају (n, γ) реакције на језгрима мете. Овај опсег енергија неутрона се највише користи, како због поменутог великог флуksа који се добија у реакторима, тако и због чињенице да ефикасан пресек за радијативни захват неутрона опада са порастом енергије неутрона, а долази до повећавања ефикасног пресека за еластично и нееластично расејање неутрона. Брзи неутрони, са енергијама преко 0,5 MeV веома мало доприносе реакцијама (n, γ) на језгрима мете. Реакције које се у највећем броју дешавају за поменуте енергије неутрона су (n, n') , (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, ако је енергија неутрона већа од прага за сваку од наведених реакција. У овом раду анализирани су управо овај вид реакција.

Емитовано гама зрачење се детектује различитим врстама детектора. Приликом интеракције зрачења са материјом, оно посредно јонизује материјал кроз који пролази. Долази до апсорпције и расејања гама фотона, при чему се стварају електрони, који даље врше јонизацију средине. Процеси у којима гама зрачење губи енергију су (82):

- Фотоелектрични ефекат – упадни фотон интерагује са атомом као целином и комплетну своју енергију предаје електрону из електронског омотача атома материје кроз које пролази зрачење. Избачени електрон има енергију $E_k = h\nu - A$, где је A енергија везе електрона. Секундарни процеси су емитовање X зрачења, услед попуњавања испразњеног места електронима са виших енергетских нивоа.
- Комптонов ефекат – еластично расејање упадног фотона на атомском електрону, који се сматра слободним. Ово важи када је енергија упадног зрачења много већа

од везивне енергије електрона у атому. Упадна енергија се расподељује на избијени електрон и на расејани фотон. Расподела енергија зависи од угла расејања фотона.

- Стварање парова честица – античестица – Ако су енергије упадних фотона веће од 1024 MeV, може доћи до претварања енергије у пар електрон – позитрон. Електрон наставља даљу јонизацију, а позитрон кад изгуби довољно енергије бива анихилиран са електронима и долази до емитовања два кама кванта од 511 keV.

Задатак детектора је да се зрачењем створено наелектрисање прикупи уз помоћ електричног поља које се примењује унутар материје где долази до интеракције зрачења. Ово се може остварити на пример јонизационим коморама, или полупроводничким детекторима. Неутронска активациона анализа почела је да се примењује као техника када су се као детектори користили само Гајгер – Милеров бројач и NaI(Tl) сцинтилациони детектори. Касније се почело са коришћењем и Ge(Li) полупроводничког детектора, као и Ge детектора високе чистоће (HPGe – High purity Ge detector), чиме је техника постала веома прецизна и битна аналитичка метода.

Полупроводнички су у великој предности, како се зрачење ефикасно апсорбује у чврстој средини због велике густине. Такође, енергија потребна за стварање једног пара јона је једнака ширини забрањене зоне између валентне и проводне зоне и она код полупроводника износи око 1 eV. Ова енергија је око 10 пута мања у односу на енергију јонизације атома гаса. Све ово чини полупроводничке детекторе незаменљивим када је у питању гама спектроскопија, јер имају супериорну енергетску резолуцију у односу на остале типове детектора, што омогућава јасно разазнавање гама пикова у деловима спектра где постоји њихов велики број.

Поред полупроводничких детектора, могу се користити и сцинтилациони. Код њих се јонизација региструје детекцијом сцинтилација у кристалу, на које је сам детектор транспарентан. Услед оваквог начина детекције зрачења имају мању енергетску резолуцију. Ипак, сцинтилациони детектори налазе примену у индустријским условима, како су једноставнији за управљање, могу се користити на различитим температурама и имају високу издржљивост.

Код мерења гама спектра приликом неутронске активационе анализе потребно је водити рачуна о смањивању фона у спектрима. Фон има различито порекло. Природна радиоактивност из окружења, космичко зрачење, сметње у електроници, космичко зрачење, нечистоће у у детектору, све ово може да утиче на квалитет гама спектра. Смањивање фона се врши различитим методама. Једна могућност је пасивна заштита направљена од олова или гвожђа. Друга је активна заштита у виду антикоинцидентног електронског система где се користи више детектора. Таакође, детекторски системи се могу постављати и испод површине земље, те се на тај начин смањује присуство космичког зрачења у фону гама спектра.

3 Теоријски прорачуни параметара нуклеарних реакција

3.1 TALYS 1.9

TALYS представља систем кодова чија је идеја о развоју почела 1998. године како би дошло до комбиновања доступниог знања о нуклеарним реакцијама на једном месту. Циљ је омогућити комплетну и детаљну симулацију нуклеарних реакција у опсегу енергија од 1 keV до 200 MeV, где су упадне честице лаке честице до језгра ^4He , док су честице које бивају бомбардоване језгра са месеним бројем већим од 10, не би ли се подаци искористили за експерименте у науци, или неку од практичних примена. Улазне параметре реакције, врсте честица, излазне гране реакције, енергије и слично задају се самостално, или се обезбеђују из експерименталних база података. Симулације се раде на основу неколико модела, од којих су најстарији оптички модел и модел сложеног језгра као и модел предравнотежног стања (прееквилибријума), који се користи за реакције на високим енергијама, изнад одређеног енергетског прага.

Овакав начин третирања нуклеарних реакције је од великог значаја када се ради о реакцијама о којима нема довољно експерименталних података, или нема довољно прецизних експерименталних података. Такође, у случајевима када они постоје, овакав вид симулација служи за развијање адекватних нуклеарних модела, или поправљање постојећих, како би они требали да што боље објасне процесе за које подаци не постоје. Неки од примера који се ослањају на подакте који се генеришу коришћењем TALYS кода, или неких сличних, су планирање четврте генерације нуклеарних реактора, планирање фузионих реактора, производња радиоизотопа у медицинске сврхе, третирање нуклеарног отпада итд.

TALYS на основу модела обезбеђује симулисане вредности за нееластичне и еластичне тоталне ефикасне пресеке, угаону расподелу расејаних честица код еластичног и нееластичног расејања, парцијалне ефикасне пресеке за изабране излазне канале реакција са задатим улазним честицама (n,α), ($n,3n$), (n,γ), као и њихов енергетски спектар и енергије узмака; емитовање зрачења са дискретних и континуалних стања језгра; ефикасне пресеке за стварање изомерних и основних стања различитих језгара; брзину продукције медицинских изотопа као функцију енергије акцелератора и струје снопа; брзине астрофизичких реакција. Једино подручје где TALYS заостаје у симулисању података су нуклеарне реакције лаких језгара, како статистички модел у овом домену није адекватан начин објашњавања реакција (83).

Најпростији улазни документ који обезбеђује параметре неопходне за стварање података о реакцији су врста лаког језгра пројектила, врста мете тежег језгра, масени број мете и енергија упадних честица у следећој форми:

```
#  
# General  
#  
projectile n  
element nb  
mass 93  
energy 14.
```

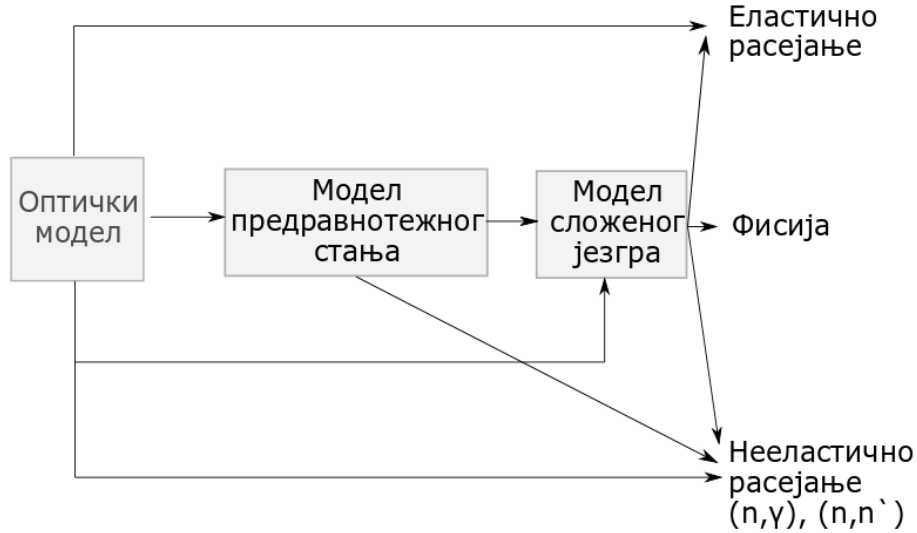
Овакав тип улазних података даје уопштене податке реакције и користи програмом подразумеване моделе. Како потребе постају конкретније и ускопрофилсане, тако се и улазни документ проширује са неком од 340 наредби које су у вези са улазним параметрима и излазним подацима који су потребни о нуклеарној реакцији.

Са идејом о TALYS коду се почело 1998.годне, док је прва званична верзија TALYS 1.0 објављена 2007.године и од тада се континуално развија у циљу отклањања ситних грешака и надоградње у функцијама које код пружа у израчунавању жељених параметара. У раду су симулације ефикасних пресека реакција рађене са верзијом TALYS 1.9. У задњим данима 2019, године изашла је и најновија верзија 1.95.

3.1.1 Нуклеарни модели коришћени у TALYS коду

Три основна модела на којима се базирају симулације параметара нуклеарних реакција су модел директних реакција, модел сложеног језгра и модел предравнотежног стања. У случају брзих интеракција, када је време трајања интеракције реда величине времена проласка упадне честице кроз језгро мете користи се модел директних реакција. Он објашњава спектре излазних честица који се састоје од засебних пикова. Када време интеракције траје дуже, за ниже енергије упадних честица, где имају довољано времена да буду апсорбоване у мети и да комплетну енергију предају новом сложеном систему, модел сложеног језгра бива у употреби. Енергетски спектри овако створених излазних честица имају Максвелову расподелу и угаону расподелу симетричну око угла од 90° у односу на упадни правац. Ово се објашњава тиме да је сложено језгро довољно трајало како би се начин настанка језгра потиснуо. Модел предравнотежног стања одговара довољно великим енергијама упадних честица, где се може претпоставити скоро тренутна интеракција. Овај модел представља знатно новији модел у односу на претходна два и и даље је постоји

могућности његовог даље усавршавања. Шематски се може виде повезаност модела и начин на који се добијају подаци за поједине реакције (Слика 3.1). Оптички и модел предравнотежног стања користе улазне податке, а њихови излазни подаци служе као улазни за модел сложеног језгра (84)



Слика 3.1 – Шематски приказ тока података током TALYS симулација.

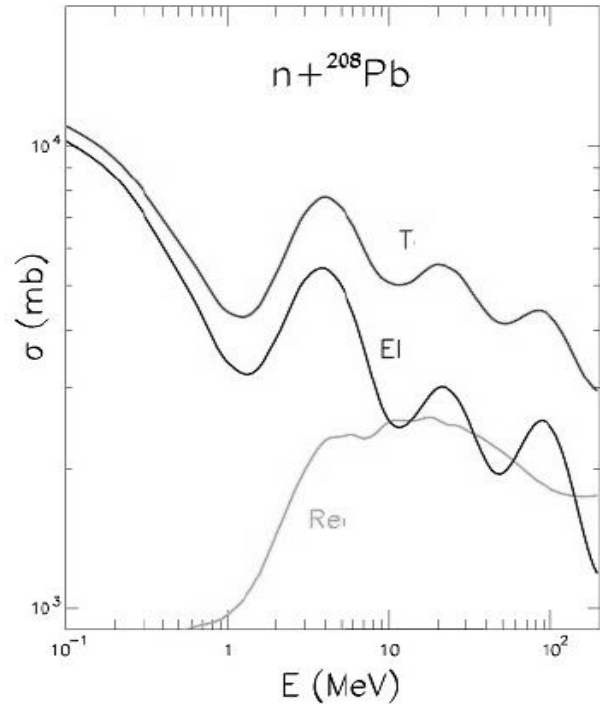
3.1.1.1 Оптички модел

Модел заснован на оптичком потенцијалу је значајан за симулирање параметара нуклеарних реакција како он обезбеђује вредности ефикасних пресека за еластична расејања честица (σ_{el}), као и ефикасан пресек реакције (σ_R), који се користи даље, на пример модел предравнотежног стања за рачунање ефикасних пресека појединих излазних канала реакција. Обезбеђује тоталан ефикасан пресек ($\sigma_T = \sigma_R + \sigma_{el}$), као и угаону дистрибуцију расејаних честица код еластичног расејања. Заснива се на интеракцији упадних честица са језгром као целином, описаним преко комплексног потенцијала $U = V + iW$ који је део Шредингерове једначине:

$$\left(-\frac{\hbar}{2\mu}\nabla^2 + U - E\right)\Psi = 0 \quad (3.1)$$

Оптички модел је од његовог осмишљавања функционисао да су параметри који се налазе у функцијама које описују одигравање реакције бивали модификовани не би ли се добила решења која највише одговарају познатим експерименталним подацима, а има их око 20. Овај начин се и даље користи, јер даје добре резултате, грешке су у оквиру 1%, али врло зависи од података који су доступни из експеримента. Супротан приступ коришћењу оптичког модела је микроскопски, који има предност да нису потребни унапред познати експериментални подаци у вези са испитиваном реакцијом али је грешка већа и износи до 10%. Такав приступ се може користити у предвиђањима за експерименте које није могуће извршити, нпр. за језгра која су далеко од линије стабилности.

У зависности од потреба, приступиће се или једном или другом методу. Када је битно да се постигне велика прецизност користиће се метод фитовања параметара, док у случају нових истраживања, користиће се микроскопски метод. Приликом рачунања неопходних параметара уз помоћ оптичког модела неопходно је узети у обзир и степен деформисаности језгара у њиховим основним стањима. Ово се постиже преко параметара спаривања између основних стања и вибрационих нивоа. Ови параметри се користе за усавршавање оптичког модела, као и за улазне параметре са модел предравнотежног стања.

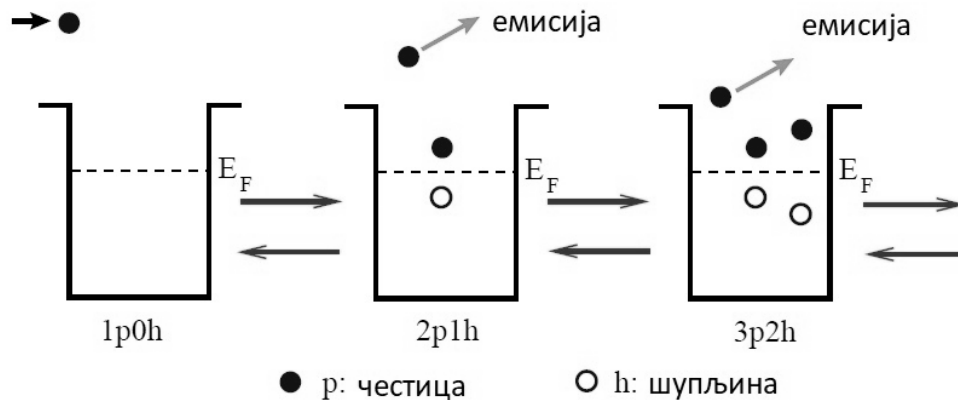


Слика 3.2 – Ефикасан пресек рачунат оптичким моделом за реакцију упадних неутрона на олову.

3.1.1.2 Модел предравнотежног стања

Описивање нуклеарних реакција са два модела је једнотаван. Како један и други модел, директних реакција и сложеног језгра функционишу у описивању дискретног енергетског спектра и континуалног налик на Максвеловом, постоји прелазни део, где је емисовање честица анизотропно, што показује да за одређене услове постоји памћење на који је начин сложен систем настао. За описивање оваквог случаја се користи модел предравнотежног стања. Емисије честице се дешавају пре постизања статистичке равнотеже створеног система. Упадна честица у етапама ствара све комплекснији систем, до постизања стања сложеног језгра. Процеси предравнотежног стања се одвијају за енергије између 10 и 200 MeV и описују се појмом ексцитона.

У моделу екситона (85; 86) стање језгра је описано укупном енергијом побуде E и укупним бројем честица и шупљина испод и изнад енергије Фермијевог нивоа. Честице (p) и шупљине (h) се сматрају екситонима. Енергија побуде се може поделити на било који начин између парова шупљина и честица $n = p + h$. Током интеракције две честице прати се број насталих парова који се мења током времена. Модел се базира на једначини која је временски зависна и описује вероватноћу расподеле енергија на парове честица-шупљина као и вероватноћу на континуумску емисију. Интеграцијом током времена, добија се енергетски спектар. Расподела енергија се врши у смеру креирања парова или анихилације парова, док у сваком тренутку постоји вероватноћа емисије честице ван сложеног система. Ако до тога дође у раној фази расподеле енергије, постоји и даље памћење како је систем настао, што објашњава анизотропију у угаоној расподели тако емитованих честица. Ако до емитовања честице долази у каснијој фази прерасподеле енергије, достиже се квази-равнотежно статистичко стање и тада се већ реакција може описивати моделом сложеног језгра.



Слика 3.3 – Размена пара честица-шупљина код модела екситона.

Тоталан ефикасан пресек, има део који није прецизно приписан којем процесу припада, када се уклоне еластично расејање и нееластично расејање, процеси тачно дефинисани у оптичком моделу. Овај остатак се користи као улазни параметар за модел предравнотежног стања. Развијано је неколико модела предравнотежног стања. Полу-класично тумачење (87) је најраспрострањенији када је потребна симулација података нуклеарних реакција. Развијани су и модели који се заснивају на квантно-механичком приступу, који су знатно комплекснији (88; 89; 90) и дају резултате приближне оним добијеним моделом екситона, али су неопходни у даљем развоју модела предравнотежног стања.

3.1.1.3 Модел сложеног језгра.

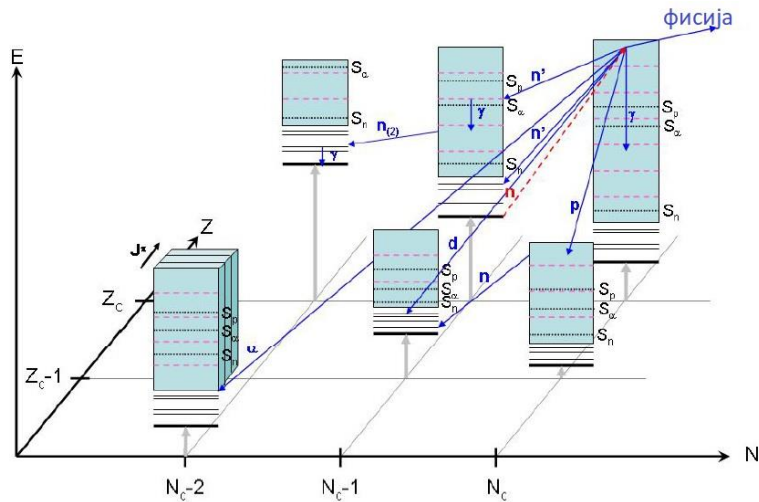
Као у случају модела предравнотежног стања, који је добијао улазне податке од директног модела, тако и модел сложеног језгра добија податке од претходна два. Заснива се на претпоставци да настало, сада сложено језгро не памти како је настало, те се реакција може одиграти са одређеном вероватноћом на било који канал распада. Заснива се на Боровој хипотези и описује се Хаусер-Флешбаховом једначином (91):

$$\sigma_{ap} = \sum_{J,\pi} \sigma_a^{NC}(E^*, J, \pi) \frac{\langle \Gamma_b(E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c(E^*, J, \pi) \rangle} \quad (3.2)$$

σ_{ap} представља ефикасан пресек распада на канал b , σ_a^{NC} ефикасан пресек настанка система N и C за енергију спин и парност означене у једначини. Апроксимација:

$$\frac{\langle \Gamma_b(E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c(E^*, J, \pi) \rangle} = \frac{\langle T_b^{J\pi}(E^*) \rangle}{\sum_c \langle T_c^{J\pi}(E^*) \rangle} \quad (3.3)$$

представља први ред апроксимације за процену средње енергетске ширине свих могућих канала распада Γ_c . $\langle T_c \rangle$ представља трансмисиони коефицијент који даје вероватноћу за одеђени излазни канал распада. Овај коефицијент који је сам апроксимација, захтева додатне поправке на нижим енергијама који урачунавају интерференције између улазних и излазних канала реакције (92; 93).



Слика 3.4 – Ток могућих реакција које се рачунају у процесу рачунања ефикасног пресека.

Када су енергије упадних честица довољно велике, веће од енергије потребне за одвајање неутрона, језгра формирана после емитовања прве честице имају довољно енергије побуде да се омогући даље емитовање честица, док се сва језгра не нађу у основном или метастабилном стању. Принцип третирања се може приуказати (Слика 3.4.) Језгро (Z_c ,

N_c-1) се побуђује апсорпцијом неутрона, те настаје систем (Z_c, N_c) . Након захвата, сви могући начини распада (канал) се анализирају један по један, који опет производе језгра која се ослобађају своје енергије побуде емитовањем γ зрачења, или поновним емитовањем честица из језгра. Ако се настала језгра деексцитују емитовањем честица, поново се разматрају сви канали распада и стварају нова језгра, и тако редом. Овакав постепени процес треба посматрати са свим ограничењима која су условљена парношћу и спином.

3.1.2 Густине енергетских нивоа језгра

Како је наведено, TALYS обезбеђује потпун сет података о нуклеарним реакцијама које симулира у вези са свим каналима распада реакције, ефикасним пресецима и угаоном дистрибуцијом. Ови подаци се добијају на основу модела нуклеарних реакција, њихове развијености и обалсти где се могу примењивати, као и улазних параметара које корисник сам задаје у зависности од потреба. У упутству које је доступно за сваку верзију програма (87) може се видети комплетан списак наредби које су доступне. У овом раду су коришћени за израчунавање подразумевани параметри кода, изузев ручног подешавања за густине нивоа, односно `ldmodel` параметар. У TALYS коду постоји шест опција за густине нивоа, са ознакама од `ldmodel 1` до `ldmodel 6`. Три модела су феноменолошка и аналитички изражена, а постоје и три опције са табеларним подацима који су изведени из микроскопских модела. Параметри за густину нивоа се заснивају на (94; 95):

- `ldmodel 1` – константна температура + модел Фермијевог гаса,
- `ldmodel 2` – Померени у назад модел Фермијевог гаса,
- `ldmodel 3` – Генерализован суперфлуидни модел,
- `ldmodel 4` – Микроскопске густине нивоа (`Skryme` сила) коришћене из Гориелових табела.
- `ldmodel 4` - Микроскопске густине нивоа (`Skryme` сила) коришћене из Хилаиреових комбинационих табела
- `ldmodel 6` - Микроскопске густине нивоа (температурно зависни Хантре – Фок – Богољубов модел) коришћене из Хилаиреових комбинационих табела

Густине енергетских нивоа језгара се користе у прорачунима ефикасног пресека у случајевима када о енергетским нивоима не постоје потпуне информације. Густина нивоа, са ознаком $\rho(E_x, J, \pi)$ представља број нивоа језгра по енергији од MeV око енергије побуде E_x за одређену вредност парности π и спина J . Укупна густина нивоа представља укупан број енергетских нивоа по енергији од MeV око енергије E_x за све вредности парности и спина:

$$\rho^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\pi} \rho(E_x, J, \pi) \quad (3.4)$$

У магнетном пољу долази до цепања нивоа на $2J + 1$ стања, те ако се и та чињеница урачуна добија се укупна енергија стања:

$$\omega^{tot} = \sum_J \sum_{\pi} (2J + 1) \rho(E_x, J, \pi) \quad (3.5)$$

У случајевима када се гистина нивоа преиказује аналитички, користе се расподеле нивоа по парности $P(E_x, J, \pi)$ и расподеле по спину $R(E_x, J)$, те се добија израз:

$$\rho(E_x, J, \pi) = P(E_x, J, \pi) R(E_x, J) \rho^{tot}(E_x) \quad (3.6)$$

За расподелу по парности већина модела подразумева да је $P(E_x, J, \pi) = \frac{1}{2}$, међутим постоји могућност да се код микроскопских тумачења гистина нивоа узме случај неједнаке расподеле.

3.1.2.1 Модел Фермијевог гаса

Модел Фермијевог гаса се базира на претпоставци да нуклеони представљају самосталне системе који се крећу унутар језгра без међусобне интеракције, налик на разређеном гасу на температури нуле. За овакав систем тотална гистина Фермијевог гаса је:

$$\omega_F^{tot} = \frac{\sqrt{\pi} e^{2\sqrt{a}U}}{12 \frac{1}{a^4} \frac{5}{U^4}} \quad (3.7)$$

Где је величина U дефинисана као $U = E_x - \Delta$, Други члан претходне формуле представља емпиријски параметар за енергију спаривања, који објашњава ефекте непарно-парних језгара. Вредност Δ има велики значај, јер је променљиви параметар који служи за репродуковање података на најбољи могући начин. Параметар густине енергетских нивоа a зависи од енергије и урачунава ефекте љуске у модел Фермијевог гаса. Његова вредност је $a = \frac{\pi^2}{6} (g_p + g_n)$. g_p и g_n представљају растојање стања протони и неутрона од енергије Фермијевог нивоа. Извођењем (96) уз претпоставку да су угаони моменти спаривани насумично, уз сумирање по свим стањима спина и парности за све енергетске нивое, добија се за густину Фермијевог гаса:

$$\rho_F^{TOT}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} e^{2\sqrt{a}U}}{12 \frac{1}{a^4} \frac{5}{U^4}} \quad (3.8)$$

У једначини променљиви параметри су a , σ и Δ , где је σ параметар одсецања спина и представља ширину расподеле угаоних момената густине енергетских нивоа.

3.1.2.2 Модел константне температуре

Модел је предложен од стране Гилберта и Камерона (97) и заснива се на подели енергије побуде на два дела од 0 MeV до енергије E_M . До поменуте енергије важе закони константне температуре, док за енергије веће од граничне E_M важи претходно поменути модел Фермијевог гаса што се тиче тоталне густине енергетских нивоа, као и густине нивоа. Слично као и у претходном моделу, величина U се дефинише као $U = E_x - \Delta^{СМТ}$. Члан претходне једначине $\Delta^{СМТ}$ се дефинише:

$$\Delta^{СМТ} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.9)$$

Параметар χ има вредност 0 за непарно-непарна језгра, 1 за непарно-парна језгра и 2 за парно-парна језгра. Број 12 представља енумератор у једначини и може се мењати мењањем наредбе за овај параметар у фајлу за улазне податке. За ниске енергије, модел константне температуре се заснива на експерименталним подацима. У овом енергетском опдсегу, укупна густина нивоа се рачуна:

$$\rho_T^{TOT}(E_x) = \frac{1}{T} e^{\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right)} \quad (3.10)$$

Параметри T и E_0 се мењају у циљу што боље поклапања са експерименталним подацима. У граничној енергији E_M густине из два енергеткса дела треба да су исте и да су им изводи једнаки. Из овог услова се добија израз за параметар T (нуклеарна температура):

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{TOT}}{E_x}(E_M) \quad (3.11)$$

Наведени израз се решава нумеричким путем.

3.1.2.3 Модел помереног Фермијевог гаса

Када се врши рачунање густина енергетских нивоа овим моделом (98), модел Фермијевог гаса се користи у целом опсегу енергија, са нешто другачијим параметрима који се могу подешавати, почевши од 0 MeV. Изрази за тоталну густину нивоа и густину нивоа су:

$$\rho_{\Phi}^{TOT}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.12)$$

$$\rho_F(E_x, J, \pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}} \frac{\sqrt{\pi} e^{2\sqrt{aU}}}{12} \frac{1}{a^4 U^4}$$

Променљиви параметри a и σ као који зависе од енергије, док параметар енергије побуде $U = E_x - \Delta^{\text{BFM}}$ има нешто измењени облик у односу на модел константне температуре:

$$\Delta^{\text{BFM}} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (3.13)$$

У овом случају, параметар χ има вредности -1 за непарно-непарна језгра, 0 за непарно-парна језгра и 1 за парно-парна језгра. Првобитан модел помереног Фермијевог гаса има проблем за израчунавање када је енергија побуде U једнака нули. Овај проблем је превазиђен и имплементиран од стране (99; 100) и као такав је имплементиран у TALYS код:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{BFM}}^{\text{TOT}}(E_x) &= \left(\frac{1}{\rho_{\text{F}}^{\text{TOT}}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right)^{-1} \quad (3.14) \\ \rho_0(t) &= \frac{e^1}{24\sigma} \frac{(a_n + a_p)^2}{\sqrt{a_n a_p}} e^{4a_n a_p t^2} \\ \rho_{\text{BFM}}(E_x, J, \pi) &= \frac{1}{2} \frac{2J + 1}{2\sigma^2} e^{e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}}} \rho_{\text{BFM}}^{\text{TOT}}(E_x) \end{aligned}$$

Параметри $a_n = a_p = \frac{a}{2}$ док је $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$. Код помереног модела Фермијевог гаса постоје два променљива параметра a и σ који служе што бољој репродукцији жељених података о нуклеарној реакцији.

3.1.2.4 Општи суперфлуидни модел

Општи суперфлуидни модел (101; 102) третира суперфлуидна спаривања која се дешавају на ниским енергијама и која утичу на густине на енергетским нивоима. На вишим енергијама се ове густине описују моделом Фермијевог гаса. Различито посматрање густина нивоа се врши на основу два параметра U_c критичну енергију и E_{cond} енергију кондензације, изнад које долази до престанка суперфлуидне фазе и третира се моделом Фермијевог гаса. Испод критичне енергије густине нивоа су описане функцијама из термодинамике на критичној температури T_c :

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{\text{cond}} \quad (3.15)$$

Са вредношћу критичне температуре $T_c + 0,567\Delta_0$. Вредност Δ_0 представља константу спаривања и износи $\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}}$, док енергија кондензације има вредност $E_{\text{cond}} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2$.

Параметар a_c се добија итеративним поступком. Када се ради о подручју испод критичне енергије U_c може се дефинисати критична енергија побуде на следећи начин:

$$U = E_x + \chi\Delta_0 + \delta \quad (3.16)$$

Параметар χ има вредности има вредност 2 за непарно-непарна језгра, 1 за непарно-парна језгра и 0 за парно-парна језгра, док δ представља варијабилан параметар за што боље поклапање са експерименталним подацима.

За вредности $U \leq U_c$ тотална густина нивоа и густина нивоа се рачунају:

$$\rho_{GSM}^{TOT}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (3.17)$$

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{TOT}(E_x)$$

S представља ентропију а D детерминанту апроксимације тачке превоја. За вредности $U \geq U_c$ тотална густина нивоа и густина нивоа се рачунају:

$$\rho_{GSM}^{TOT}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} e^{2\sqrt{aU}}}{12 \frac{1}{a^4 U^4}}; \quad \rho_{GSM}(E_x, J, \pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{TOT}(E_x) \quad (3.18)$$

Када се рачунају густине енергетског нивоа општим суперфлуидним моделом постоје два параметра која имају варијабилне вредности у циљу што бољег поклапања са експерименталним резултатима, а то су a и σ .

3.1.2.5 Колективни ефекти на моделе густине енергетских нивоа

Модел који се користе за одређивање густина енергетских нивоа не урачунавају у своје прорачуне колективне ефекте. Модел Фермијевог гаса није погодан за описивање првих (нижих) енергетски побуђених стања како они потичу од кохерентних ексцитација. Међутим, наведени модел Фермијевог гаса, као и остали модели који се користе у ТАЛИС коду могу се користити на задовољавајући начин у већини случајева на основу тога што у себи садрже енергетски зависне параметре. Правилним избором параметара код сваког од модела може се урачунати колективни ефектни. У случајевима када колективни ефекти постоје, али нестају са енергијом побуде, потребно је то урачунати на другачији начин. Ово се може урадити увођењем ротационих и вибрационих фактора приликом израчунавања густина стања. Пример код модела Фермијевог гаса:

$$\rho_{F,def}(E_x, J, \pi) = K_{rot}(E_x) K_{vib}(E_x) \rho_F(E_x, J, \pi) \quad (3.19)$$

Када се параметри $K_{\text{rot}}(E_x)$ и $K_{\text{vib}}(E_x)$ експлицитно израчунају, $\rho_F(E_x, J, \pi)$ описује једночестичне ексцитације. Уколико се вибрациони параметар апроксимира по угледу на (103):

$$K_{\text{vib}} = e^{\left(\delta S - \left(\frac{\delta U}{t}\right)\right)} \quad (3.20)$$

Параметар t је $t = \sqrt{\frac{U}{a}}$, а δS и δU су промене у ентропији и енергији побуде услед вибрација и оне се рачунају изразима на основу Бозе гаса:

$$\delta S = \sum_i (2\lambda_i + 1) [(1 + n_i) \ln(1 + n_i) - n_i \ln n_i] \quad (3.21)$$

$$\delta U = \sum_i (2\lambda_i + 1) \omega_i n_i$$

ω_i , n_i и λ_i представљају енергију, окупациони број и мултиполарност на одређеној температури вибрационих ексцитација. Ово је у случају присуства колективних ефеката. Њихово нестајање за вредности вискоих температура се може урачунати преко формула за окупационе бројеве

$$n_i = \frac{e^{-\frac{\gamma_i}{2\omega_i}}}{e^{\frac{\omega_i}{T}-1}} \quad (3.22)$$

Величина γ_i представља ширину вирационих ексцитација и рачуна се преко формуле:

$$\gamma_i = C(\omega_i^2 + 4\pi^2 T^2). \quad (3.23)$$

Модел за густине нивоа *ldmodel 6* који се заснива на рачуницама Хантре-Флок-Богољубов на основу Гогнијеве силе немају у себи урачунате експерименталне податке који су доступни (104), у ТАЛИС се уводи функција:

$$\rho(E_x, J, \pi) = e^{(c\sqrt{E_x-\delta})} \rho_{\text{HFB}}(E_x - \delta, J, \pi) \quad (3.24)$$

Где променљиви параметри c и δ имају подразумевану вредност од нула, када се ради о вредностима које нису мењане у односу на табеларне вредности и оне дају могућност модификовања параметара густине стања на широком опсегу енергија. За случајеве када се ради о енергијама побуде на граници фисионе баријере, употребљавају се *ldmodel 4*, *ldmodel 5* и *ldmodel 6*, ако подаци за потребна језгра постоје. Уколико их нема, користи се модел Фермијевог гаса.

3.2 EMPIRE 3.2.3

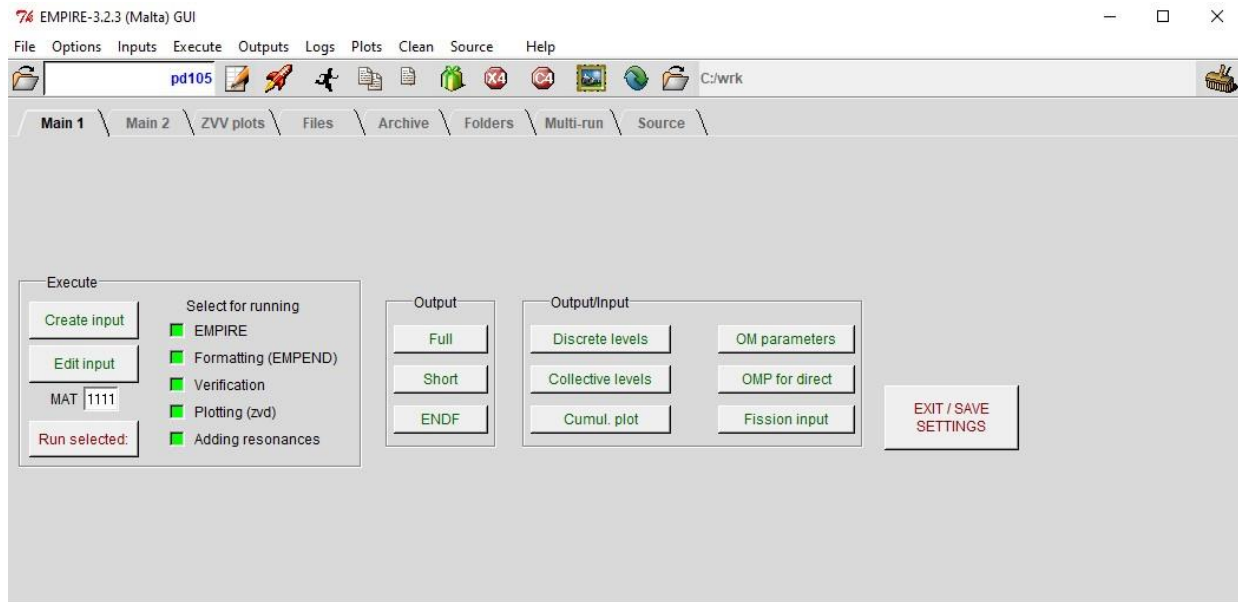
EMPIRE представља систем кодова који служи за симулирање параметара нуклеарних реакција као и њиховом теоријском испитивању. Заснива се на неколико нуклеарних модела, који објашњавају реакције сваки у свом домену. Симулације се могу вршити са великим бројем упадних честица, као и језгара мета. Као упадне честице могу да се задају α честице, ^3He , деутерон, трицијум, нуклеони и фотони, док опсег енергија које им могу бити задате иде од енергија резонанција у случају неутрона, па све до неколико стотина MeV (105).

Механизми на основу којих се третирају нуклеарне реакције су модел сложеног језгра, модел предравнотежног стања и модел директне реакције. Сваки од ових врста реакција имају различите приступе у објашњавању, од општег оптичког модела, преко предравнотежног ексцитационог модела са емисијом кластера, до Хаусер-Флешбаховог модела са гама каскадама и флукуацијама ширине. Поред тога, у код је инкорпорирано неколико модела густина енергетских стања. Постоји велика база улазних параметара који се могу задавати у улазним подацима, не би ли се на што детаљнији начин омогућило рачунање уско специфичних и жељених података о нуклеарних реакцијама. Подаци који се симулирају се складиште у адекватним форматима који се даље могу лако користити. Такође, постоје и могућност графичког представљања резултата уз помоћ графичког пакета који је саставни део EMPIRE кода.

Прва верзија кода развијена је 1980.године. Тада је у себи садржавао само Хаусер-Флешбахов модел као и HYBRID model са прорачуне за предравнотежна стања. Даљим развојом, додавале су се нове компоненте у прорачунима (106; 107; 108). Последња верзија представља флексибилан систем који омогућава прорачуне великог броја параметара. За овако нешто потребно је обезбедити велики број улазних параметара, те је EMPIRE повезан са развојем IAEA RIPL-2 (Reference Input Parameter Library) (109). EMPIRE систем се може поделити у шест саставних делова:

- физичке основе,
- библиотека улазних параметар неопходних за симулирање жељених вредности,
- графичко окружење погодно за рад,
- кодови за извршавање симулација,
- библиотека за резонанције неутрона,
- EXFOR библиотеке експерименталних мерених вредности

Обезбеђивање имплементације физичких модела на основу улазних параметара врши се применом кодова писаним у Фортрану.



Слика 3.5 – Графичко окружење (GUI) EMPIRE 3.2.3 за Windows окружење.

Слично као и код симулација у Talys коду, код EMPIRE симулација ефикасних пресека који су рађени за реакције од интереса, коришћени су сви параметри који су подразумевани EMPIRE подешавањима, изузев параметара који дефинишу густине енергетских нивоа LEVDEN. Три модела су феноменолошка, док је последњи микроскопски модел. Параметар који одређује избор модела може да има следеће вредности:

- LEVDEN 0 – Представља EMPIRE специфичан модел, који је подешен на RIPL експерименталне податке. Овај модел се базира на унапређеном општем суперфлуидном моделу.
- LEVDEN 1 – Општи суперфлуидни модел, модификован на RIPL експерименталне податке и дискретне нивое,
- LEVDEN 2 – Гилберт Камеронове густине нивоа, модификован на RIPL експерименталне податке и дискретне нивое,
- LEVDEN 3 – RIPL – 3 микроскопски комбинациони Хантри-Фок-Богољубов модел густине нивоа.

Како се поједини модели поклапају са моделима описаним приликом изношења модела у Talys систему, описаће се само нови модели који се користе у EMPIRE систему.

3.2.1 Унапређени општи суперфлуидни модел

Овај модел представља подразумевани модел у EMPIRE систему, па се назива и Емпире специфичан глобални модел (110). Карактеристично за њега је да користи као основу модел Фермијевог гаса за енергије изнад критичне енергије побуде, а испод њега суперфлуидни модел, слично као и Гилберт – Камеронов модел (97)(86). Унапређење у односу на суперфлуидни модел се огледа у третирању расподеле по спиновима у моделу Фермијевог гаса, те се сада на прецизнији начин дефинишу стања са високим вредностима спина, што је од великог значаја за реакције које бивају индуковане тешким јонима.

Описивање стања у зависности од спина се третирају преко зависности облика језгара од њихових ротација. Деформисање језгра се описује преко промене момента инерције, коа и преко параметра a који директно зависи од повећања површине језгра. Ефективна енергија побуде се рачуна:

$$U = E_x + n\Delta_0 \quad (3.25)$$

E_x представља енергију побуде, а $\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}}$ представља фактор корекције за основна енергетска стања, где вредност $n = 0$ за парно-парна језгра, $n = 1$ за непарно-парна језгра, а $n = 2$ за непарно-непарна језгра. Испод критичне енергије побуде, изрази за густину нивоа одговарају рачунатим по општем суперфлуидном моделу. Изнад критичне енергије побуде уводи се померај енергије у вредности енергије кондензације:

$$U^* = U - E_{cond} \quad (3.26)$$

Како се у овом моделу спин третира преко промене момента инерције језгра услед његове деформације због ротационог кретања густине енергетских нивоа се дефинишу:

$$\rho(E_x, J, \pi) = \frac{1}{16\sqrt{6}\pi} \left(\frac{\hbar^2}{I_{\parallel}}\right)^{\frac{1}{2}} a^{-\frac{1}{4}} \sum_{K=-J}^J \left(U^* - \frac{\hbar^2 K^2}{2I_{eff}}\right)^{-\frac{5}{4}} e^{\left\{2\left[a\left(U^* - \frac{\hbar^2 K^2}{2I_{eff}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}} Q_{rot} K_{vib} Q_{vib} \quad (3.27)$$

Претходна формула важи за издужено језгро које ротира нормално на осу симетрије. Када се дефинише за спљоштено језгро које ротира паралелно оси симетрије, израз за густине стања је:

$$\rho(E_x, J, \pi) = \frac{1}{16\sqrt{6}\pi} \left(\frac{\hbar^2}{I_{\parallel}}\right)^{1/2} a^{-1/4} \quad (3.28)$$

$$\sum_{K=-J}^J \left(U^* - \frac{\hbar^2 |J(J+1)K^2|}{2|I_{eff}|} \right)^{-\frac{5}{4}} e^{\left\{ 2 \left[a \left(U^* - \frac{\hbar^2 |J(J+1)K^2|}{2|I_{eff}|} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}} Q_{rot} K_{vib} Q_{vib}$$

Ефикасна вредност момента инерције се рачуна $\frac{1}{I_{eff}} = \frac{1}{I_{\parallel}} + \frac{1}{I_{\perp}}$, док вредности за паралелне и нормалне вредност момента инерције се рачунају по формулама које су предложили Vidgor i Karwowski (111)(98). Параметри Q_{rot} , K_{vib} и Q_{vib} представљају поправке које укључују ротационе и вибрационе поправке (112) (113)(89, 96).

3.2.2 Микроскопски комбинациони модел густине енергетских нивоа

Последњи параметар од четири могућа (LEV DEN 3) којим се дефинишу различити модели густине стања представља микроскопски комбинациони модел. Овај начин карактерисања густина осмишљен је приликом развоја Reference Input Parameter Library (RIPL-3) од стране Међународне агенције за атомску енергију. Заснован је на Хантре-Флок-Богољубовом методу уз употребу Скримове силе (114) (100). Барата се функцијом густине стања пара честица-античестица $\omega_{ph}(E_x, M, \pi)$, ко је функција енергије побуде E_x , пројекцијом магнетног поља на сопствену осу симетрије језгра и парности. Колективни ефекти се уводе преко функције расподеле бозона (115) (101). Она омогућава добијање густине вибрационих стања за различите енергије фонона. Аналитички изведени изрази за квадруполне, октополне и хексаполне енергије фонона су следеће:

$$\omega_2 = 65 \frac{A^{-\frac{5}{6}}}{1 + 0.05 E_{shell}}; \omega_3 = 100 \frac{A^{-\frac{5}{6}}}{1 + 0.05 E_{shell}}; \omega_4 = 160 \frac{A^{-\frac{5}{6}}}{1 + 0.05 E_{shell}} \quad (3.29)$$

E_{shell} представља поправку енергије и рачуна се као $E_{shell} = E_{tot} - E_{LDM}$, где E_{tot} представља енергију везе, теоријски или експериментално добијену вредност, а E_{LDM} представља енергију везе сферне капи

$$E_{LDM} = a_v A + a_s A^{\frac{2}{3}} + \left(a_{sim} + a_{as} A^{\frac{1}{3}} \right) A X^2 + a_c Z^2 A^{\frac{1}{3}} \quad (3.30)$$

Вредност $X = \frac{N-Z}{A}$, параметри следећи параметри имају вредности: $a_v = -15.6428$, $a_s = 17.5418$, $a_{sim} = 27.9418$, $a_{as} = -25.3440$ и $a_c = 0.7$ изражене вредности су у јединицама MeV.

Вибрациона густине стања $\omega_{vib}(E_x, M, \pi)$ се врши процес foldinga функције густине пара честица-античестица $\omega_{ph}(E_x, M, \pi)$, (104). Овај процес садржи у себи претпоставку да спаривања вибрационих ексцитација са ексцитацијама пара честица-античестица у

теорији фонона. Ако језго испољава сферну симетрију, густине енергетских стања се могу добити:

$$\rho_s(E_x, J, \pi) = \omega_{int}(E_x, J = M, \pi) - \omega_{int}(E_x, J + 1 = M, \pi) \quad (3.31)$$

Ротационо кретање се код деформисаних молекула треба разматрати експлицитно. За аксијално симетрична језгра ротација се врши око осе нормалне на осу симетрије и свако стање пројекције спина K и парности π представља основну траку скупа стања са истом парношћу и спином $J = K, K+1, K+2$, итд ако $K \neq 0$. И $J = 0, 2, 4$, или $1, 3, 5$ у случају $K^p = 0^+$ или 0^- . Ови скупови стања формирају ротационе траке чије се енергије могу добити уз познавање енергије основне траке ако се зна вредност $E_{rot}^{J,K}$ разлике између енергија нивоа J^π и стања основне траке K^π . Густине стања деформисаних језгара се може писати:

$$\begin{aligned} \rho_{def}(E_x, J, \pi) = & \frac{1}{2} \sum_{K=-J, K \neq 0}^J \omega_{int}(E_x - E_{rot}^{J,K}, J, \pi) \\ & + \delta_{J=even} \delta_{\pi=} + \omega_{int}(E_x - E_{rot}^{J,0}, 0, \pi) \\ & + \delta_{J=odd} \delta_{\pi=} - \omega_{int}(E_x - E_{rot}^{J,0}, 0, \pi) \end{aligned} \quad (3.32)$$

Једна половина на почетку израза осликава чињеницу да код аксијално симетричних језгара стања са пројекцијма спина $+K$ и $-K$ дају исте ротационе нивое. Члан δ_x има функцију да сузбије рачунање ротационих трака у случају пројекције спина $K = 0$. Ротационе енергије се рачунају по следећем изразу:

$$E_{rot}^{J,K} = \frac{J(J+1) - K^2}{2 I_\perp} \quad (3.33)$$

Где је I_\perp момент инерције језгра, који је у овом случају рачунат пароксимацијом да је језгро чврсто тело:

$$I_\perp = \frac{2}{5} m R^2 \left(1 + \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_2 \right) \quad (3.34)$$

Урачунат је и параметар β_2 за квадруполне деформације.

Хантре-Флок-Богољубов комбинациони метод даје адекватна предвиђања и на ниским енергијама побуде уз ренормализације на експерименталне податке:

$$\rho_{def}(E_x, J, \pi) = e^{c\sqrt{E_x-p}} \rho^{HFB}(E_x - p, J, \pi) \quad (3.35)$$

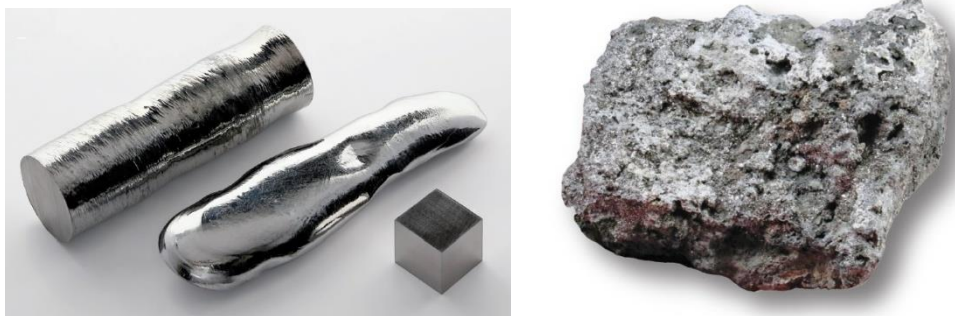
комбинационе густине нивоа за Хантре-Флок-Богољубов модел се налазе на RIPL бази података за око 8000 језгара, до енергија побуде од 200 MeV.

4 Одређивање ефикасних пресека за неутронима индуковане реакција на изотопима ренијума

Метал ренијум као последњи откривени природно заступљени елемент у природи од тренутка откривања има све ширу праткичну примену. Има велику отпорност на хабање и високе температуре, те се већ користи где је потребна велика издржљивост материјала. Медицинска примена ренијума је такође у све већем обиму, од дијагностике до третирања малигних обољења. Поред велике термичке и механичке издржљивости, ренијум се показао као добар апсорбер неутрона, што представља веома добру комбинацију особина за коришћење овог метала за изградњу будућих нуклеарних реактора. Стога је потребно у потпуности познавати интеракције овог метала са неутронима у широком опсегу енергија, које су све реакције присутне, као и ефикасни пресеци за сваку од реакција. У овом раду рачунате су вредности ефикасних пресека за две реакције на ренијуму: $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ и $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ посебном методом која омогућава добијање ових вредности у широком опсегу енергија упадних неутрона.

4.1 Особине ренијума

Ренијум представља елемент метала који има редни број 75 у периодном систему и представља задњи откривени елемент који се може наћи у природи. Откривен је године 1925. од стране немачких хемичара Walker Noddack, Ida Tacke, and Otto Berg (116) у руди гадолиниту, а назив је изведен из назива реке Рајна. Представља један од најређих елемената у Земљиној кори. Оно што је карактеристично за овај елемент је чињеница да има веома високу тачку топљења (3180 °C) и велику отпорност на хабање. Стога су његове легуре од великог значаја у авио и свемирској индустрији (117). Користи се као извор напајања у свемирским летелицама и у војне сврхе. Његове легуре са бороном имају добре особине за апсорпцију неутрона (12), те имају потенцијалну примену у реакторској физици. Такође, има све већу примену у медицинске сврхе, у дијагностици и терапијама канцера (6; 118; 119; 120; 7; 8; 9; 10; 11). Најраспрострањеније тренутне примене ренијума су у легурама са никлом, где је удео ренијума 3% или 6%. Ове легуре, које зову и суперлегуре, користе се за прављење лопатица турбина мотора авиона (преко 80% производње ренијума иде у ове сврхе). Друга најчешћа примена је за производњу катализатора на бази ренијума и платине, који служе за добијање безоловног бензина.



Слика 4.1 – Ренијум - чист метал и његова руда.

Ренијум се среће у природи ретко у елементарном стању. Минерал ренит (ReS_2) представља ренијумов сулфид и налази се са учесталошћу од 100 до 3000 на милион у руди молибденит MoS_2 . Највише ренијума се добија као нуспродукт приликом вађења руде бакра, где се из праха молибденита, који је сам нуспродукт при вађењу бакра, издваја ренијум. На овај начин добија се око 0,5 g ренијума на једну тону изважене руде бакра. Што се тиче изотопске заступљености, у природи се могу наћи само два изотопа ^{185}Re , са учесталошћи од 37,4% и ^{187}Re са учесталошћу од 62,6%. Изотоп ^{185}Re је стабилан, док ^{187}Re има време полураспада од $4,12 \cdot 10^{10}$ година. Поред ова два изотопа, постоји још преко 30 изотопа. Табела 4.1 наводи списак изотопа ренијума.

Табела 4.1: Списак изотопа ренијума (121; 122; 123; 124; 125) .

Изотоп	Време полураспада	Начин распада
^{187}Re	$4,12 \cdot 10^{10}$ година	β^- (99,99%), α ($10^{-4}\%$)
^{185}Re	Стабилан	
^{186m}Re	$2 \cdot 10^5$ година	β^- (10%), γ (90%)
^{183}Re	70 дана	γ , електронски захват
^{184}Re	38 дана	β^+ , γ
^{186}Re	3,72 дана	β^- (93,1%), К захват (6,9%)
^{182}Re	64 сата	β^+ , γ
^{189}Re	24,3 сата	β^- , γ
^{181}Re	19,9 сата	β^+
^{188}Re	17,0 сата	β^- , γ
$^{182m1}\text{Re}$	12,7 сата	Изомер, β^+
^{190m}Re	3,2 сата	Изомер, β^- (54,4%), γ (45,6%)
^{179}Re	19,5 минута	β^+

^{188m} Re	18,59 минута	Изомер, γ
¹⁷⁷ Re	14 минута	β^+
¹⁷⁸ Re	13,2 минута	β^+
¹⁹¹ Re	9,8 минута	β^-
¹⁷⁵ Re	5,89 минута	β^+
¹⁷⁶ Re	5,3 минута	β^+
¹⁹⁰ Re	3,1 минута	β^-
¹⁸⁰ Re	2,44 минута	β^+ , γ
¹⁷⁴ Re	2,4 минута	β^+
¹⁷³ Re	1,98 минута	β^+
^{172m} Re	55 секунде	Изомер, β^+
¹⁹² Re	16 секунде	β^-
¹⁷¹ Re	15,2 секунде	β^+
^{169m} Re	15,1 секунде	Изомер, $\beta^+(99,8\%)$, $\alpha(0,2\%)$
¹⁷² Re	15 секунде	β^+
¹⁷⁰ Re	9,2 секунде	$\beta^+(99,99\%)$, $\alpha(0,01\%)$
¹⁶⁹ Re	8,1 секунде	$\beta^+(99,99\%)$, $\alpha(0,005\%)$
^{167m} Re	5,9 секунде	Изомер, $\beta^+(99,3\%)$, $\alpha(0,7\%)$
¹⁶⁸ Re	4,4 секунде	$\beta^+(99,99\%)$, $\alpha(0,005\%)$
¹⁶⁷ Re	3,4 секунде	α , β^+
^{165m} Re	2.1 секунде	Изомер, $\alpha(13\%)$, $\beta^+(87\%)$
¹⁶⁶ Re	2 секунде	α , β^+
¹⁶⁵ Re	1 секунда	α , β^+
¹⁶⁴ Re	0,53 секунде	$\alpha(58\%)$, $\beta(42\%)$
¹⁶³ Re	0,39 секунде	$\alpha(32\%)$, $\beta^+(68\%)$
^{163m} Re	0,21 секунде	Изомер $\alpha(66\%)$, $\beta^+(34\%)$
¹⁶² Re	0,11 секунде	$\alpha(94\%)$, $\beta^+(6\%)$
^{162m} Re	77 милисекунде	Изомер, $\alpha(91\%)$, $\beta^+(9\%)$
^{161m} Re	15,6 милисекунде	Изомер, α
^{183m} Re	1,04 милисекунде	изомер
¹⁶⁰ Re	0,82 – 0,86 милисекунде	$p(91\%)$, $\alpha(9\%)$
¹⁶¹ Re	0,37 милисекунде	p

$^{179m1}\text{Re}$	0.095 милисекунде	изомер
^{177m}Re	0,05 милисекунде	изомер
$^{182m3}\text{Re}$	0.78 микросекунде	изомер
$^{182m2}\text{Re}$	0,585 микросекунде	изомер
$^{179m2}\text{Re}$	>0.4 микросекунде	изомер
^{185m}Re	0.12 микросекунде	изомер

4.2 Неутронима индуковане реакције на ренијуму

Како ће бити детаљније и описано, мете од ренијума чистоће 99,99% бомбардоване су неутронима са широким енергетским опсегом. У чистом ренијуму постоје два изотопа ^{185}Re (37,4%) и ^{187}Re (62,6%). Како долази до апсорпције неутрона од стране језгара мете, једног или другог изотопа ренијума, могућ је већи број реакција, које као продукте дају различите радионуклиде који остају у мети. Ако су продукти гама емитери, гама спектроскопским снимањем озрачених мета могу се идентификовати који радиоизотопи настају и у којим количинама. Количина појединих радиоизотопа зависи од флукса упадних неутрона, на којем од изотопа настаје апсорпција неутрона, као и од ефикасног пресека за реакцију настанка одређеног изотопа. Следи преглед нуклеарних реакција изазваних неутронима на мети од природног ренијума (Табела 4.2).

Приликом анализа наведених реакција, као и одређивање количине насталих продуката реакција, од великог значаја је тачно утврђивање ефикасних пресека за сваку од њих. Такође, услед све шире употребе ренијума у практичне сврхе, потребно је што боље разумевање његових интеракција са неутронима.

Табела 4.2: Реакције индуковане неутронима на природним изотопима ^{185}Re и ^{187}Re .

Реакције на ^{187}Re	Реакције на ^{185}Re
$^{187}\text{Re}(n,\gamma)^{188}\text{Re}$	$^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$
$^{187}\text{Re}(n,\gamma)^{188}\text{Re}^m$	$^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}^m$
$^{187}\text{Re}(n,2n)^{186}\text{Re}$	$^{185}\text{Re}(n,2n)^{184}\text{Re}$
$^{187}\text{Re}(n,2n)^{188}\text{Re}^m$	$^{185}\text{Re}(n,2n)^{184}\text{Re}^m$
$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$
$^{187}\text{Re}(n,\alpha)^{184}\text{Ta}$	

Познавање вредности ефикасних пресека за реакције које се изазивају упадним неутронима, како за различите изотопе, тако и за ренијум, од великог је значаја за савремену науку и различите практичне примене. Енергетски опсег неутрона који је од значаја протеже се и до 20 MeV. Области у којима су битни подаци ефикасних пресека неутронима индукованим реакцијама су бројне. Производња радиоизотопа у медицинске сврхе, изградње и планирање нуклеарних реактора, постојећих фисионих, нових фисионих реактора четврте генерације, као и потенцијалних фузионих реактора. Различита истраживања у подручју геофизике, заштите животне средине, астрофизике. Све ово су само неки од примера.

Оно што је карактеристично за податке који постоје у толико широком енергетском опсегу је да они нису потпуни, као и да постоји знатна разлика у подацима у зависности од експеримента до експеримента који су спроведни. Такође, експерименталне вредности мерене су само за поједини број нуклида, а карактеристика им је и та да су приликом експеримента коришћени снопови са енергијама неутрона једне енергије. Тако да за нуклиде за које постоје подаци о ефикасним пресецима, они нису у широком енергетском опсегу, те су подаци за читав опсег енергије до 20 MeV добијени теоријски. Теоријски симулиране вредности ефикасних пресека које постоје вршене су на основу постојећих нуклеарних модела и нормиране уз помоћ експериментално добијених вредности. Како би се превазишли недостаци неопходних података долази до сарадње великог броја националних и међународних лабораторија, стварајући заједничке базе података.

4.3 Експериментална поставка

4.3.1 NAXSUN техника

NAXSUN техника од енглески Neutron Activation X-Section determined using Unfolding развијена је од стране Обједињеног истраживачког центра Европске комисије у Геелу (Joint Research Centre - JRC), Белгија. Техника се користи за одређивање функција ефикасног пресек различитих реакција индукованих неутронима у широком енергетском опсегу, не само за поједине енергије као већина метода за одређивање ефикасних пресека.

Заснива се на активацији неког броја идентичних дискова направљених од материјала велике чистоће који се састоје од изотопа који су предмет истраживања. Сваки од дискова се озрачује добро дефинисаним флуksom неутрона у широком опсегу енергија. Флуксеви неутрона су за сваки диск различити, али долази до њиховог преклапања у једном делу енергија. Додатно, један од дискова се активира флуksom (квази) моноенергетских

неутрона (126). Ова активација се користи за израчунавање ефикасног пресека у једној вредности енергија, која се користи за нормализацију функције ефикасног пресека. Индукована активност дискова услед њиховог излагања пољу неутрона детектује се спектроскопским системом са великом енергетском резолуцијом. Индукована активност сваког од дискова (A_k) је величина која је пропорционална ефикасном пресеку за одређену реакцију σ , као и флуксу упадних неутрона:

$$A_k = \sum_i \Phi_{ki} \sigma_i \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad k = 1, 2, 3, \dots, m \quad (4.1)$$

где m представља број дискова, n број интервала енергије E_i у одређеном енергетском опсегу. На овај начин се може одредити вредност ефикасног пресека коришћењем методе unfolding-a, како ова једначина за индуковану у сатурациону активност има бесконачно много решења. Алгоритми MAXED и GRAVEL су коришћени приликом unfolding процеса (127; 24; 128).

У овом раду, NAXSUN метода је праћена по следећим корацима:

- Шест дискова од ренијума је активирано излагањем под снопом неутрона, чији су флуксеви били добро дефинисани.
- Додатни, седми диск је био озрачиван снопом неутрона једне енергије.
- Над активираним дисковима је вршена гама спектроскопска анализа.
- Извршен је поступак деконволуције (ungolding) у циљу добијања функције ефикасног пресека у жељеном енергетском опсегу. Улазне вредности неопходне за овај поступак су индукована активност (A_k), флукс неутрона Φ , као и улазна предефинисана функција ефикасног пресека, о чему ће касније бити речи.

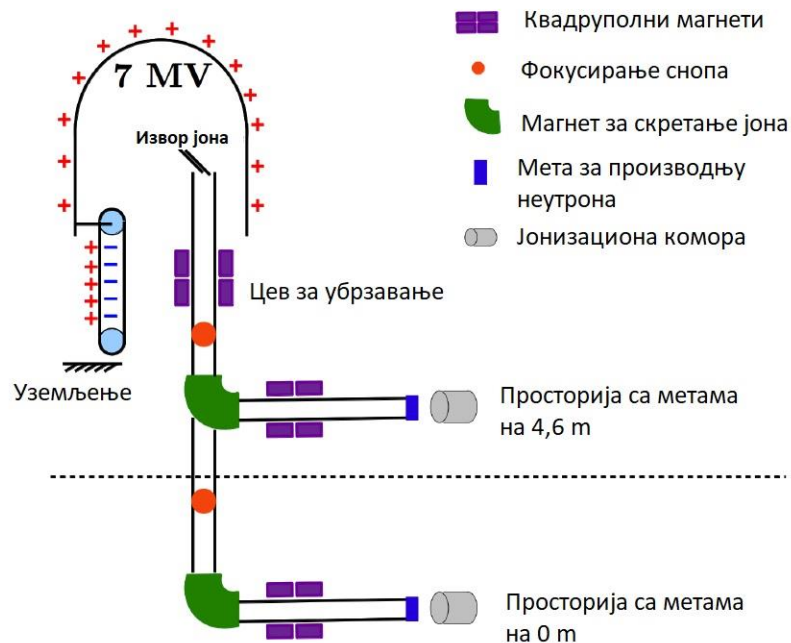
4.3.2 Активација дискова направљених од ренијума

Основа NAXSUN методе представља, као што је претходно поменуто, озрачивање већег броја идентичних дискова дискова, високе чистоће неутронима различитих енергија. У овом раду коришћено је седам дискова од ренијума високе чистоће (99,9%). Дискови су бомбардовани неутронима који су добијани уз помоћ Ван де Графовог генератора. Генератором су добијани моноенергетски неутрони, а посебним начином озрачивања, о чему ће бити речи, постигнуто је да дискови буду озрачени неутронима у широком опсегу енергија, у овом раду од 13 до 20 MeV.

4.3.2.1 Ван де Графов акцелератор

У ЈРЦ Геел користи се Ван де Графов генератор за убрзавање јона који се потом усмеравају ка различитим метама. У судару убрзаних јона са метама производе се неутрони различитих енергија, у зависности од реакције. На тај начин се обезбеђују снопови усмерених моноенергетских неутрона. Овако произведени неутрони користе се за изазивање нуклеарних реакција на различитим метама. У овом раду произведеним неутронима су изазване нуклеарне реакције на металним метама од ренијума, чији су се ефикасни пресеци рачунали.

Јони који се убрзавају Ван Де Графовим генератором добијају се из гаса екстракцијом преко извора негативних јона. Тако створени позитивни јони се убрзавају и усмеравају преко цеви које се могу видети (Слика 4.2) где се врши фокусирање снопова и њихово усмеравање на мету од различитих материјала. Постоји укупно шест цеви у којима се спроводе снопови, 5 у горњој просторији и једна у доњој. У зависности од енергија неутрона које су неопходне у експериментима, користе се различите комбинације упадних јона и мета. Табела 4.3 показује реакције које се користе у лабораторији.



Слика 4.2 - Ван Де Граф генератор у ЈРЦ Геел постројењу. Слика преузета из (23).

За производњу неутрона у експерименту рађеном за потребе овог рада коришћена је последња наведена реакција из табеле ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$, где се користила мета од $\text{Tl} - {}^3\text{H}$ од $2,293 \text{ mg cm}^{-2}$ у којој је однос ${}^3\text{H}/\text{Tl}$ износио 1,4 за производњу јона.

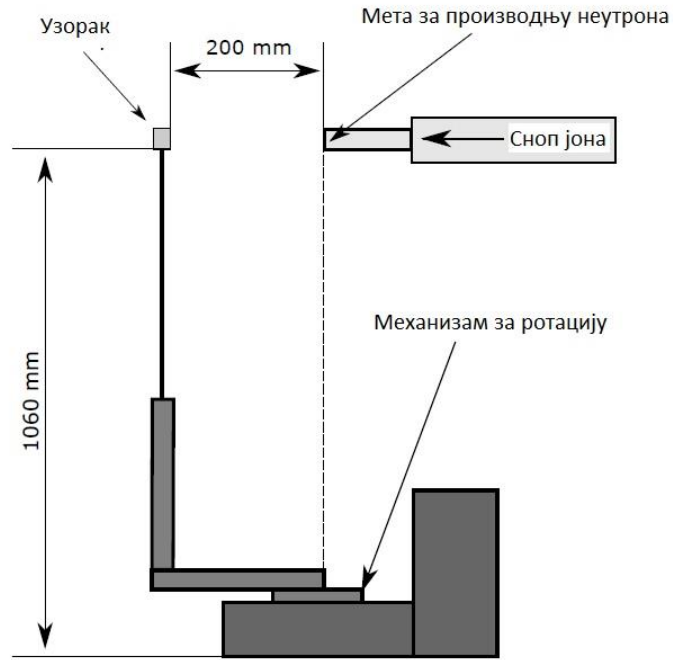
Табела 4.3 – Енергије неутрона добијене Ван Де Графовим генератором из различитих реакција (23).

Реакција	Енергија неутрона (Моноенергетски неутрони) (MeV)
${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$	0 – 5.3 (0,1 – 0,7)
${}^3\text{H}(\text{p},\text{n}){}^3\text{He}$	0 – 6.2 (0.3 – 4.5)
${}^2\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$	2.4 – 10.1 (2.4 – 7.7)
${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$	12.1 – 24.1 (14.0 – 20.5)

4.3.2.2 Активација дискова неутронима широког енергетског опсега

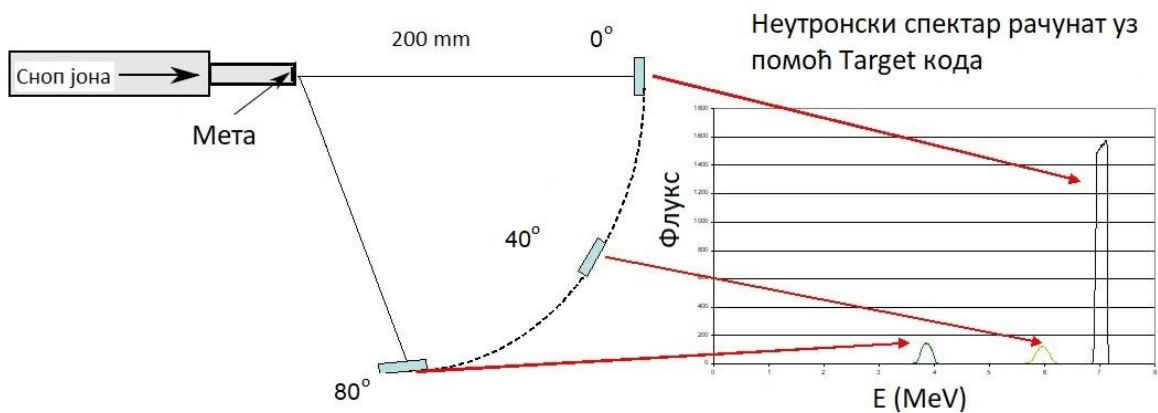
Већ је претходно поменуто да је седам дискова направљених од 99,99% ренијума коришћено у експерименту. Природно се овај метал састоји од два изотопа ${}^{185}\text{Re}$ и ${}^{187}\text{Re}$ чије су заступљености 37,4% и 62,6% редом. Дискови су били дебљине 5 mm и полупречника 20 mm, а њихово озрачивање неутронима је вршено у постројењу ЈРЦ Геел, Ван де Графовим генератором. Сваки од дискова озрачаван је различитим неутронским флуксевима. Експериментална поставка за активирање дискова приказује Слика 4.3.

Један контролни диск, који служи за нормализацију функције ефикасног пресека у целом енергетском опсегу, постављен је у правцу упадних јона на мету која производи неутроне. Диск је све време активације држан у овом положају, а енергија неутрона која је коришћена за овај диск износила је 18,1 MeV и неутронски флукс се може сматрати моноенергетски. Сви остали дискови су током времена активације неутронима ротирани од положаја који одговара правцу упадних јона на мету која производи неутроне до положаја од 80° у односу на овај правац у корацима од по 2° . Ово представља кључан део NAXSUN методе, јер се на овај начин расподела неутрона по енергијама који падају на мету која се активира шири од квазимоноенергетског на већи опсег енергија. Наиме, расподела неутрона по енергијама зависи од њихове угаоне дистрибуције приликом напуштања мете у којој настају. Флукс неутрона је највећи у правцу упадних јона и њихова енергија се може сматрати (квази) моноенергетском. Како се удаљава од овог правца, флукс неутрона опада, као и њихова енергија. Управо се ова чињеница користи приликом стварања широког енергетског спектра неутрона који падају на мету коју треба активирати. Такође, како опада флукс неутрона приликом удаљавања од правца упадних јона, на сваком кораку од по 2° приликом ротације дискова, они су били задржавани по 1 секунду више.



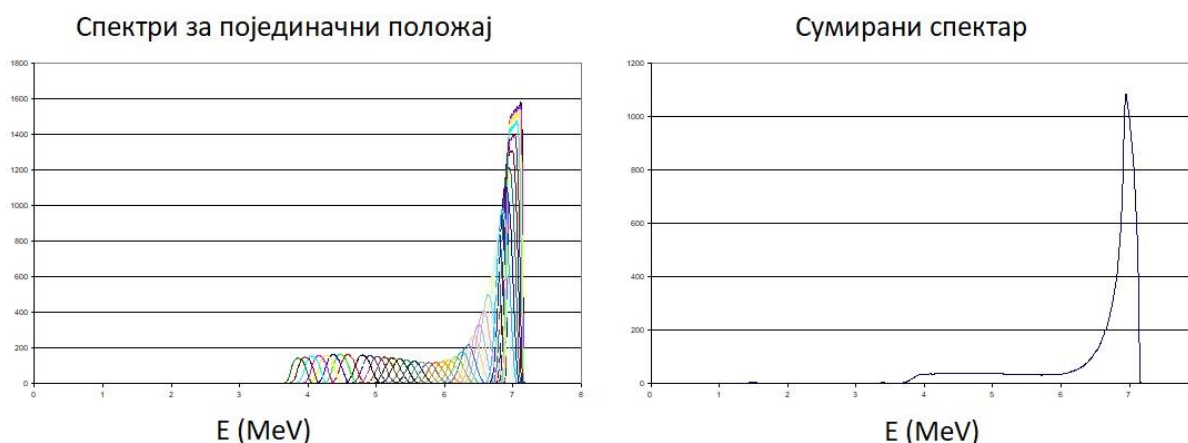
Слика 4.3 - Експериментална поставка приликом ирадијације дискова од ренијума (33).

Спектар неутрона који падају на мету која се активира прорачунат је TARGET кодом (129). TARGET код на основу кинематичких прорачуна репродукује спектар неутрона који долазе до мете. Пример детектованог флукса неутрона за различите положаје у односу на правац упадних јона приказује Слика 4.4.



Слика 4.4 – Приказ флукса неутрона у зависности од положаја диска током ирадијације. Слика преузета уз модификовање из (130).

Сумирањем рачунатих спектара за сваки од полжаја добијају се укупни неутронски спектри.



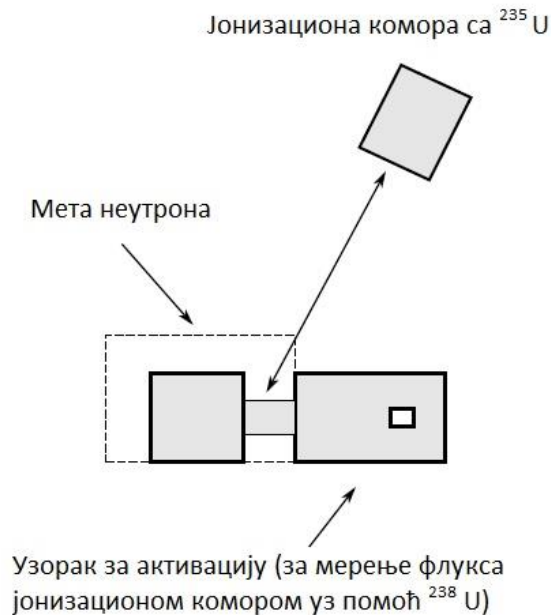
Слика 4.5 – Збир неутронских спектара за сваки појединачан положај и изглед сумарног неутронског спектра. Слика преузета из (130).

Коришћењем различитих енергија неутрона за сваки од дискова, уз њихово ротирање приликом активације успева се покрити читав енергетски опсег од 13 MeV до 20 Me. Табела 4.4 приказује енергије деутерона у реакцији ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ добијања неутрона, као и енергије неутрона које они имају у правцу упадних јона. Такође, у табели је представљено време активације дискова.

Табела 4.4 – Енергије упадних јона и добијених неутрон са временом озрачивања дискова (33).

Бр. диска	E_i (MeV)	E_n (MeV)	t(s)
1	3,300(11)	19,78(20)	86921(10)
2	2,500(11)	18,71(20)	248402(10)
3	2,000(11)	18,10(28)	157632(10)
4	2,000(11)	18,10(28)	166564(10)
5	1,500(11)	17,16(30)	231958(10)
6	1,000(11)	15,97(82)	243608(10)
7	0,800(11)	15,26(131)	144831(10)

Све време активације дискова, била је присутна јонизациона комора која је у себи садржала ${}^{235}\text{U}$, која је служила за контролно посматрање неутронског флукса.



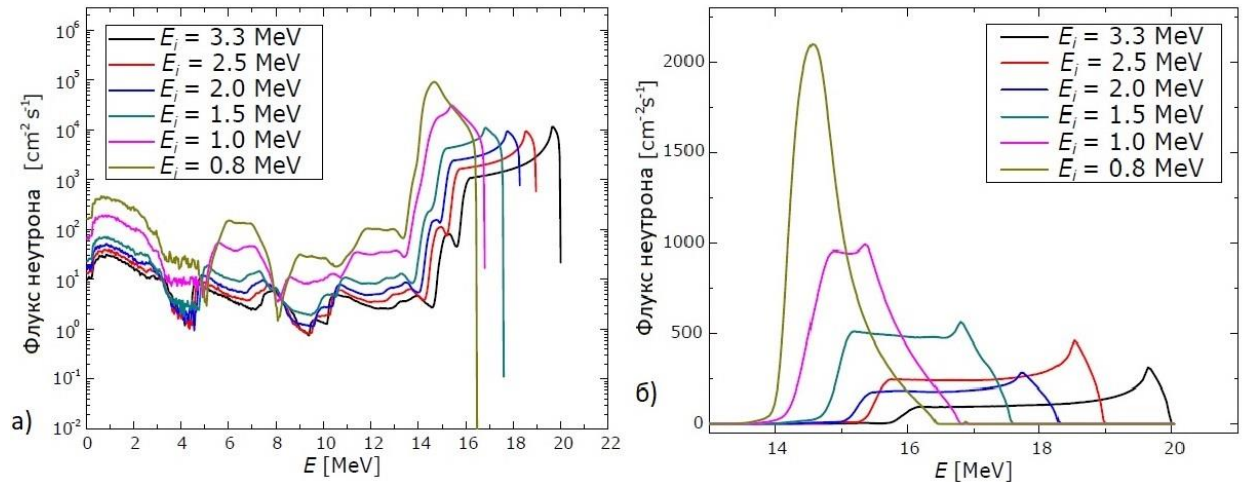
Слика 4.6 – Позиција јонизационих комора за контролу неутронског флукса (33).

Target код је рачунао вредности флукса неутрона за сваки од дискова (Φ_{Tj}). Ове вредности кориговане су за параметар b_j који у себи садржи неколико величина: флукуације струје јона којима се производе неутрони као и времена активације дискова у појединим положајима:

$$\Phi_j = \Phi_{Tj} b_j \quad (4.2)$$

$$b_j = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{t_{aji}} (1 - e^{-\lambda t_{aji}}) e^{-\lambda t_{cji}}$$

Параметри j и n представљају број понављања, q_i представља наелектрисање произведено у сваком положају диска, а i представља сумирање озрачивања дискова за сваки од углова на којима се налазе дискови, λ је константа распада радионуклида који се посматра, t_{cji} време између два суседна озрачивања, а t_{aji} време задржавања дискова у сваком од положаја j . Слика 4.7 приказује неутронске флуксе које је Target код симулирао (а), док се под (в) виде флуксеви поправљени за параметар b_j за случај ^{183}Re . Спектри неутрона су приказани само шест дискова који су ротирани приликом озрачивања.



Слика 4.7 – Неутронски спектар (а) и неутронски спектарнакон урачунате флукуације струје упадних јона на мету која производи неутроне (б) (33; 126).

Основа формуле (4.3) је у следећем. Када се врши активација диска, одброј у линији гама спектра A који настаје након одређене реакције мора урачунавати и чињеницу да се настали радиоизотоп распада током озрачивања дискова, снимања гама спектра, као и током времена протеклог од озрачивања дискова до снимања спектра и представља се на следећи начин (130):

$$A = \sigma P_{\gamma} \varepsilon \Phi (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda c} (1 - e^{-\lambda t_m}) \frac{m I N_a}{M \lambda} \quad (4.4)$$

У претходној формули Φ је неутронски флукс, m маса диска, I изотопска заступљеност изотопа који учествује у реакцији у материјалу диска, λ константа радиоактивног распада, σ ефикасан пресек за реакцију која даје гама линију, t_a време озрачивања диска, t_c време од озрачивања диска до снимања гама спектра, а t_m време снимања гама спектра. Када су сви подаци познати у формули, изузев σ , неутронска анализа се може свести на следећи упрошћен израз, за случај више дискова:

$$A \propto \sum_i \sigma b_k \Phi_{ki} \quad k = 1, \dots, n \quad (4.5)$$

За n број дискова. Где се укупан флукс $\Phi_k = b_k \Phi_{ki}$ рачуна уз поправку фактора b_k , који износи:

$$b_k = (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda c} (1 - e^{-\lambda t_m}). \quad (4.6)$$

Ово представља основу на поправку флукса неутрона, а из једначине (4,2). У експерименталним условима, урачунава се и флукуација упадних јона чијим бомбардовањем мете настају неутрони.

4.3.3 Гама спектрометријска мерења

Озрачивањем свих седам дискова неутронима, дошло је до њихове активације. Претходно, Табела 4.2 приказује све реакције које се одигравају када се неутронима бомбардује мета од природног ренијума, који се састоји од два природна изотопа, као и који изотопи том приликом настају. Већина новонасталих изотопа представља гама емитере, те спектар који се гама спектроскопским детектовањем добија састоји се из великог броја линија. Времена полураспада насталих изотопа имају велики распон, од неколико часова, па до преко 160 дана.

Снимање гама спектра је рађено у два наврата после озрачивања дискова неутронима. Прво мерење је извршено 20 минута после озрачивања неутронима, док је друго вршено три месеца после озрачивања. Разлог за наведени временски размак између два снимања је следећи. Како већина насталих изотопа представља гама емитере, са већим бројем гама линија сваки од њих, долази до преклапања линија и немогућности да се одреди тачан појединачан одброј сваког од изотопа. Свега неколико линија у спектру може да се припише само једном изотопу. Снимањем у два различита временска интервала, чија је временска дистанца неколико редова величине већа од времена полураспада краткоживећих изотопа који настају озрачивањем мета, омогућава се уклањање доприноса ових изотопа у одброју другог снимљеног спектра и на тај начин повећава број линија које се могу приписати искључиво једном изотопу. Табела 4.5 приказује гама линије које потичу од различитих изотопа који настају, као и могућа преклапања.

Табела 4.5 – Реакције два изотопа ренијума са неутронима, настали изотопи са гама линијама које емитују.

Реакција	Време полураспада	Е (keV) (p_γ)	Преклапање
$^{185}\text{Re}(n,\alpha)^{182}\text{Ta}^m$	15.8 min	146.8 (37.2%)	
		171.6 (49.0%)	
		185.0 (24.5%)	
		318.4 (6.9%)	^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 318.0 (23.5%, 5.7%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 91.3+226.7 (0.9%, 0.2%)
$^{185}\text{Re}(n,\alpha)^{182}\text{Ta}$	114.4 d	67.7 (41.2%)	х-зрачење од W
		100.1 (14.1%)	$^{186}\text{Re}^m$: 99.4 (1.1%), ^{183}Re : 99.1 (2.7%)
		113.7 (1.9%)	^{187}W : 113.7 (0.07%) Није видљив
		152.4 (7.2%)	Није видљив
		156.4 (2.7%)	Није видљив

		179.4 (3.1%)	^{187}W : 178.8 (0.01%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$, ^{184}Re : 111.2+67.2 _{кв} (1.4%, 0.3%, 2.6%)
		198.3 (1.5%)	Није видљив
		222.1 (7.6%)	Преклапа се са 215.3 и 216.6 од $^{184}\text{Re}^m$
		229.3 (3.6%)	Није видљив
		264.1 (3.6%)	Није видљив
		1001.7 (2.0%)	Није видљив
		1121.3 (34.9%)	^{184}Re : 1121.4 (0.04%), 1010.2+111.2 (0.09%)
		1189.1 (16.2%)	^{182}Ta : 67.7+1121.3 (23.1%)
		1221.4 (27.0%)	^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 1221.3 (0.09%, 0.02%), ^{182}Ta : 1121.3+100.1 (34.7%), ^{184}Ta : 1110.1+111.2 (2.3%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 318.0+903.3 (11.8%, 2.9%)
$^{185}\text{Re}(n,p)^{185}\text{W}^m$	1.7 min	131.6 (4.3%)	Није видљив
		173.7 (3.3%)	Није видљив
$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	70.0 d	46.5 (8.0%)	Није видљив
		52.6 (2.2%)	Није видљив
		99.1 (2.7%)	$^{186}\text{Re}^m$: 99.4 (1.1%), ^{182}Ta : 100.1 (14.1%)
		107.9 (2.2%)	Преклапа се са 104.7 and 111.2 од $^{184}\text{Re}^m$
		109.7 (2.9%)	^{182}Ta : 110.4 (0.09%) Преклапа се са 111.2 од $^{184}\text{Re}^m$
		162.3 (24.0%)	^{184}Ta , 162.4 (1.7%)
		208.8 (3.0%)	^{183}Re : 162.3+46.5 (24.0%), Double escape from ^{182}Ta : 1231.0 (11.6%)
		209.9 (0.3%)	Преклапа се са 208.8 keV
		244.3 (0.4%)	Преклапа се са 246.0 keV
		245.2 (0.3%)	Преклапа се са 246.0 keV
		246.1 (1.3%)	^{187}W : 246.3 (0.1%), ^{183}Re : 161.3+84.7 (0.07%)
		291.7 (3.1%)	^{183}Re : 82.9+208.8 (0.03%), Double escape from ^{184}Ta : 1313.8 (0.3%)
$^{185}\text{Re}(n,2n)^{184}\text{Re}$	38.0 d	111.2 (17.1%)	^{184}Ta (24.3%), $^{184}\text{Re}^m$: (5.9%),
		252.85 (3.0%)	^{184}Ta (49.0%), $^{184}\text{Re}^m$: (10.9%)

	539.2 (0.3%)	$^{184}\text{Ta}(0.1\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (0.03\%), ^{187}\text{W}: 479.5+59.7_{\text{K}\alpha} (1.2\%)$
	641.9 (1.9%)	$^{184}\text{Ta}(1.4\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (0.4\%), ^{187}\text{W}: 641.0 (0.04\%)$
	769.8 (0.7%)	$^{184}\text{Ta}(0.9\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (0.2\%),$
	792.1 (37.5%)	$^{184}\text{Ta}(15.0\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (3.8\%), ^{184}\text{Re}: (37.5\%), ^{184}\text{Ta}, ^{184}\text{Re}^{\text{m}}, ^{184}\text{Re}: 539.2+252.8 (0.1\%, 0.03\%, 0.3\%)$
	894.8 (15.6%)	$^{184}\text{Ta}(11.1\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (2.8\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}, ^{184}\text{Re}: 641.9+252.8 (1.4\%, 0.4\%, 1.9\%)$
	903.3 (37.9%)	$^{184}\text{Ta}(15.3\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (3.8\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}, ^{184}\text{Re}: 792.1+111.2 (15.0\%, 3.8\%, 37.5\%)$
	1010.2 (0.1%)	$^{184}\text{Re}: 757.4+252.8 (0.1\%)$
	1022.6 (0.5%)	$^{184}\text{Ta}(0.7\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: (0.2\%), ^{184}\text{Re}^{\text{m}}, ^{184}\text{Re}: 769.8+252.8 (0.9\%, 0.2\%, 0.7\%)$
	1121.4 (0.04%)	$^{182}\text{Ta}: 1121.3 (34.7\%), ^{184}\text{Re}: 1010.2+111.2 (0.1\%)$
	1275.1 (0.1%)	
	1386.3 (0.1%)	
$^{185}\text{Re}(\text{n},2\text{n})^{184}\text{Re}^{\text{m}}$	169 d	
	55.3 (2.3%)	$^{184}\text{Ta} (0.4\%)$
	63.7 (0.4%)	$^{184}\text{Ta}(1.8\%), ^{188}\text{Re}^{\text{m}}: 63.6 (21.6\%),$
	91.3 (0.3%)	$^{184}\text{Ta} (1.1\%)$
	104.7 (13.4%)	$^{188}\text{Re}^{\text{m}}: 105.9 (10.8\%)$
	111.2 (5.9%)	$^{184}\text{Ta}(24.3\%), ^{184}\text{Re} (11.7\%)$
	161.3 (6.5%)	$^{184}\text{Ta}, ^{183}\text{Re}: 161.4 (0.4\%), ^{183}\text{Re}: 160.5 (0.6\%)$
	215.3 (2.8%)	$^{184}\text{Ta} (11.4\%)$
	216.6 (9.4%)	$^{184}\text{Ta} (1.8)$
	226.7 (1.5%)	$^{184}\text{Ta}(6.4\%), ^{184}\text{Re}(0.02\%), ^{184}\text{Ta}: 162.4+63.7 (0.04\%), ^{188}\text{Re}: 155.1+71.3_{\text{K}\beta} (0.1\%)$
	252.8 (10.7%)	$^{184}\text{Ta}(49.0\%), ^{184}\text{Re} (3.0\%)$
	318.0 (5.7%)	$^{184}\text{Ta}(23.5\%), ^{182}\text{Ta}^{\text{m}}: 318.4 (6.5\%), ^{184}\text{Ta}, ^{184}\text{Re}^{\text{m}}: 91.3+226.7 (0.9\%, 0.2\%)$
	384.3 (3.1%)	$^{184}\text{Ta} (12.8\%)$
	536.7 (3.3%)	$^{184}\text{Ta} (13.2\%)$

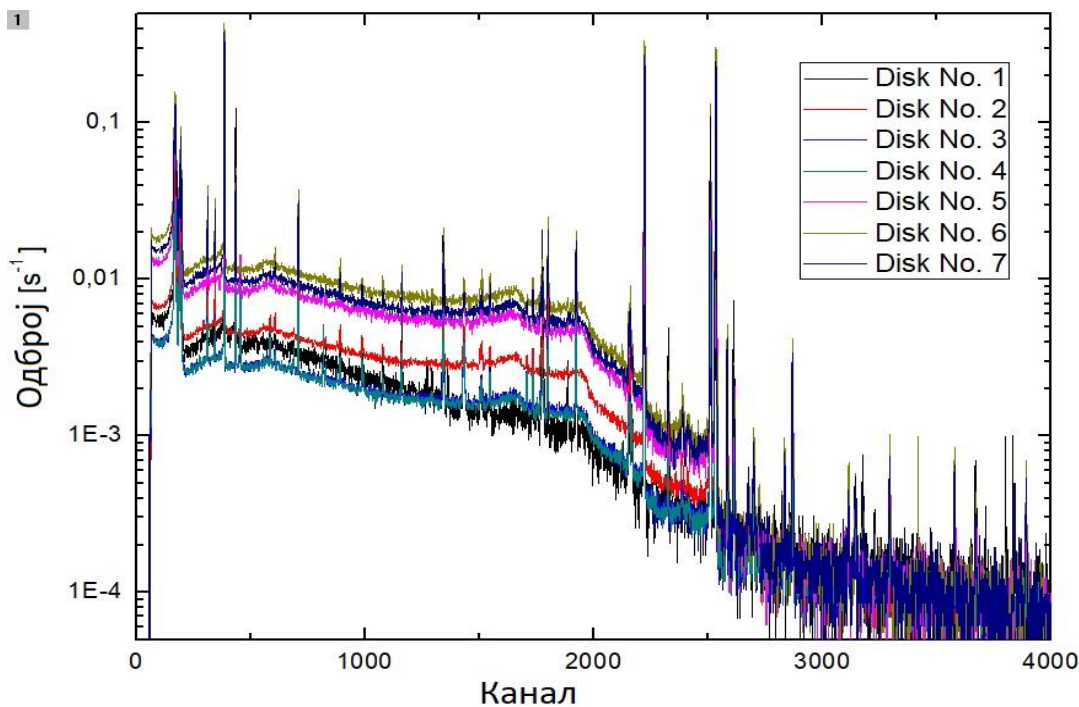
		641.9 (0.3%)	^{184}Ta , ^{184}Re : (1.9%), ^{187}W : 641.0 (0.04%)
		769.8 (0.2%)	^{184}Ta (0.9%), ^{184}Re : 769.8 (0.7%)
		792.1 (3.7%)	^{184}Ta (15.0%), ^{184}Re : (37.5%), ^{184}Re : 539.2+252.8 (0.1%, 0.03%, 0.3%)
		894.8 (2.8%)	^{184}Ta (11.0%), ^{184}Re : (15.5%), ^{184}Re : 641.9+252.8 (1.4%, 0.4%, 1.9%)
		903.3 (3.7%)	^{184}Ta (15.3%), ^{184}Re : (38.1%), ^{184}Re : 792.1+111.2 (15.0%, 3.8%, 37.5%)
		920.9 (8.1%)	^{184}Ta (32.6%) $^{184}\text{Re}^m$: 536.7+384.3 (3.3%, 3.1%)
		1018.8 (0.09%)	^{184}Ta (0.4%) $^{184}\text{Re}^m$ 226.7+792.1 (1.5%, 3.7%)
		1022.6 (0.2%)	^{184}Ta (0.7%), ^{184}Re : (0.5%), ^{184}Re : 769.8+252.8 (0.2%, 10.7%)
		1110.1 (0.6%)	^{184}Ta (2.3%), $^{184}\text{Re}^m$: 91.3+1018.8 (0.3%, 0.09%); 215.3+894.8 (2.8%, 2.8%)
		1173.8 (1.2%)	^{184}Ta (4.9%), ^{184}Ta : 1172.6 (0.3%), $^{184}\text{Re}^m$: 63.7+1110.1 (0.4%, 0.0.6%); 920.9+252.8 (8.1%, 10.7%)
		1221.3 (0.02%)	^{184}Ta (0.09), ^{182}Ta : 1221.4 (27.3%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 318.0+903.3 (5.7%, 3.7%), ^{184}Ta : 1110.1+111.2 (2.3%), ^{182}Ta : 1121.3+100.1 (34.7%)
$^{187}\text{Re}(n,\alpha)^{184}\text{Ta}$	8.7 h	55.3 (0.4%)	$^{184}\text{Re}^m$: (2.4%)
		63.7 (1.8%)	$^{188}\text{Re}^m$: 63.6 (21.6%), $^{184}\text{Re}^m$: (0.4%)
		91.3 (1.1%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.3%)
		111.2 (24.3%)	$^{184}\text{Re}^m$: (5.9%), ^{184}Re : (17.1%)
		161.3 (3.3%)	$^{184}\text{Re}^m$: (6.6%), ^{183}Re : 161.4 (0.4%), ^{183}Re : 160.5 (0.6%)
		162.4 (1.7%)	^{183}Re : 162.3 (24.0%)
		215.3 (11.4%)	$^{184}\text{Re}^m$: (2.8%)
		216.6 (1.8%)	$^{184}\text{Re}^m$: (9.6%),
		226.7 (6.4%)	$^{184}\text{Re}^m$: (1.5%), ^{184}Re : (0.02%), ^{184}Ta : 162.4+63.7 (0.04%), ^{188}Re : 155.1+71.3 $_{\text{K}\beta}$ (0.1%)

244.5 (3.6%)	^{183}Re : 244.3 (0.4%); 245.2 (0.2%); 82.9+162.3 (0.2%)
252.8 (49.0%)	$^{184}\text{Re}^m$: (10.9%) ^{184}Re : (3.0%)
318.0 (23.5%)	$^{184}\text{Re}^m$: (5.9%), $^{182}\text{Ta}^m$: 318.4 (6.5%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 91.3+226.7 (0.9%, 0.2%)
384.3 (12.8%)	$^{184}\text{Re}^m$: 384.3 (3.2%)
414.0 (73.9%)	
461.0 (10.9%)	^{184}Ta : 244.5+216.6 (2.9%)
536.7 (13.2%)	$^{184}\text{Re}^m$: (3.4%)
539.2 (0.1%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.03%), ^{184}Re : (0.3%), ^{187}W : 479.5+59.7 $_{K\alpha}$ (1.2%)
641.9 (1.4%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.4%), ^{184}Re : (1.9%), ^{187}W : 641.0 (0.04%)
769.8 (0.9%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.2%), ^{184}Re : 769.8 (0.7%)
792.1 (15.0%)	$^{184}\text{Re}^m$: (3.8%), ^{184}Re : (37.5%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$, ^{184}Re : 539.2+252.8 (0.1%, 0.03%, 0.3%)
894.8 (11.0%)	$^{184}\text{Re}^m$: (2.8%), ^{184}Re : (15.5%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$, ^{184}Re : 641.9+252.8 (1.4%, 0.4%, 1.9%)
903.3 (15.3%)	$^{184}\text{Re}^m$: (3.8%), ^{184}Re : (38.1%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$, ^{184}Re : 792.1+111.2 (15.0%, 3.8%, 37.5%)
920.9 (32.6%)	$^{184}\text{Re}^m$: (8.4%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 536.7+384.3 (13.2%, 8.4%)
1018.8 (0.4%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.1%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 124.1+894.8 (0.5%, 0.1%), 226.7+792.1 (3.1%, 0.7%)
1022.6 (0.7%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.2%), ^{184}Re : (0.5%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$, ^{184}Re : 769.8+252.8 (0.9%, 0.2%, 0.7%)
1110.1 (2.3%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.6%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 87.4+1022.6 (0.4%, 0.1%); 91.3+1018.8 (0.06%, 0.02%); 215.3+894.8 (10.1%, 2.5%)
1173.8 (4.9%)	$^{184}\text{Re}^m$: (1.2%), ^{184}Ta : 1172.6 (0.3%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 63.7+1110.1 (0.1%, 0.02%); 920.9+252.8 (32.6%, 8.4%)
1221.3 (0.09%)	$^{184}\text{Re}^m$: (0.02%), ^{182}Ta : 1221.4 (27.3%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 318.0+903.3 (11.8%,

			1.9%), ^{184}Ta : 1110.1+111.2 (2.3%), ^{182}Ta : 1121.3+100.1 (34.7%)
$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	23.7 h	72.0 (11.1%) 134.2 (8.8%) 479.6 (21.8%) 511.8 (0.6%) 551.5 (5.1%) 618.3 (6.3%) 625.5 (1.1%) 685.7 (27.3%) 745.3 (0.3%) 772.9 (4.1%) 864.6 (0.3%) 879.5 (0.1%)	x-зрачење Os и Re ^{188}Re : 478.0 (1.0%), ^{184}Ta : 414.0+63.7 (2.1%) Анихилација ^{187}W : 479.5+72.0 (20.8%) ^{187}W : 551.5+134.2 (5.1%) ^{187}W : 685.7+59.7 $_{\text{K}\alpha}$ (1.6%) ^{187}W : 745.3+134.2 (0.3%)
$^{187}\text{Re}(n,2n)^{186}\text{Re}$	3.7 d	122.3 (0.6%)	
$^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$		137.2 (9.4%) 630.3 (0.03%) 767.5 (0.03%)	
$^{187}\text{Re}(n,2n)^{186}\text{Re}^{\text{m}}$	2×10^5 y	40.4 (5.0%)	^{183}Re : 41.0 (0.03%), Peak not visible
$^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}^{\text{m}}$		59.0 (17.8%) 99.4 (1.1%)	x-rays from Re and W ^{182}Ta : 100.1 (14.0%), ^{183}Re : 99.1 (2.7%)
$^{187}\text{Re}(n,\gamma)^{188}\text{Re}$	17.0 h	155.0 (15.2%) 453.3 (0.07%) 478.0 (1.0%) 633.0 (1.3%) 635.0 (0.1%) 672.5 (0.1%) 829.5 (0.4%) 931.3 (0.6%)	$^{188}\text{Re}^{\text{m}}$: 156.0 (0.6%) ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^{\text{m}}$: 384.3+69.3 $_{\text{K}\beta}$ (0.2%, 0.04%); ^{183}Re : 161.3+291.7 (0.3%) ^{187}W : 479.6 (21.8%), ^{184}Ta : 414.0+63.7 (2.1%) ^{188}Re : 478.0+155.0 (1.0%) Делимично преклапање са 633keV линијом ^{182}Ta : 829.7 (0.02%), ^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^{\text{m}}$, ^{184}Re : 769.8+59.3 $_{\text{K}\alpha}$ (0.2%, 0.04%, 0.3%) ^{184}Ta : 930.9 (0.08%)

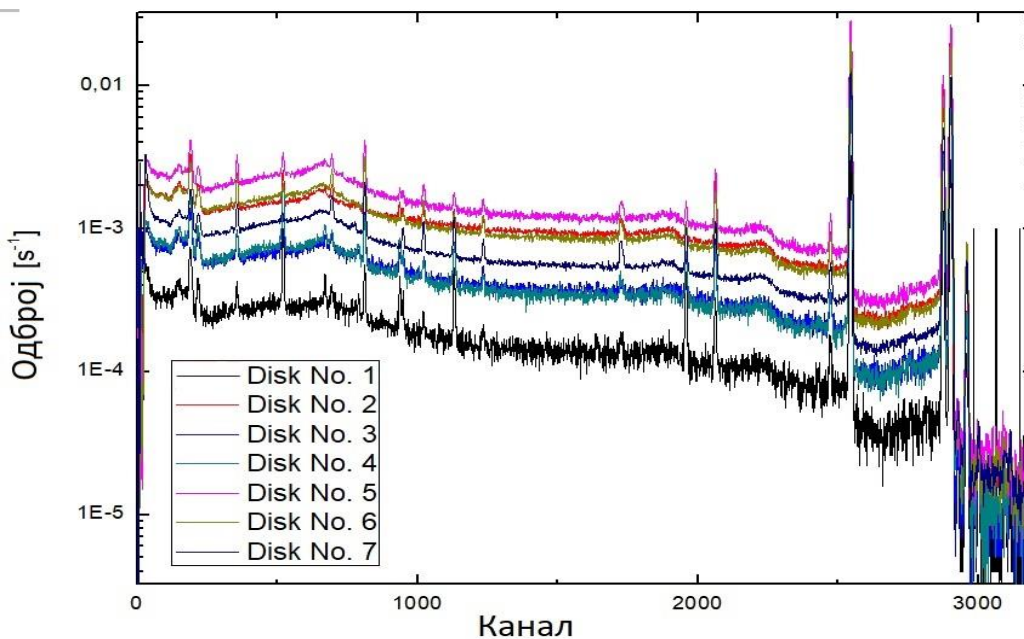
		1132.4 (0.09%)	
		1308.1 (0.07%)	^{188}Re : 1307.5 (0.01%)
		1457.5 (0.02%)	
		1610.4 (0.1%)	
		1670.0 (0.01%)	
		1786.1 (0.02%)	
		1802.2 (0.04%)	
		1957.3 (0.02%)	
$^{187}\text{Re}(n,\gamma)^{188}\text{Re}^m$	18.6 min	63.6 (21.6%)	^{184}Ta , $^{184}\text{Re}^m$: 63.7 keV (1.8%, 0.4%)
		92.5 (5.2%)	Није видљив
		105.9 (10.8%)	$^{184}\text{Re}^m$: 104.7 (13.3%); ^{187}W : 106.6 (0.03%)

У табели је наведено порекло гама линија које се могу видети у спектрима. Слика 4.8 и Слика 4.9 приказују два спектра, први мерен после 20 минута од озрачивања дискова, док је други мерен три месеца касније. На представљеним графицима се виде упоредо спектри који су добијени снимањем сваког од седам дискова. Може се приметити да је укупан одброј регистрован у другом спектру за око ред величине мањи у односу на први.



Слика 4.8 – Гама спектри седам идентичних дискова снимљени непосредно након њихове ирадијације (33).

Детекција гама зрачења је вршена HPGe детекторима у оба случаја, а дискови су држани током снимања спектра на главама детектора у посебним држачима са прецизно дефинисаном геометријском поставком. Прво мерење је вршено у постројењима ЈРЦ Геела. Коришћен је германијумски детектор коаксијалног облика, релативне ефикасности од 40%, са површинским deadlayer од 0,7 mm. Друго мерење је вршено у HADES лабораторији (131; 132). Ова подземна лабораторија је направљена током 1980-их година на дубини од 225 метара ради експерименталних истраживања и могућности одлагања високорадиоактивног и дугоживећег нуклеарног отпада у лесним слојевима земљишта и била је прва такве врсте у Европи. Овакво окружење омогућава смањивање позадинског зрачења у великој мери, на пример фон који потиче од миона се смањује 10^4 пута, те се граница детекције зрачења приближила на око $10 \mu\text{Bq}$ за поједине нуклиде. У лабораторији се налази 8 германијумских детектора високе чистоће, релативне ефикасности од 8% до 106%. У сврхе експеримента коришћен је BEGe (Broad Energy Germanium Detector) детектор, релативне ефикасности од 50%.



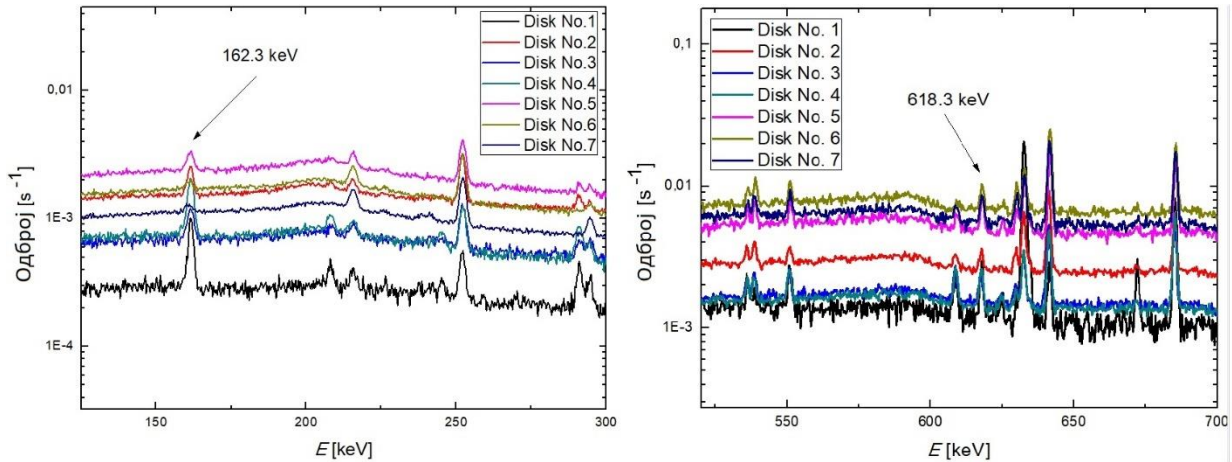
Слика 4.9 – Гама спектри седам идентичних дискова снимљени три месеца након њихове ирадијације.

Гама линије у спектрима које се могу видети, у већини случајева представљају поклапање пореклом више од једног насталог активацијом неутронима, те је било потребно изабрати гама линије које потичу само од једног радиоизотопа како би се могла израчунати његова специфична активност (A_k). Пронађене су две гама линије које свака од њих потичу само од једног радионуклида настали приликом озрачивања неутрона. Ти радионуклиди су ^{187}W (618.3 keV) и ^{83}Re (162.3 keV), који настају из реакција $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

Положаји гама линија у спектрима могу се видети (Слика 4.10). Први спектар је мерен 20 минута после озрачивања неутронима у ЈРЦ Геел, док је други урађен три месеца након озрачивања у HADES лабораторији.

На основу две гама линије које припадају наведеним радионуклидима, рачунате су њихове индуковане активности које се постижу на крају озрачивања дискова неутронима. Ове вредности су добијене уз помоћу следеће формуле (126):

$$A_k = \frac{CM}{N_a m I \varepsilon P_\gamma t_l} \left(\frac{\lambda t_m}{1 - e^{-\lambda t_m}} \right) e^{\lambda t_d} K_{CS} \quad (4.7)$$



Слика 4.10 – Положај гама линија са енергијама и изотопом ренијума од којих потичу на основу којих су рачунате сатурационе активности (33).

где C представља укупан нето одброј у гама пику, M маени број изотопа ренијума који је активан неутронима, N_a Авогадров број, m маса, I изотопска заступљеност једног од два природна ренијума који је активан, ε ефикасност у пику тоталне апсорпције P_γ вероватноћа емитовања гама линије одређене енергије која се посматра, t_l је live време детекције, t_d време од завршетка активације дискова до почетка гама спектроскопског мерења, t_m real време, λ константа радиоактивног распада, а K_{CS} корекциони фактор који урачунава случајне коинциденције које могу дати додатан одброј у гама линији од интереса. Ефикасност детекције се рачуна уз помоћ кода EGS4, који се базира на Монте Карло коду (133).

Индуковане активонсти рачунате за сваки диск посебно се могу видети (Табела 4.6), за сваку од реакција, као и енергија гама линије из спектра које је узета у обзир, са њеним квантним приносом.

Табела 4.6 – Активности из поменуте две гама линије спектара за обе реакције (33).

Е [keV] (P_γ)	$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$
A_k (10^{-24} Bq/atom)	162.3 (25(2)%)	618.3 (7.6(1)%)
Диск 1	163.5(28)	48.5(9)
Диск 2	183.4(4)	67.1(11)
Диск 3	117.0(22)	60.2(9)
Диск 4	312.9(8)	83.4(12)
Диск 5	217.6(5)	119.1(20)
Диск 6	112.3(23)	86.9(15)
Диск 7	66.1(14)	88.7(18)

4.3.4 Одређивање вредности ефикасног пресека реакција за енергију неутрона од 18,1 MeV

Индукована активност неутронима пропорционална је упадном флуксу неутрона као и ефикасном пресеку за реакцију у којој настаје радионуклид чија се активност посматра:

$$A_k = \sigma \Phi \quad (4.8)$$

Овај приступ је коришћен приликом одређивања ефикасног пресека реакције, то јест:

$$\sigma = \frac{A_k}{\Phi_R} \quad (4.9)$$

Где величина Φ_R представља стварни прорачунати флукс неутрона приликом озрачивања дискова. Овде је укључен и фактор који са собом носи флукуације струје јона у интервалима од по 10 s који гађају мету која производи неутроне. Прорачунати флукс износи:

$$\Phi_R = \Phi \sum_i^n \frac{j}{j_{avg}} (1 - e^{-\lambda t_{ai}}) e^{-\lambda t_{ci}} \quad (4.10)$$

Величина j представља средњу струју током озрачивања дискова неутронима, док j_{avg} представља средњу струју у интервалу од 10 s.

Систем за мерење и контролу флукса неутрона се састоји од две јонизационе коморе, у једној се налази ^{238}U , док је у другој ^{235}U . Кратко време пре озрачивања дискова неутронима постављена је комора са ^{238}U на место дискова. Јонизациона комора са ^{235}U је постављена и током мерења јонизационе коморе са ^{238}U и током озрачивања дискова неутронима на растојању од 111 cm од мете која је производила неутроне. Угао под којим се налазила комора са ^{235}U у односу на правац упадних јона је 50° , што се може видети на слици апаратуре (Слика 4.6). Оваква поставка омогућава да јонизациона комора са ^{238}U мери неутронски флукс, док јонизациона комора са ^{235}U служи за контролу флукса неутрона. Неутронски флукс се одређује на следећи начин:

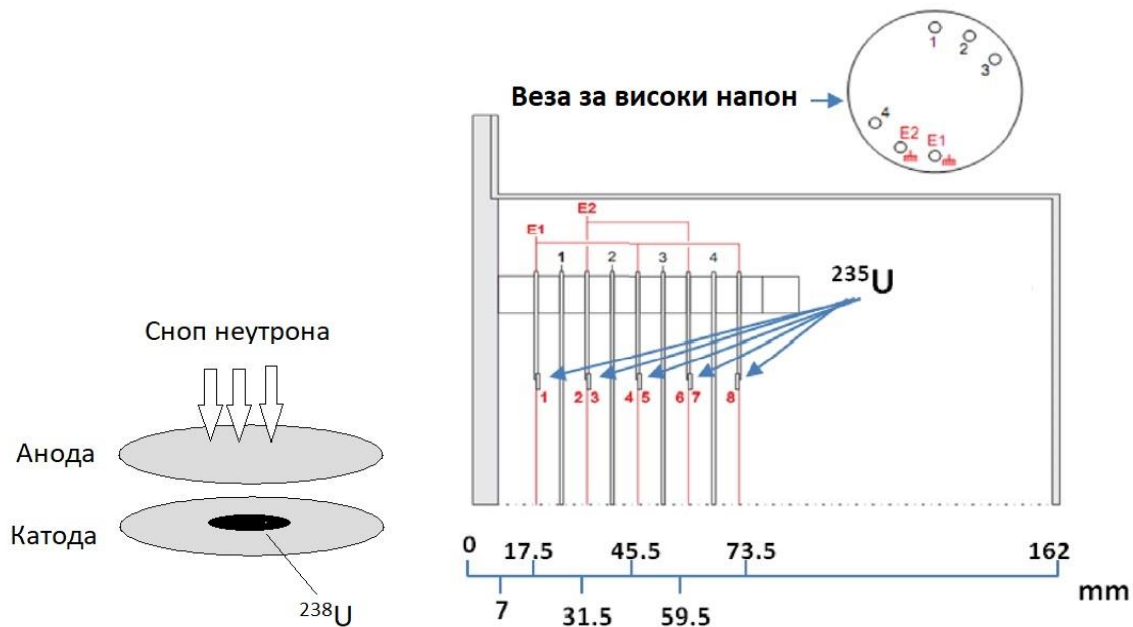
$$\Phi = \frac{N_{U238}}{\sigma_{U238}} \frac{M_{U238}}{N_a m_{U238}} \frac{N_{U235\text{ irr}}}{N_{U235\text{ mes}}} \quad (4.11)$$

Величине као што су моларна маса урана M_{U238} , маса урана m_{U238} , Авогадров број, као и ефикасан пресек за фисију после захвата неутрона енергије 18,1 MeV су добро познате вредности. Величине N_{U238} , $N_{U235\text{ irr}}$ и $N_{U235\text{ mes}}$ се рачунају на следећи начин:

$$\begin{aligned} N_{U238} &= \frac{I_{U238}}{t_c} \frac{N_t}{N_e} \\ N_{U235\text{ irr}} &= \frac{I_{U235\text{ irr}}}{t_c} \frac{N_t}{N_e} \\ N_{U235\text{ mes}} &= \frac{I_{U235\text{ mes}}}{t_c} \frac{N_t}{N_e} \end{aligned} \quad (4.12)$$

I_{U238} и $I_{U235\text{ mes}}$ представљају број детектованих фисионих догађаја у јонизационим коморама приликом мерења неутронског флукса пре озрачивања дискова, а $I_{U235\text{ mes}}$ број детектованих фисија током активације дискова неутронима, N_t број догађаја који су упалили тригер систем за активацију, а N_e број укупних догађаја. Управо однос $\frac{N_e}{N_t}$ одређује ефикасност детекционог система. Овакав систем контроле је део мерења у ЈРЦ Геел за широки број експеримената (134; 135). Слика 4.11 показује шематски коришћене јонизационе коморе са оба изотопа уранијума.

Добијене вредности рачунатог флукса неутрона као и ефикасног пресека за две реакције у којим настају изотопи ^{183}Re и ^{187}Re су приказује Табела 4.7.

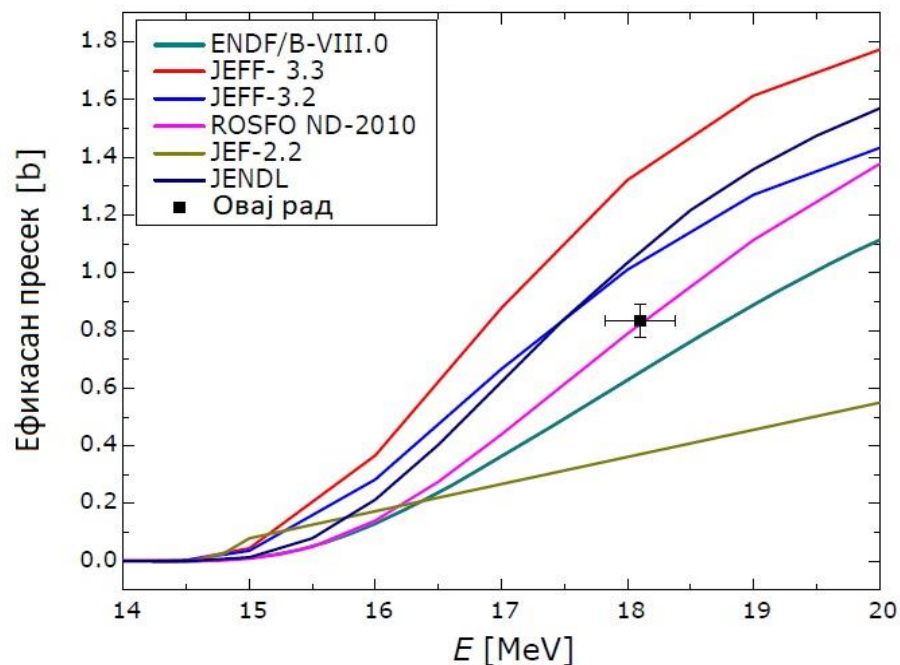


Слика 4.11 – Јонизационе коморе са ^{235}U и ^{385}U коришћене у експерименту за контролу неутронског флукса (33).

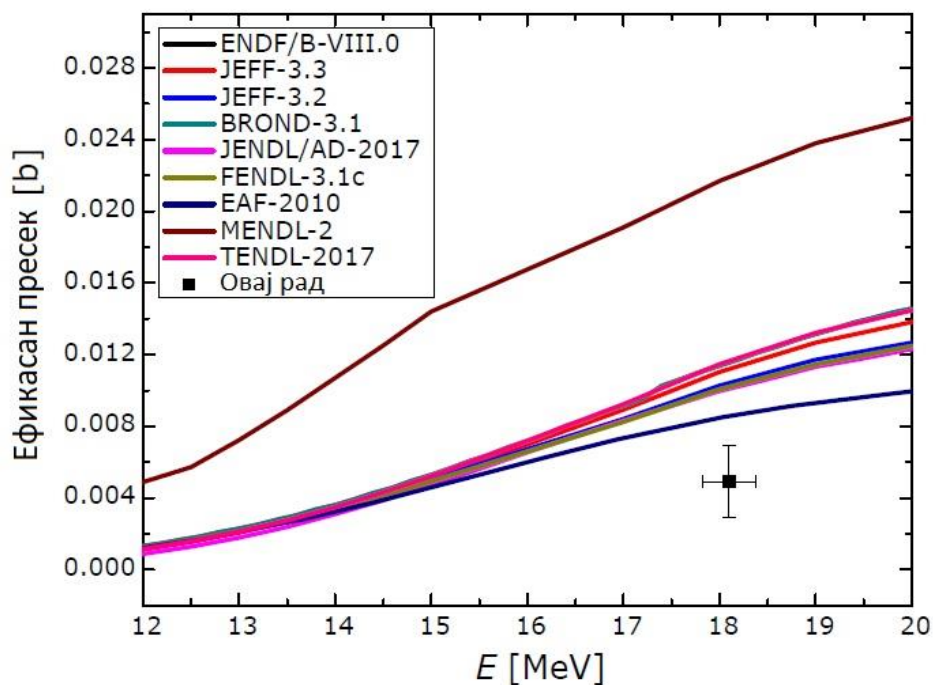
Табела 4.7 – Неутронски флукс за обе реакције као и ефикасан пресек за енергије неутрона од 18,1 MeV добијени из диска број 4 који није померан током озрачивања (33).

Реакција	Φ_R ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Ефикасан пресек (b)
$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	375(28)	0.834(34)
$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$	17100(400)	0.049(12)

Добијене вредности ефикасних пресека за реакције $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ за енергије неутрона од 18,1 MeV упоређене су са постојећим теоријским прорачунима из неколико база података (Слика 4.12 и Слика 4.13)



Слика 4.12 – Добијена вредност ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ упоређена са вредностима теоријских прорачуна из различитих база података (33).



Слика 4.13 - Добијена вредност ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{Re}$ упоређена са вредностима теоријских прорачуна из база података (33).

4.3.5 Одређивање почетне функције за метод деконволуције (unfolding)

Почетни корак у процесу добијања функције ефикасног пресека уз помоћ unfolding методе је постављање адекватне почетне функције (17). Ова почетна функција представља улазни параметар за процес unfolding који ће дати крајњу функцију ефикасног пресека у жељеном енергетском опсегу, што је циљ NAXSUN методе. Почетна функција за ефикасне пресеке се добија на основу рачунатих средњих вредности ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$ за флуks неутрона у широком опсегу енергија, које су обезбеђене на описан начин, карактеристичан за NAXSUN методу. Средње вредности ефикасних пресека се добијају:

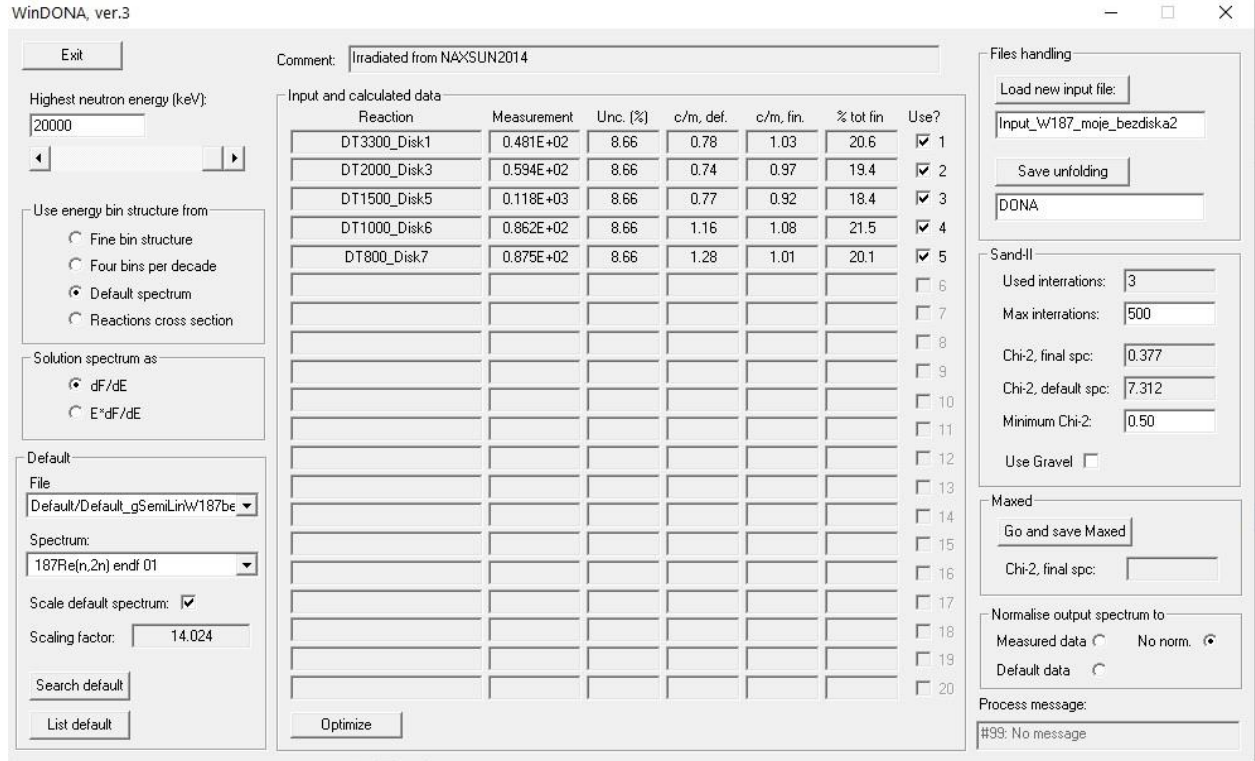
$$\langle\sigma\rangle_k = \frac{A_k}{\sum_{i=1}^n \Phi_{ki}} \quad (4.13)$$

A_k представља индуковану специфичну активност, рачунату за сваки од k дискова, док Φ_{ki} представља неутронски флуks за вредност корака енергије E_i . Вредност средњих енергија за одговарајуће вредности ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$ добијене су:

$$\langle E \rangle_k = \frac{\sum_{i=1}^n E_i \Phi_{ki}}{\sum_{i=1}^n \Phi_{ki}} \quad (4.14)$$

Интерполацијом између вредности ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$ за дискретне вредности средњих енергија $\langle E \rangle_k$ добија се почетна функција у целом енергетском опсегу, што се користи приликом процеса unfoldinga. Unfolding је рађен у програму WinDona који у себи инкорпорира две процедуре које су коришћене у овом раду: MAXEL и GRAVEL (24; 25).

Слика 4.14 приказује графичко окружење програма WinDona. Може се изабрати енергетски опсег у којем ће се вршити unfolding, као и кораци енергије у датом опсегу, одабир почетне функције, MAXED или GRAVEL алгоритама којима се врши unfolding. Улазни подаци се задају у виду импут фајла који садржи индуковане активности за сваки диск за рачунате средње енергије $\langle E \rangle_k$ неутрона.



Слика 4.14 – Графичко окружење програма WinDona са Windows оперативни систем.

GRAVEL алгоритам за основу има SAND II код (136) алгоритам, и представља његову модификовану верзију. Започиње се са задатом функцијом ефикасних пресека, која се сваким кораком у итеративним поступцима модификује не би ли се што боље слагала са задатим експерименталним вредностима. Итерација по реду $J+1$ модификује вредности J -те добијене функције:

$$\sigma_i^{J+1} = \sigma_i^J f(A_k, \varepsilon_k \Phi_{ki} \sigma_i^J) \quad (4.15)$$

Функција којом се модификује свака следећа итерација се дефинише (147):

$$f = \exp \left(\frac{\sum W_{ik}^J \log \left(\frac{A_k}{\sum_k \Phi_{ki} \sigma_i^J} \right)}{\sum_k W_{ik}^J} \right) \quad (4.16)$$

Док се параметар W_{ik}^J дефинише:

$$W_{ik}^J = \frac{\Phi_{ki} \sigma_i^J}{\sum_i \Phi_{ki} \sigma_i^J} \frac{A_k^2}{\varepsilon_k^2} \quad (4.17)$$

Мерена активноа је A_k , ε_k је мерна несигурност, флуks неутрона је Φ_{ki} приликом озрачивања диска k , корак енергије је E_k , док је σ_i ефикасан пресек за енергију E_k .

MAXEL алгоритам такође започиње почетном функцијом ефикасних пресека, која се одабира како је већ описано. На основу ове функције, алгоритам бира између функција које најбоље одговарају индукованим активностима (A_k) и као крајњи резултат даје функцију ефикасних пресека која има максималну вредност реалтивне ентропије:

$$S = - \int \left(\sigma(E) \ln \left(\frac{\sigma(E)}{\sigma_{def}(E)} \right) + \sigma_{def}(E) - \sigma(E) \right) dE \quad (4.18)$$

У претходној формули $\sigma_{def}(E)$ представља почетну функцију ефикасних пресека.

Након урађеног unfolding-a уз помоћ оба алгоритма, потребно је било проверити оправданост ове процедуре. Ово је урађено тако што је рачуната индукована активност (A_c) за почетну задату функцију, као и за функцију добијену на крају unfolding-a MAXEL и GRAVEL алгоритмима и ова вредност активности је упоређена са измереним вредностима активности (A_m). Вредност суме релативне девијације, s , рачуната је на следећи начин:

$$s = \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \left(\frac{A_{ic} - A_{im}}{A_{im}} \right)^2 \quad (4.19)$$

4.3.5.1 Почетна функција за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$

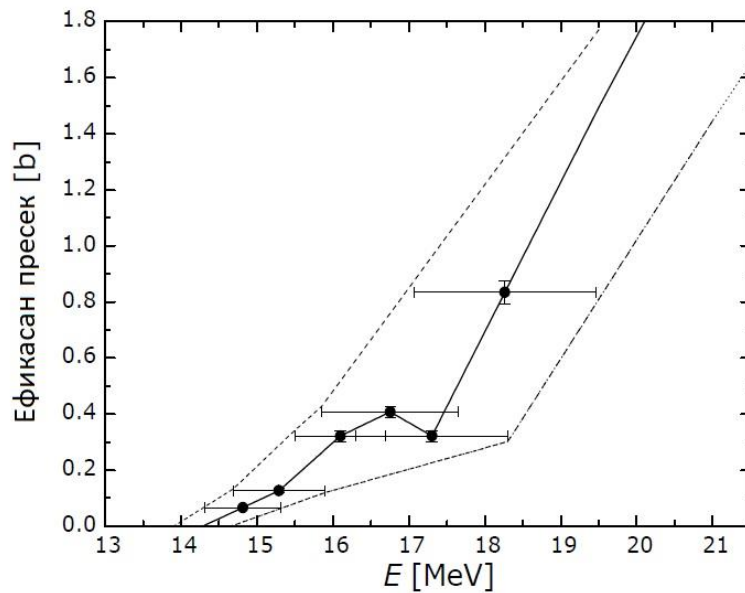
Почетна функција за процес unfolding-a се добија рачунајући вредности средњих ефикасних пресека $\langle \sigma \rangle_k$ за вредности средњих енергија неутрона $\langle E \rangle_k$, према наведеним формулама (4.13) и (4.14). Како би се ове величине добиле прво је рачуната индукована активност за наведене дискове

Наведене вредности за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ приказане су (Табела 4.8) за шест дискова који су били ротирани приликом активације неутронима. Наведене вредности су линераном интерполацијом спојене у целом енергетском интервалу. Слика 4.15 показује да се на тај начин добијена почетна функција. Поред саме функције, на слици се види и коридор грешке почетне функције, који је касније такође коришћен као почетне функције за добијање грешке функције добијене на крају процеса unfolding-a.

Табела 4.8 – Вредности средњих енергија неутрона $\langle E \rangle_k$ и средњих ефикасних пресека $\langle \sigma \rangle_k$. (33).

Бр. диска	$\langle E \rangle_k$ (MeV)	Φ_k (cm ⁻² s ⁻¹)	$\langle \sigma \rangle_k$ (b)
1	18.3(12)	233(12)	0.83(4)
2	17.3(10)	681(34)	0.32(2)
3	16.8(9)	343(17)	0.41(2)
5	16.1(6)	865(43)	0.32(2)
6	15.3(6)	1064(53)	0.126(7)
7	14.8(5)	1192(60)	0.066(3)

Тачка са највећом средњом енергијом где је добијен средњи ефикасан пресек је на 18,3 MeV и до краја енергетског опсега у којем се тражи функција ефикасног пресека за дате реакције вршена је линеарна екстраполација. Такође, од тачке са најмањом енергијом урађено је исто. Овако продужена почена функција има вредност од нула барна за енергије од око 14,2 MeV, што приближно одговара енергетском прагу реакције $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.



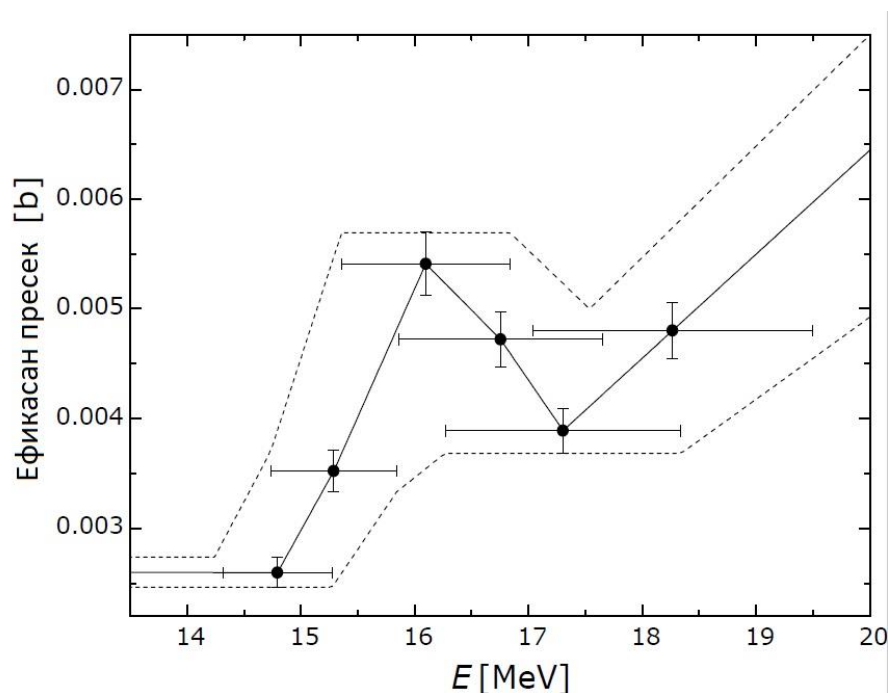
Слика 4.15 – Почетна функција за процес unfolding-а са коридором грешака за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ (33).

4.3.5.2 Почетна функција за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$

Исти поступак као и за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ поновљен је и у овом случају. Кренуло се од рачунања средњих ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$ за вредности средњих енергија неутрона $\langle E\rangle_k$, на основу формула (4.13) и (4.14), за шест дискова који се ротирају током активације. Вредности ових величина приказује Табела 4.9.

Табела 4.9 - Вредности средњих енергија неутрона $\langle E\rangle_k$ и средњих ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$.

Бр. диска	$\langle E\rangle_k$ (MeV)	Φ_k (cm ⁻² s ⁻¹)	$\langle\sigma\rangle_k$ (b)
1	18.3(12)	12960(650)	0.0049(3)
2	17.3(10)	23300(1200)	0.0037(2)
3	16.8(9)	14600(730)	0.0054(3)
5	16.1(6)	29800(1500)	0.0052(3)
6	15.3(6)	36000(1800)	0.0031(2)
7	14.8(5)	51000(2500)	0.0023(1)

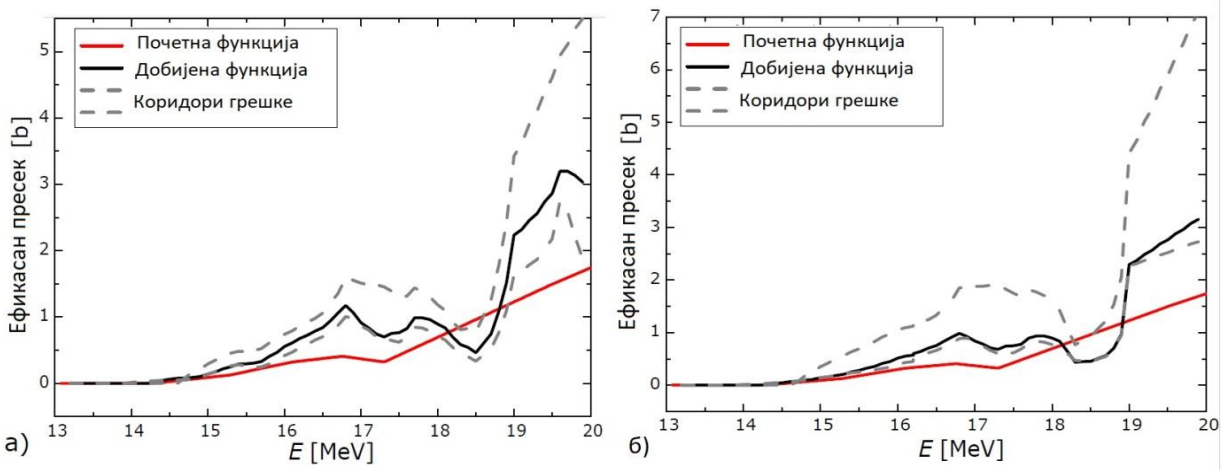


Слика 4.16 – Почетна функција за процес unfolding-а са коридором грешака за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

На основу вредности $\langle E \rangle_k$ и $\langle \sigma \rangle_k$ линеарном интерполацијом између добијених тачака добија се почетна функција ефикасних пресека за процес unfolding-а. За енергије од 14,8 MeV екстраполација је урађена продужавањем вредности ефикасног пресека ка нижим енергијама, а не линеарно екстраполирано ка нули, као што је то био случај са реакцијом $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$, како се енергетски праг за ову реакцију налази на знатно нижим енергијама.

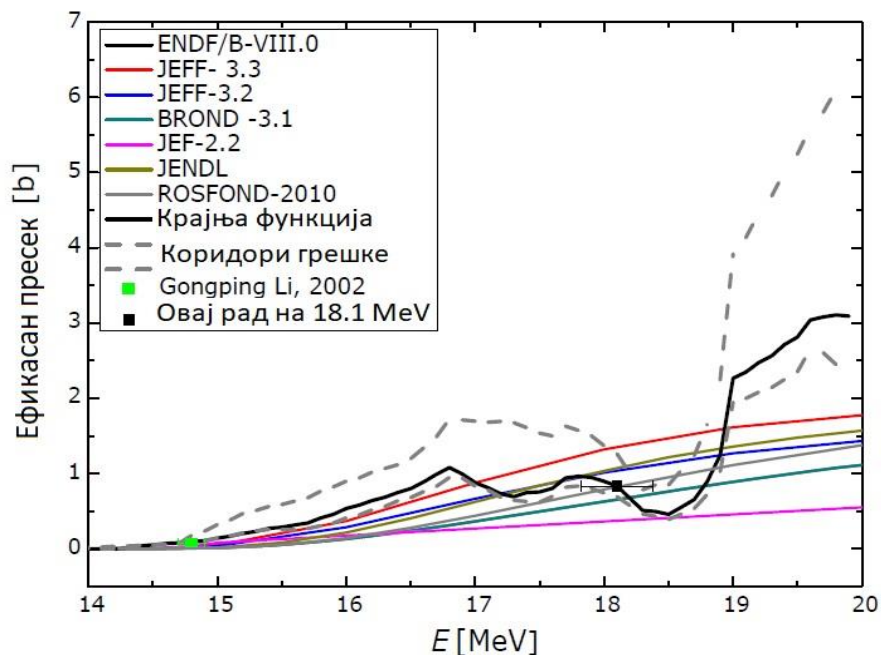
4.3.6 Резултати unfolding процедуре за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$

Коришћењем функције за ефикасне пресека као почетну у процесу unfolding-а (Слика 4.15), коришћењем оба алгоритма, добија се као резултат функција као што показује Слика 4.17. Unfolding је рађен у опсегу од 13,08 до 19,5 MeVу 174 корака. На слици се виде почетна функција, крајња добијена unfoldingом као и грешка крајње функције, која је добијена поступком unfolding користећи MAXEL и GRAVEL алгоритме. Функција добијена процесом unfolding-а је нормирана на вредност ефикасног пресека која је добијена за диск који се приликом активације неутронима није померао, за енергије неутрона од 18,1 MeV. (Табела 4.8)



Слика 4.17 – Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (б) алгоритма за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.

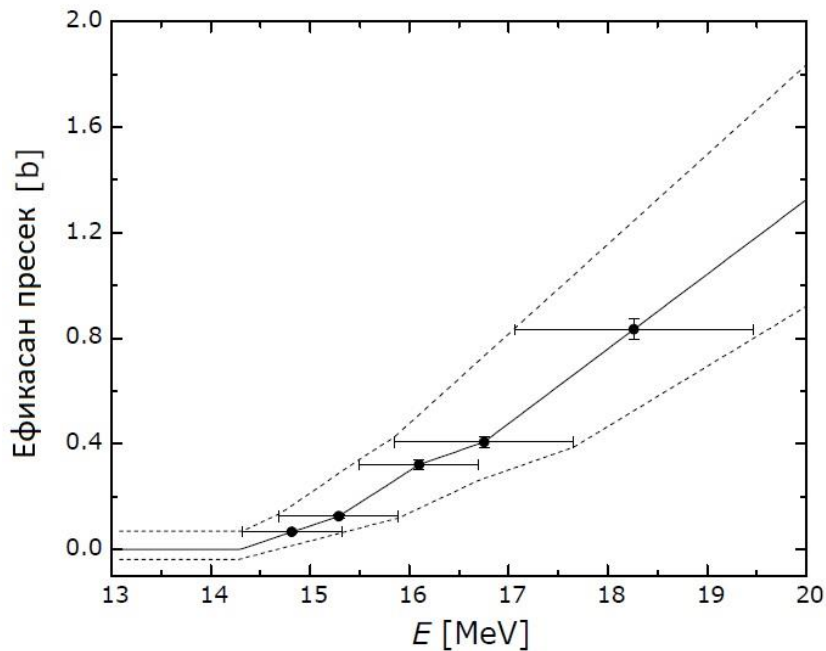
Средња вредност unfolding функције добијених GRAVEL и MAXED алгоритмима упоређене су са постојећим резултатима експерименталних мерења у EXFOR и процењеним теоријским вредностима у ENDF бази података, што се може видети (Слика 4.18).



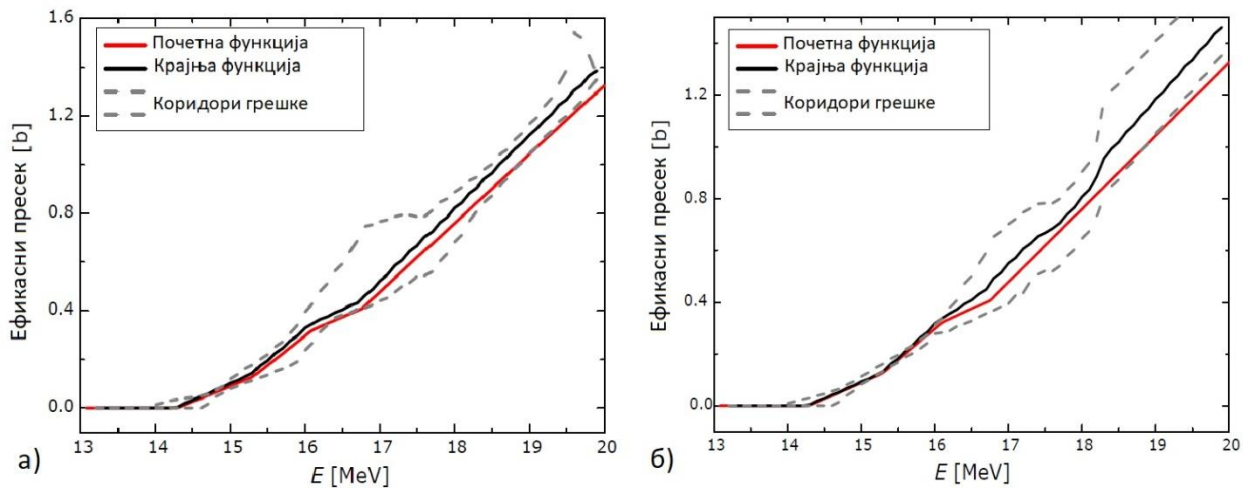
Слика 4.18 – Средња вредност unfolding функције упорешђена са постојећим експерименталним резултатима (постоји само један) (14) и ENDF базама података (74).

Већ код добијања почетне функције за unfolding види се неочекивани пад вредности ефикасног пресека у пределу енергија од око 17 MeV. Затим, функција која је резултат unfolding-а има неочекиване порасте и падове вредности од 17 MeV, што се може видети са слике. Слично понашање почетне функције, као и функције резултата unfolding-а је присутан и за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$. Ово је довело до закључка да средња вредност ефикасног пресека за средњу енергију неутрона од 17,3 MeV која одговара диску редног броја 2 је добијена уз присуство одређене системске грешке. Стога је цео поступак поновљен без резултата добијених са диска бр.2, од добијања почетне функције до процеса unfolding-а.

Функција је у целом енергетском опсегу добијена линеарно интерполацијом између тачака. До енергије од 19,5 MeV функција је добијена линеарном екстраполацијом, док је за енергетск опсег од 13 MeV до 14,8 MeV вршена линеарна екстраполација од веће ка мањој енергији, док функција није добила вредност нула. Чињеница да вредност ефикасног пресека буде нула за ове енергије одговара томе да је енергетски праг за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ око 14,2 MeV.



Слика 4.19 – Почетна функција за процес unfolding-а без диска 2 на којем је примећена системска грешка за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.

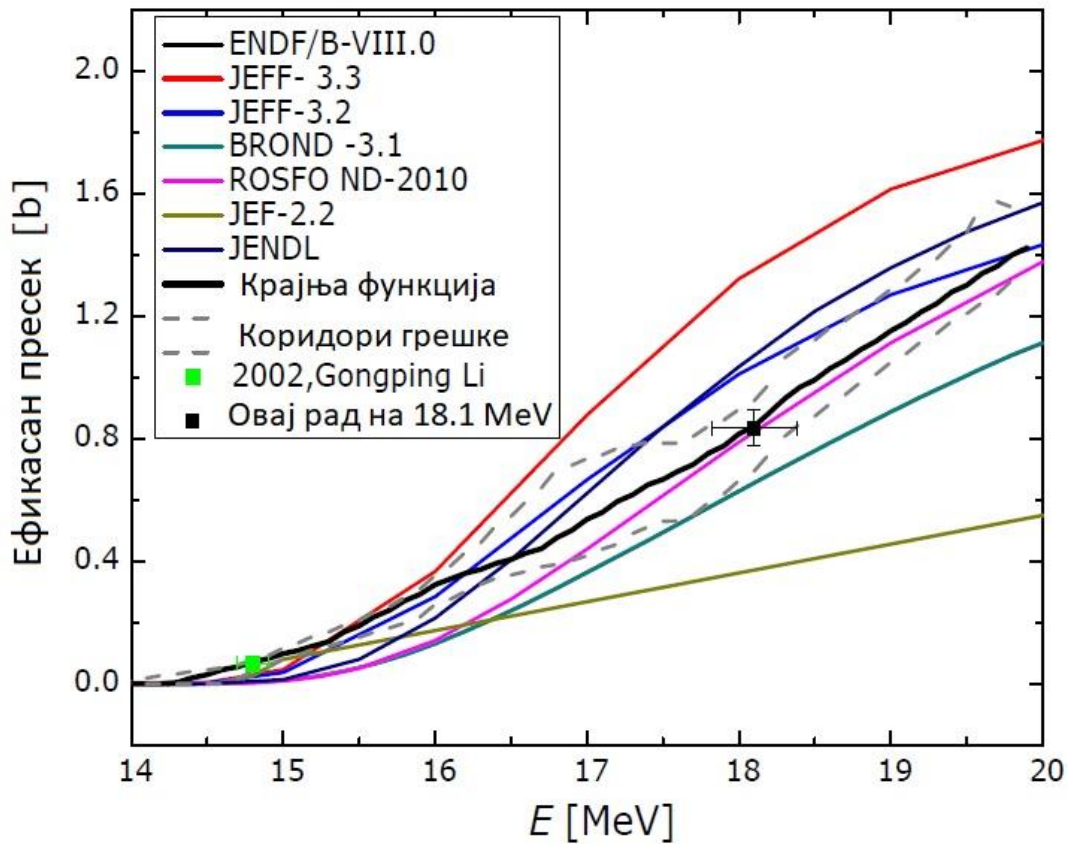


Слика 4.20 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (а) алгоритма без диска 2 за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.

Слика 4.20 приказује почетну функцију, као и функцију добијену после unfolding-а MAXED (а) и GRAVEL (б) алгоритмом, заједно са коридорима грешке. Види се да функција ефикасних пресека у целом интервалу енергија расте, без неких неочекиваних промена понашања. На крају unfolding-а функција је нормирана не вредност ефикасног пресека

рачунатог за енергију неутрона од 18,1 MeV. Коридори грешака су такође добијани unfolding процедуром, где су за почетне функције узимане горњи и доњи коридор грешке почетне функције ефикасних пресека.

Овако добијена функција ефикасних пресека у интервалу од 13,08 MeV до 19,05 MeV у потпуности се поклапа са предвиђеним вредностима из ENDF базе података, као и са једном претходно добијеном експерименталном вредношћу на 14,8 MeV, што се може видети (Слика 4.21). Представљена функција представља средњу вредност вредности добијених MAXED и GRAVEL алгоритмима.



Слика 4.21 – Упоређивање експериментално добијене вредности ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV са постојећим експерименталним вредностима (14) и теоријским вредностима из различитих база података (74) за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.

Као што је претходно поменуто, за резултате функције добијене MAXED и GRAVEL алгоритмима рачунате су вредности суме релативне девијације, формула (4.19) како би се потврдила оправданост unfolding процедуре. Вредности за оба алгоритма се могу видети у следећој табели (Табела 4.10).

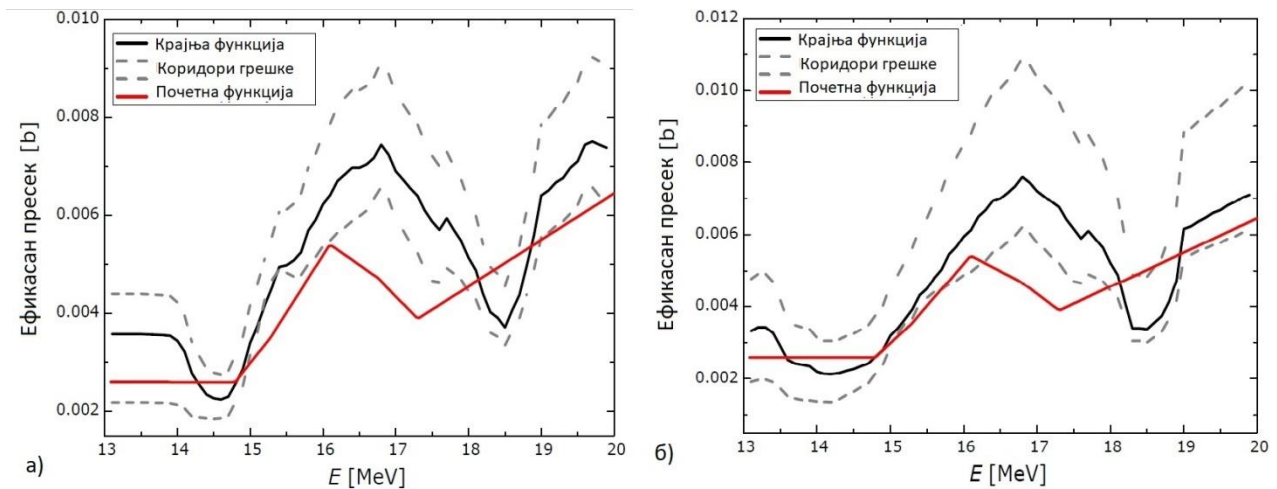
Табела 4.10 – Упоредивање параметра s – суме релативне девијације за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.

Сума релативне девијације - s		
Почетна функција	MAXED	GRAVEL
0.0094	0.0088	0.0048

Из вредности суме релативних девијација у три случаја, види се да резултати unfolding процедуре конвергирају ка бољем опису измерених вредности сатурационих активности.

4.3.7 Резултати unfolding процедуре за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$

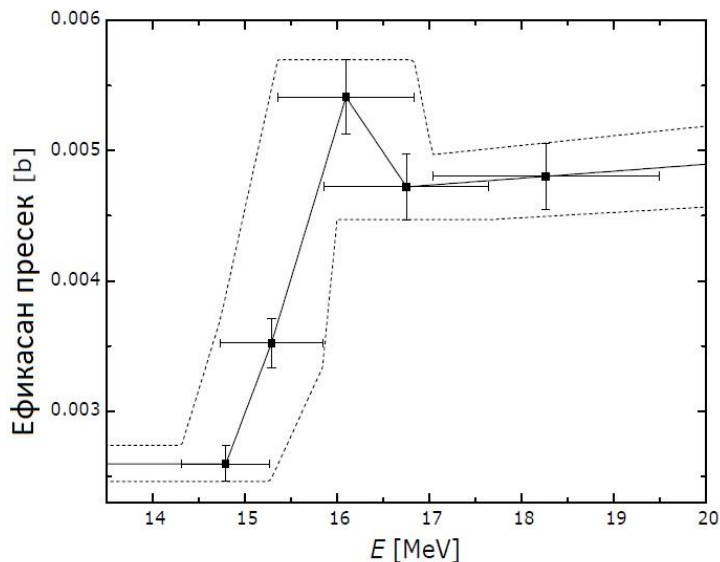
Поменуто је да почетна функција код претходне реакције, а то се види и код ове реакције, има неочекивани пад у пределу енергија од 17 MeV. Ово почетна функција уноси са собом у процес unfolding-а, те и крајња функција ефикасног пресека која се добија има неочекиване скокове и падове. Поменуто приказује Слика 4.22, за MAXED (а) и GRAVEL (б) алгоритам.



Слика 4.22 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (а) и GRAVEL (а) алгоритма за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

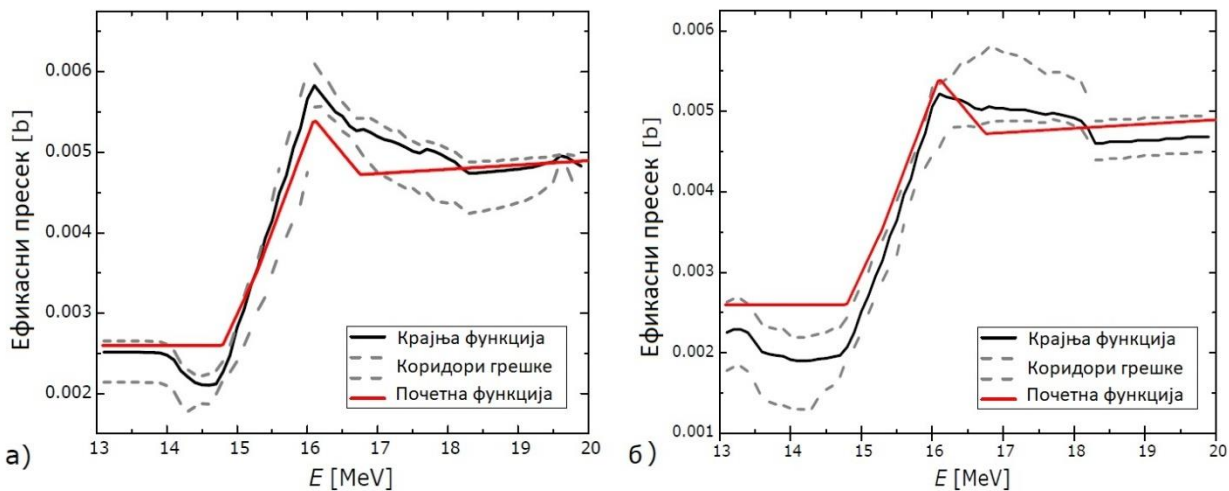
Стога је услед постојања систематске грешке приликом активације диска бр.2, за средње енергије неутрона од 17,3 MeV, почетна функција направљена без података тог

диска. Такође, процес unfolding-а је урађен без поменутог диска. Нова почетна функција се може видети (Слика 4.23).



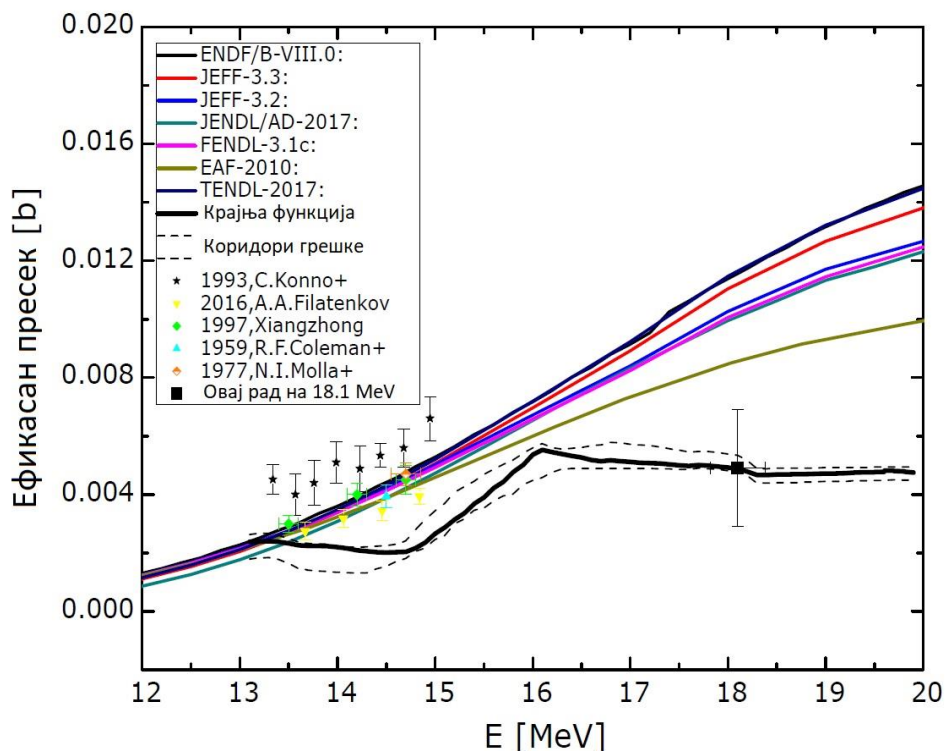
Слика 4.23 – Почетна функција за процес unfolding-а без диска 2 за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

Нова почетна функција се даље користила као почетни корак у процесу unfolding-а како би се добила крајња функција ефикасних пресек за енергетски опсег од 13,05 MeV до 19,50 MeV. Добијање крајње функције је вршено алгоритмима MAXED и GRAVEL, као и у случају претходне реакције, а затим је као средња вредност два алгоритма добијена функција која је упоређивана са постојећим експерименталним подацима и теоријским прорачунима.



Слика 4.24 - Функција добијена unfolding-ом уз помоћ MAXED (a) и GRAVEL (a) алгоритма без диска 2 за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

Крајња функција ефикасних пресека као средња вредност два коришћена алгоритма може да се види (Слика 4.25), са грешкама функције. Она је упоређена са постојећим ENDF и EXFOR базама података.



Слика 4.25 - Упоређивање експериментално добијене вредности ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV са постојећим експерименталним вредностима (137; 138; 139; 140; 141) и различитим теоријским вредностима различитих база података (74) за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

Табела 4.11 - Упоређивање параметра s – суме релативне девијације за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

Сума релативне девијације - s		
Почетна функција	MAXED	GRAVEL
0.0345	0.014	0.0097

Вредност суме релативне девијације s , формула (4.19), за почетну и крајњу функцију ефикасних пресека добијених процедурама `unfolding` помоћу MAXED и GRAVEL алгоритмима приказује Табела 4.11. Такође, вредности су мање на крају `unfolding`-а у односу на почетну функцију, те се може закључити да се процесом `unfolding` добија бољи опис експерименталних података.

4.3.8 Резултати теоријских прорачуна

Све врсте теоријских прорачуна захтевају експерименталну потврду. Не само ради потврде података који су тренутно познати, већ ради потврде исправности теоријских основа на основу којих би се могли репродуковати непостојећи подаци са гаранцијом да су довољно прецизни. Међутим, ово је пресудно у великом броју случајева где је потребно репродуковати експерименталне реакције које није могуће практично извести, са свим неопходним подацима. Пример је планирање фузионих реактора, или фисионих реактора четврте генерације, производња радиоизотопа у медицинске сврхе, третирање нуклеарног отпада и друге практичне примене.

Постоји више начина помоћу којих се ово остварује. Већ су описани програмски пакети који су коришћени у овом раду, а то су TALYS 1.9 (142) и EMPIRE 3.2.3 (143). Ови програмски пакети служе за репродукцију података нуклеарних реакција у доменима где они нису доступни. У овом раду вршена је репродукција вредности ефикасних пресека за реакције од интереса уз помоћ оба програма. Подаци који су овим путем добијени упоређивани су са експериментално добијеним вредностима ефикасних пресека на енергији од 18.1 MeV, као и са добијеном функцијом ефикасног пресека уз помоћ unfolding процедуре у целом енергетском опсегу од 13,08 MeV до 19,50 MeV.

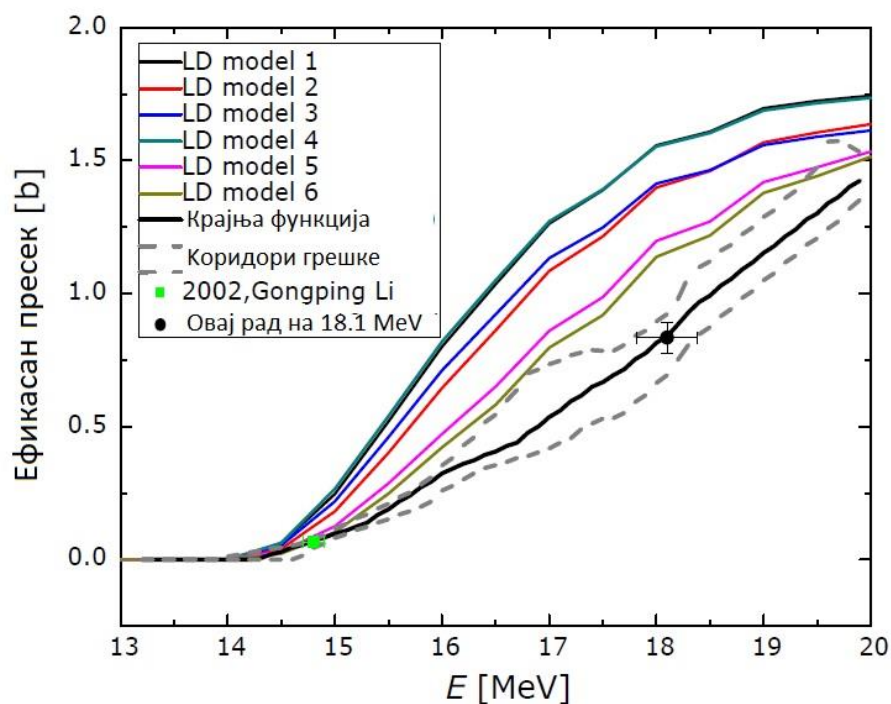
4.3.8.1 Прорачуни ефикасног пресек користећи TALYS 1.9

Детаљнији опис TALYS 1.9 програмског кода дат је у поглављу 3.1. Експериментални подаци ефикасних пресека у целом енергетском опсегу у којем се у овом раду обрађују нису доступни. Постоје само за енергије до 15 MeV за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$, док на пример за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ постоји само једна експериментално одређена вредност, на енергији од 14,8 MeV. Како су вредности ефикасних пресека добијени у овом раду први експериментални подаци у енергетском опсегу до 19,5 MeV, добијени подаци су упорешени са теоријским прорачунима које TALYS систем кодова омогућава. Речено је да су сва подешавања у програму остављена на подразумеваним, изузев подешавања за густине нивоа, односно `ldmodel` параметар који има вредности од 1 до 6. Три карактеристична феноменолошка и аналитички изражена, а три са табеларним подацима који су изведени из микроскопских модела.

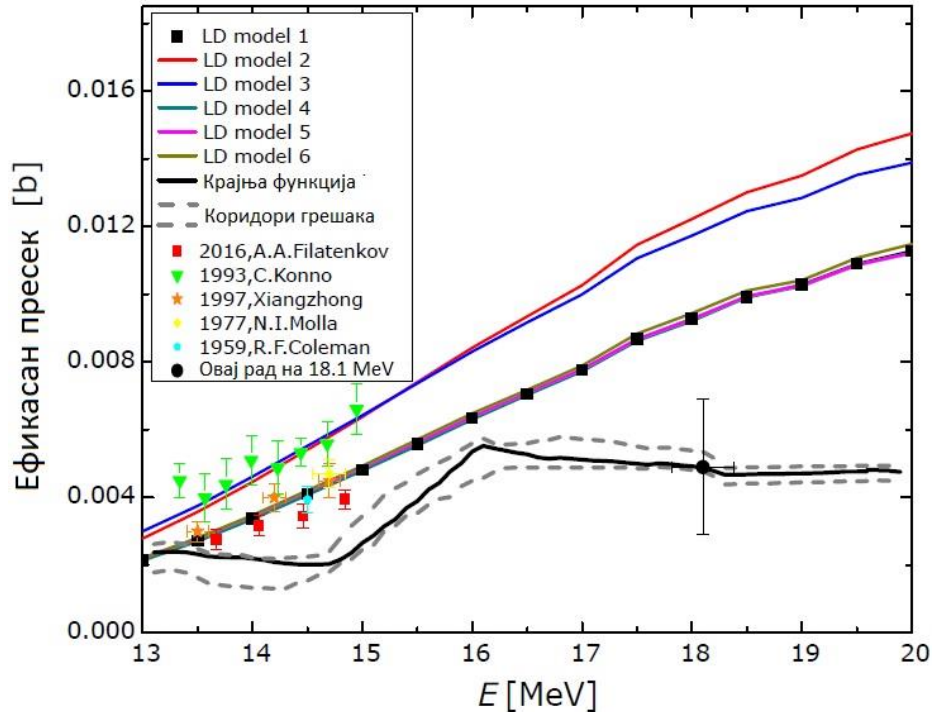
Прво је уз помоћ TALYS кода рачуната вредност ефикасног пресека обе реакције за енергије упадних неутрона од 18.1 MeV. Ова вредност је упоређена са експериментално добијеном вредношћу за исту енергију. Експерименталну вредност ефикасног пресека, као и вредности добијене TALYS кодом могу се видети (Табела 4.12).

Табела 4.12 – Вредности ефикасних пресека добијених TALYS кодом за обе реакције за енергије неутрона од 18,1 MeV.

Ефикасан пресек [b] за 18.1 MeV		
Реакција	$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$
Овај рад	0.834(59)	0.0049(20)
LDmodel 1	1.568	0.0094
LDmodel 2	1.411	0.0124
LDmodel 3	1.422	0.0119
LDmodel 4	1.563	0.0093
LDmodel 5	1.213	0.0094
LDmodel 6	1.155	0.0096



Слика 4.26 – Поређење различитих модела густина нивоа из TALYS 1.9 прорачуна са функцијом ефикасних пресека добијеном unfolding методом за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и постојећим експерименталним подацима.



Слика 4.27 - Поређење различитих модела густина нивоа из TALYS 1.9 прорачуна са функцијом ефикасних пресека добијеном unfolding методом за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ и постојећим експерименталним подацима.

Затим су у енергетском опсегу од 13 MeV до 20 MeV рачунати ефикасни пресеци на сваких 0,5 MeV, како би се упоредило понашање вредности ефикасних пресека добијених TALYS симулацијом са функцијом ефикасних пресека која је добијена проценом unfolding-а у целом енергетском опсегу. Упоредивање је графички представљено (Слика 4.26 и Слика 4.27), за сваку од реакција.

4.3.8.2 Прорачуни ефикасног пресека користећи EMPIRE 3.2.3.

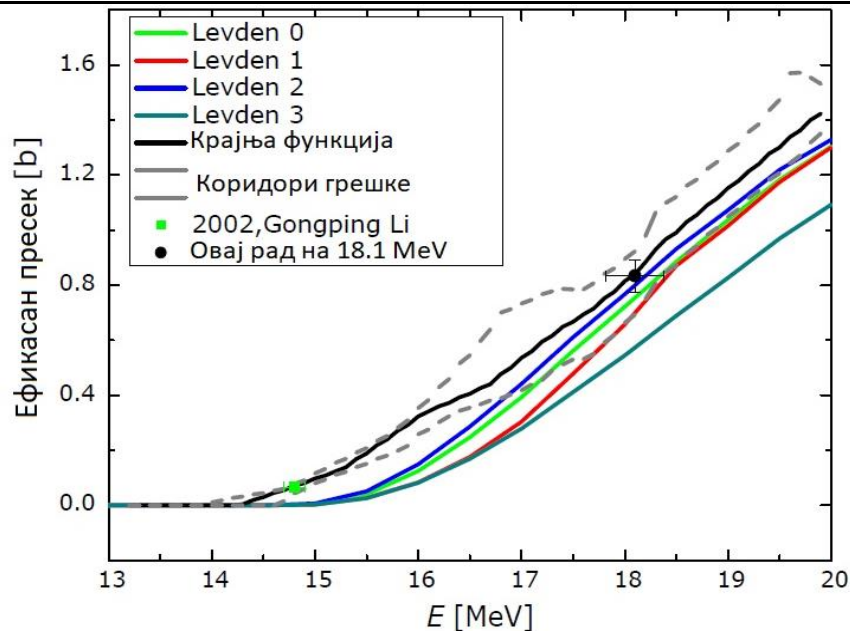
Поред TALYS програмског кода, коришћен је и EMPIRE 3.2.3. програмски код за проверу вредности експериментално добијених података ефикасних пресека за све реакције, за енергије упадних неутрона у износу од 18.1 MeV. Поред тога, рачунати су и ефикасни пресеци у интервалу 13 – 20 MeV у интервалима од по 0.5 MeV, како би се испитало понашање прорачуна ефикасних пресека и упоредило са функцијом која је добијена unfolding техником.

Детаљнији опис EMPIRE 3.2.3. кода дат је у поглављу 3.2. Већина опција и параметара у програму су остављени на подразумеваним вредностима, као и у случају TALYS прорачуна, изузев параметара који дефинишу густине енергетских нивоа. Вредност

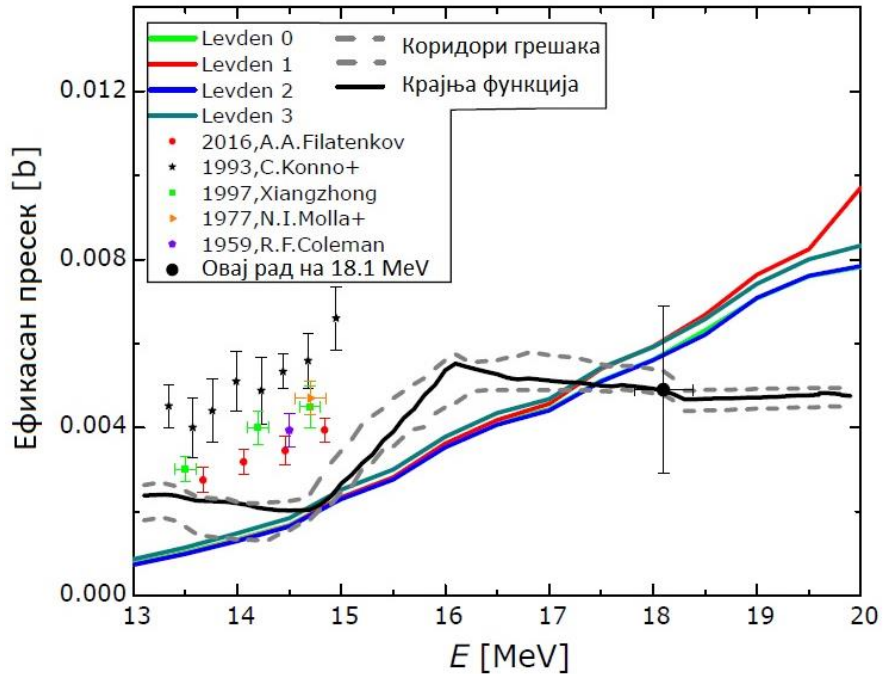
овог параметра има четири вредности од 0 до 3. Три постојећа модела су феноменолошка, док је последњи микроскопски модел, а њихове основе су описане у претходно поменутом поглављу. Табела 4.13 приказује вредности ефикасног пресека за обе реакције за енергије неутрона од 18,1 MeV рачунате уз помоћ EMPIRE кода за све вредности параметра levden и оне су упоређене са вредностима ефикасног пресека које су добијене мерењем. Слика 4.28 и Слика 4.29 графички приказују рачунате вредности ефикасног пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ редом, у целом опсегу енергија неутрона од 13 до 20 MeV. На сликама (Слика 4.28 и Слика 4.29) су поређења ради уцртане и крајње функције ефикасних пресека добијене unfolding процедуром са коридором грешака.

Табела 4.13 – Прорачуни вредности ефикасних пресека различитим моделима густина стања EMPIRE 3.2.3 за енергију неутрона од 18,1 MeV упоређени са вредношћу добијеном у овом раду за обе реакције.

Ефикасан пресек [b] за 18.1 MeV		
Реакција	$^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$	$^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$
Овај рад	0.834(59)	0.0049(20)
Levden 0	0.8397	0.00576
Levden 1	0.6998	0.00609
Levden 2	0.7994	0.00572
Levden 3	0.5737	0.00604



Слика 4.28 – Прорачуни EMPIRE 3.2.3 за различите моделе густине нивоа упоређени са експериментално добијеном вредношћу ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV добијеном у раду, са постојећом експерименталном вредношћу (14), као и са добијеном функцијом ефикасног пресека unfolding методом за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$.



Слика 4.29 - Прорачуни EMPIRE 3.2.3 за различите моделе густине нивоа упоређени са експериментално добијеним вредностима (139; 137; 140; 141; 138) ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV, са постојећим експерименталним вредностима, као и са добијеном функцијом ефикасног пресека unfolding методом за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$.

4.3.9 Дискусија добијених резултата

Процес unfolding-а рађен је прво за две реакције $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$. Поступак полази од добијања почетне функције ефикасних пресека на основу израчунавања средњих вредности ефикасних пресека $\langle\sigma\rangle_k$ за средње енергије неутрона $\langle E\rangle_k$ који се рачунају на основу (4.13) и (4.14) формула. Добијене вредности $\langle\sigma\rangle_k$ и $\langle E\rangle_k$ приказује Табела 4.8 за прву реакцију и Табела 4.9 за другу реакцију. Почетна функција добијена је линеарном интерполацијом између добијених вредности (Табела 4.8 и Табела 4.9). На основу почетне функције коришћени су MAXED и GRAVEL алгоритми, помоћу којих је добијена функција ефикасних пресека за енергије неутрона од 13,05 MeV до 19,50 MeV. Крајња функција ефикасних пресека за обе реакције је израчуната као средња вредност функција добијених MAXED и GRAVEL поступком. Средња функција је нормирана на вредност директно рачунате вредности ефикасног пресека за упadne моноенергетске неутрона (18,1 MeV). Вредност за нормирање добијена је озрачивањем диска који је током овог поступка био у мировању (Диск бр.4). Добијене функције ефикасних пресека упорешиване су са постојећим експерименталним подацима (13), као и са базама теоријских прорачуна (74). Поред тога, коришћени су TALYS 1.9 и EMPIRE 3.2.3 кодови за

прорачунавање нуклеарних параметара у којима су сва подешавања остављена на подразумеваним, изузев густина енергетских нивоа, где су прорачуни рађени за све понуђене вредности ових параметара.

Вредности ефикасних пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$

Вредности ефикасних пресека за реакцију показују добро слагање са постојећим теоријским предвиђањима (74), као и са једном постојећом експериментално добијеном вредношћу (14). Вредност ефикасног пресека за енергије упадних неутрона, која је директно рачуната и коришћена за нормализацију функције ефикасних пресека, показује најбоље слагање са ROSFOND-2010 (Слика 4.12). Сама функција ефикасних пресека у опсегу од 13,08 до 19,50 MeV има добро слагање са постојећим теоријским прорачунима. Функција у целом енергетском опсегу има пораст вредности ефикасних пресека, без било каквих наглих промена. Највеће одступање добијене функције у односу са постојећим теоријским прорачунима је у поређењу са JEFF-3.3 и JEF 2.2 базама података, док најбоље слагање функције у целом испитиваном енергетском опсегу је са ROSFOND 2010 базом података.

Прорачуни вредности ефикасних пресека у целом енергетском опсегу користећи TALYS 1.9 рађени су уз мењање параметара за густине енергетских нивоа (од LDmodel 1 до LDmodel 6). Добијене вредности рачунате за енергије неутрона од 18,1 MeV су веће прорачунима у TALYS 1.9 коду за све моделе густина енергетских нивоа (Табела 4.12). Вредности ефикасних пресека у целом енергетском опсегу имају пораст и више су у односу на добијену функцију ефикасних пресека unfolding методом у овом раду за све параметре густина енергетских нивоа. Најбоље слагање се показује за вредност параметра LDmodel 6, који се базира на температурно зависим Хантри-Фок-Богољубовим калкулацијама (144).

Вредности ефикасних пресека рачунате у целом енергетском опсегу рачунате уз помоћ EMPIRE 3.2.3 показују константан раст са енергијама неутрона за све постојеће моделе густина енергетских нивоа (од Levden 0 до Levden 3). Ово је у складу са постојећим теоријским прорачунима у различитим базама података, са TALYS 1.9 прорачунима, као и са добијеном функцијом ефикасних пресека. Међутим вредности ефикасних пресека које даје EMPIRE 3.2.3 су ниже у поређењу са добијеном функцијом ефикасних пресека у овом раду (Слика 4.28), као и поређењу са TALYS 1.9 прорачунима. Добијена unfolding функција се најбоље слаже са прорачунима где се користио Levden 2 параметар, који се базира на Гилберт-Камероновом моделу (Слика 4.28). Што се тиче директно рачунате вредности ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV (Табела 4.13), најбоље слагање је такође са Levden 2 моделом.

Вредности ефикасних пресека за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$

Вредности ефикасног пресека за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ добијене unfolding техником у опсегу од 13,08 до 19,50 MeV имају нешто ниже вредности у односу на постојеће експерименталне податке (Слика 4.25). Експериментални подаци постоје у опсегу од 13 до 15 MeV (13) и добијени су коришћењем моноенергетских неутрона. Вредности ефикасних

пресека у unfolding функцији расту са порастом енергија, до око 16 MeV, након чега се губи тај тренд и вредности стагнирају са порастом енергије, чак и долази до благог пада. Ово понашање се разликује у односу на теоријске прорачуне у постојећим базама података (74) које предвиђају униформан раст вредности у целом енергетском опсегу. Најбоље слагање добијене вредности ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV је са EAF-2010 базом података.

Вредности ефикасног пресека рачунате уз помоћ TALYS 1.9 за све параметре густина енергетских нивоа слажу се са постојећим експерименталним вредностима у опсегу енергија 13 – 15 MeV и расту са порастом енергије у целом опсегу енергија. Такође су у добром слагању са теоријским прорачунима из постојећих база података. Добијена вредност ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV у овом раду има нижу вредност у односу на рачунате помоћу TALYS 1.9 са свим моделима густине енергетских нивоа (Табела 4.13). Добијена функција ефикасних пресека за ову реакцију unfolding методом има ниже вредности у целом енергетском опсегу од 13 до 20 MeV (Слика 4.27).

EMPIRE 3.2.3 вредности ефикасних пресека у целом опсегу енергија од 13 до 19,5 MeV имају тренд раста, али имају ниже вредности у односу на постојеће експериментално добијене вредности за енергије 13 – 15 MeV. Вредности су такође ниже у поређењу са свим теоријским прорачунима из постојећих база података. Вредност ефикасног пресека на енергији неутрона од 18,1 MeV добијена у раду има нешто ниже вредности у односу на прорачуне EMPIRE 3.2.3 за све вредности густина енергетских нивоа (Табела 4.13). Функција ефикасних пресека добијена unfolding методом има вредности које су више у поређењу са EMPIRE 3.2.3 прорачунима до енергија од 17 MeV, након чега unfolding функција наставља да има константне вредности, а EMPIRE 3.2.3 предвиђа даљи раст са повећањем енергија.

5 Дозиметријске величине

Зрачење проласком кроз материјал своју кинетичку енергију оставља путем низа екситација и јонизација. У том процесу мењају се особине, како упадног зрачења, тако и материјала. Долази до стварања великог броја јонизованих и екситованих молекула и атома, али и секундарних електрона који даље изазивају екситацију и јонизацију док не изгубе своју енергију. Праћењем промена у материјалу кроз који пролази зрачење, оно се детектује и даје информације о стању језгра из ког потиче. Поред тога, хемијске промене у метријалу су основа потенцијалних ефеката на живе организме.

Веома брзо након открића рендгенског зрачења, откривају се бројни радиоактивни елементи и све већи број људи долази у непосредан контакт са зрачењем, како оно налази и практичну примену у све бројнијим сферама живота. Паралелно томе, спознају се и негативан утицаји зрачења на људе и живе организме. Из тог разлога потребно је било дефинисати меру изложености зрачењу, која ће бити довољно прецизна, за разлику од почетног коришћења степена иритације коже као индикатора.

5.1 Експозициона доза

Под овом величином која се користи као мера зрачења дефинише се количина наелектрисања коју X и гама зрачење произведу у ваздуху. Претпоставља се да је количина парова јона коју зрачење произведе у ваздуху пропорционална енергији. Првобитна мерна јединица је 1 рендген (R) и он представља количину X зрачења која створи 1 електростатичку јединицу наелектрисања, било позитивног, било негативног, у ваздуху запремине 1 cm^3 . Голика запремина ваздуха има масу $0,001293$ грама. Наелектрисање које се узима у обзир је и примарно, настало директно јонизацијом γ зрачења, као и секундарно. Електрони који се ослободе у процесу јонизација не морају нужно да се апсорбују у датој запремини вазуха. Такође, укупној количини наелектрисања доприносе и електрони који су настали ван задате запремине ваздуха. Накнадно се мерна јединица за експозициону дозу редефинисала, у складу са СИ системом, и од 1962. године се дефинише као:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \quad (5.1)$$

Односно количина наелектрисања које се у ваздуху створи након што сви створени електрони ваздуху масе Δm . На овај начин дефинисана експозициона доза има мерну јединицу $\frac{C}{kg}$. Како се и данас могу користити паралелно стара и нова јединица експозиције,

потребно је знати везу овде две јединице. Јединица од 1R износи $2,58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg}$, или $1 \frac{C}{kg}$ износи 3876 R. Поред експозиционе, дефинише се и брзина експозиције, односно количина експозиционе дозе у једини времена:

$$\dot{X} = \frac{\Delta Q}{\Delta m t} \quad (5.2)$$

Као мерна јединица користе се или Рендген у секунди $\left[\frac{R}{s}\right]$ или Кулон по сату и килограму $\left[\frac{C}{kg h}\right]$.

5.2 Апсорбована доза

Како је експозициона доза дефинисана само за γ и X зрачење у ваздуху, те и поред тога што представља величину која се врло лако може одредити, она није практична за примену за различите врсте зрачења у различитим материјалима. Ис тог разлога уведена је универзална дозиметријска величина апсорбована доза, која се дефинише као количина апсорбоване енергије по јединици масе материјала, која потиче различитих врста зрачења:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (5.3)$$

Енергија коју зрачење остави у материјалу кроз који пролази представља разлику енергије зрачења при уласку и изласку из посматране средине. Мерна јединица за апсорбовану дозу је $\left[\frac{J}{kg}\right]$, односно Греј [Gy]. Користи се и мања јединица, стоти део греја, рад:

$$1 \text{ Gy} = \frac{1 J}{kg} = \frac{10^7 \text{ erg}}{10^3 \text{ g}} = 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{g}} = 100 \text{ rad} \quad (5.4)$$

Такође, дефинише се и брзина апсорбоване дозе, као количина енергије апсорбоване по јединици масе у јединици времена:

$$\dot{D} = \frac{D}{t} = \frac{\Delta E}{\Delta m t} \quad (5.5)$$

са мерним јединицама $\left[\frac{Gy}{s}\right]$ или $\left[\frac{Gy}{h}\right]$.

За ваздух, овако дефинисане апсорбоване и експозиционе дозе се могу повезати. Знајући да је за стварање једног јонског пара у ваздуху потребна енергија у износу 33,85 eV, за 1 C наелектрисања који ће се створити у потребно је створити $1/e$ парова јона, односно $6,25 \cdot 10^{18}$ парова. Из овога се може закључити да је енергија потребна за стварање 1C наелектрисања потребно 33,85 J или $2,11 \cdot 10^{20}$ eV. Стога $1 \frac{C}{kg}$ експозиционе дозе је 33,85 Gy апсорпционе дозе за ваздух. Како се користи и стара јединица за експозицију од 1 R, веза у

том случају износи $1 R = 86,9 \cdot 10^{-4} \text{ Gy} (=0,869 \text{ rad})$. Фактор 33,85 се обележава са f и назива се енергетски еквивалент јединичне експозиције.

5.3 Еквивалентна доза

Зрачење своју енергију у материји кроз коју пролази оставља процесом јонизације. Међутим, различите врсте зрачења стварају различит број јонских парова по јединици путање. Ова карактеристика се назива специфична јонизација. Зрачење са већом специфичном јонизацијом представља и већу опасност по ћелије живих организама, односно има већу биолошку ефикасност. Биолошка ефикасност се дефинише поређењем сваког зрачења са ефектима X зрачења насталог деловањем напона од 250 кV (77) које производи 100 јонских парова на дужини од 1 μm .

Број јонских парова по јединици пута које створи зрачење у вези је са начином на који то зрачење губи енергију: величина која одређује губитак енергије зрачења по јединици пута представља линеарни енергетски трансфер. На основу свих ових запажања, дефинише се мера зрачењем произведене биолошке штете преко бездимензионог параметра Q – фактора квалитета. Множењем апсорбоване дозе са фактором квалитета добија се величина еквивалентна доза:

$$H = Q D \quad (5.6)$$

Чија је мерна јединица 1Sv (Сиверт). Стоти део сиверта представља се ремом (1Sv = 100 rem). У табели се могу видети вредност фактора квалитета у односу на линеаран енергетски трансфер и броју јонских парова по 1 μm . Фактор квалитета (Q) за X , γ и β зрачење износи 1, за термалне неутроне 5, док за алфа честице, као и за тешке јоне 20.

Табела 5.1 – Вредности специфичне јонизације, линеарног енергетског фактора и фактора квалитета зрачења (82).

Специфична јонизација (бр. јонских парова по μm)	Линеарни енергетски трансфер [$\text{keV}/\mu\text{m}$]	Q
100 или мање	3,5	1
100 - 200	3,5 - 7	1 - 2
200 - 650	7 - 23	2 - 5
650 - 1500	23 - 53	5 - 10
1500 - 5000	53 - 175	10 - 20

5.4 Рачунање експозиционе и апсорбоване дозе

Егзактно одређивање деловање зрачења на материју кроз коју пролази је могуће, међутим оно захтева комплексан рачун, те је оваква примена ограничена на врло једноставне случајеве. Зато се најчешће случи индиректним методама.

5.4.1 Керма

Када зрачење проилази кроз материју оно губи своју енергију стварајући секундарне електроне. Створени електрони могу да поседују кинетичку енергију довољну даврше даље јонизације. Квалитативан опис преноса енергије са индиректно на директно јонизоване честице може се вршити увођењем керма фактора (К). Назив потиче од скраћенице са енглеског Kinetic energy released per unit mass. Она по дефиницији представља део кинетичке енергије свих наелектрисаних честица које се ослободе дејством индиректно јонизујућег зрачења у дефинисаном простору масе Δm и запремине V :

$$K = \frac{\Delta E_k}{\Delta m} \quad (5.7)$$

Разлика у односу на апсорбовану дозу, са којом керма дели мерну јединицу [J/kg] је та да код дефиниције керме настали секундарни електрони не морају нужно оставити сву своју кинетичку енергију у посматраној материји са запремином V и масом Δm , него могу и напустити материју без да су сву енергију оставили у њој. Што значи да збир кинетичких енергија насталих електрона није једнака збиру предате енергије у материји. Да би ово било случај, потребно је да важи електронска равнотежа. Електронска равнотежа ће важити када енергија коју упадни фотони зрачења губе у јединици масе материје са којом интереагују буде једнака енергији коју настали секундарни електрони у тој материји губе у јединици масе. Адекватна апроксимација да ће ово бити испуњено је да дебљина материјала буде једнака са дометом електрона у тој средини, у случају када су енергије електрона једнаке енергији фотона упадног зрачења.

5.4.2 Специфична гама константа

У случајевима када је извор гама зрачења једноставних геометрија, могуће је извршити процену експозиције и као и брзине експозиције на једноставнији начин. Ово је највише примњливо на тачкасти извор. Када тачкасти извор емитује γ зрачење, које се емитује изотропно, флуks фотона зрачења се смањује пропорционално квадрату растојања

од извора, а флуks сам по себи је пропорционалан са активношћу датог извота, те се брзина експозиционе дозе може написати на следећи начин:

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{r^2} \quad (5.8)$$

Коефицијент пропорционалности у претходној формули Γ је брзина експозиционе дозе која се мери на растојању од 1 m од извора који има јединичну активност и назива се специфична гама активност. Користе се две мерне јединице, како се паралелно користе и даље стара и нова јединица експозиционе дозе, $\frac{C\ m^2}{kg\ h\ MBq}$ или $\frac{R\ cm^2}{h\ mCi}$.

5.4.3 Масени енергетски коефицијент апсорпције и извођење формуле за специфичну гама константу

Закон атенуације γ зрачења дефинише део од почетног интензитета зрачења које пролази кроз материјал дебљине x :

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (5.9)$$

где су I_0 упадан интензитет зрачења, μ_m масени атенуациони коефицијент, а ρ густина материјала. Како зрачење доживљава Комптонов ефекат, фотоелектрични ефекат и креацију електронско-позитронског пара у интеракцији са материјом кроз коју пролази, све ово је урачунато у коефицијент μ_m :

$$\mu_m = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} + \frac{\sigma_K}{\rho} + \frac{\sigma_P}{\rho} \quad (5.10)$$

У формули σ_{FE} , σ_K и σ_P представљају ефикасне пресеке за наведене три интеракције. (145) Ако се посматрају ефекти које зрачење изазива у материјалу, потребно је знати коју је количину енергије материјал примио од фотона. Односно, енергију коју су секундарни електрони добили у виду кинетичке енергије. Најчешће се претпоставља да је постигнута електронска равнотежа, те је онда енергија упадног зрачења трансформисана у кинетичку енергију секундарних електрона, по јединици масе једнака апсорбованој дози. Наравно, укупна енергија коју су фотони изгубили проласком кроз материјал није једнака укупној апсорбованој енергији.

Део енергије фотона која се преда створеним секундарним електронима дефинише се преко масеног коефицијента трансфера енергије (145) за сваку од интеракција фотона у материјалу:

$$\frac{\sigma_{TRFE}}{\rho} = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} k_{FE}; \quad \frac{\sigma_{TRK}}{\rho} = \frac{\sigma_K}{\rho} k_C; \quad \frac{\sigma_{TRP}}{\rho} = \frac{\sigma_P}{\rho} k_P \quad (5.11)$$

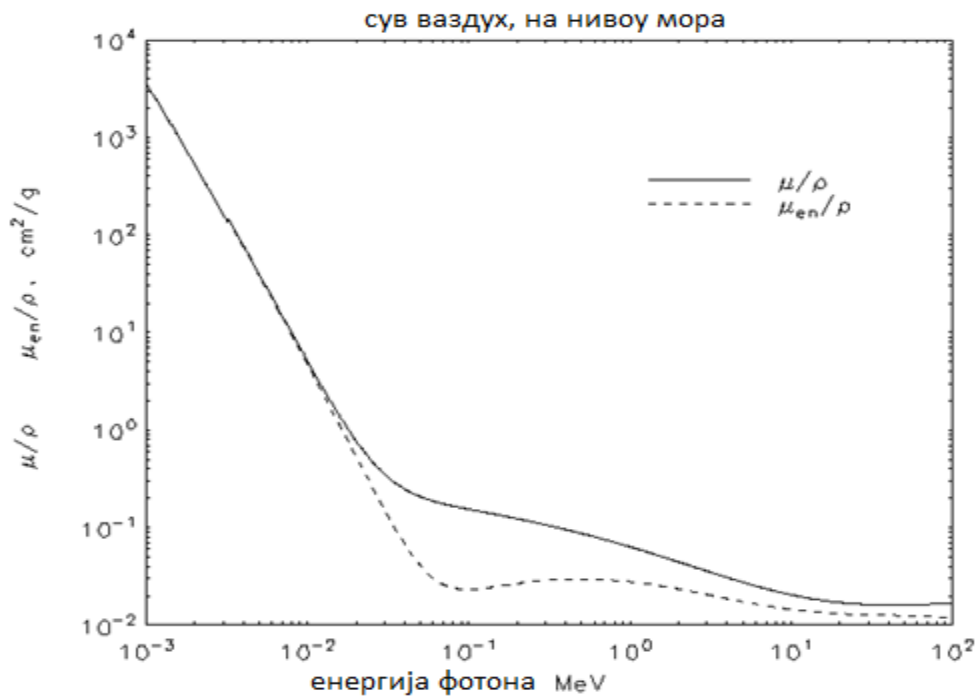
Где k_{FE} , k_C и k_P дефинишу део енергије предате створеним секундарним наелектрисаним честицама. Масени коефицијент трансфера енергије се онда добија:

$$\frac{\mu_{TR}}{\rho} = \frac{\sigma_{TRFE}}{\rho} + \frac{\sigma_{TRK}}{\rho} + \frac{\sigma_{TRP}}{\rho} = \frac{\sigma_{FE}}{\rho} k_{FE} + \frac{\sigma_K}{\rho} k_C + \frac{\sigma_P}{\rho} k_P \quad (5.12)$$

Међутим, настали електрони у материјалу доживљавају губитке енергије преко процеса закочног зрачења, што се може обухватити фактором g . Вредност коефицијента расте са масеним бројем материјала средине као и са енергијама упадних фотона. Линеарни коефицијент трансфера енергије са урачунатим губитком кинетичке енергије услед закочног зрачења даје масени енергетски коефицијент апсорпције (145):

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{TR}}{\rho} (1 - g) \quad (5.13)$$

Слика 5.1 приказује масени енергетски коефицијент апсорпције и масени атенуациони коефицијент као функцију упадног зрачења, на ваздух на нивоу мора.



Слика 5.1 – Масени енергетски коефицијент апсорпције и масени атенуациони коефицијент као функцију упадног зрачења. Слика преузета (146).

Рачунање експозиционе и апсорбоване дозе се може извршити на следећи начин. Када зрачење енергије E пролази кроз материјал дебљине x , интензитет зрачења који се апсорбује у материјалу је $I = I_0 e^{-\mu_{en}x}$, где се сам интензитет зрачења дефинише као укупна енергија зрачења у јединици времена (број фотона у јединици времена N помножен помножен са њиховом енергијом) по јединици површине ($I = \frac{NE}{S}$). За случај када важи

$\mu_{en}x \ll 1$ експоненцијални део једначине се може писати $e^{-\mu_{en}x} \approx 1 - \mu_{en}x$, па израз за апсорбовану енергију у материјалу гласи $I - I_0 = I_0\mu_{en}x$. Брзина апсорбовања енергије у материјалу дебљине x и површине S и густине ρ се може писати као:

$$\dot{D} = \frac{I_0\mu_{en}x S}{S x \rho} = I_0 \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (5.14)$$

Када је случај о емитовању зрачења из тачкастог извора, интензитет таквог зрачења слаби обрнуто пропорционално са квадратом растојања ($I = \frac{I_0}{4\pi r^2}$), те се за брзину апсорбоване дозе у тачки која се налази на растојању r од тачкастог извора зрачења рачуна као:

$$\dot{D} = \frac{NE}{4\pi r^2} \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (5.15)$$

Брзина екпозиционе дозе се добија дељењем брзине апсорбоване дозе са енергетским еквивалентом јединичне експозиције ($f = 33,85 \text{ eV}$):

$$\dot{X} = \frac{NE}{4\pi d^2} \frac{\mu_{en}}{\rho} \frac{1}{f} \quad (5.16)$$

Наравно, број емитованих фотона у јединици времена је повезано са активношћу емитера и вероватноћом емитовања фотона дате енергије преко релације $N = A p_\gamma$. Користећи ову везу, заједно са изразом за брзину екпозиционе дозе дефинисане преко Γ константе (5.8), може да се добије релација са рачунање специфичне гама константе Γ , изражену у јединицама СИ система ($\frac{\text{C m}^2}{\text{kg s Bq}}$):

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{f} \frac{\mu_{en}}{\rho} p_\gamma E \quad (5.17)$$

Ако се користи енергија изражена у јединицама MeV, претходна формула се трансформише у (147):

$$\Gamma = 3,81 \cdot 10^{16} \frac{\mu_{en}}{\rho} p_\gamma E \quad (5.18)$$

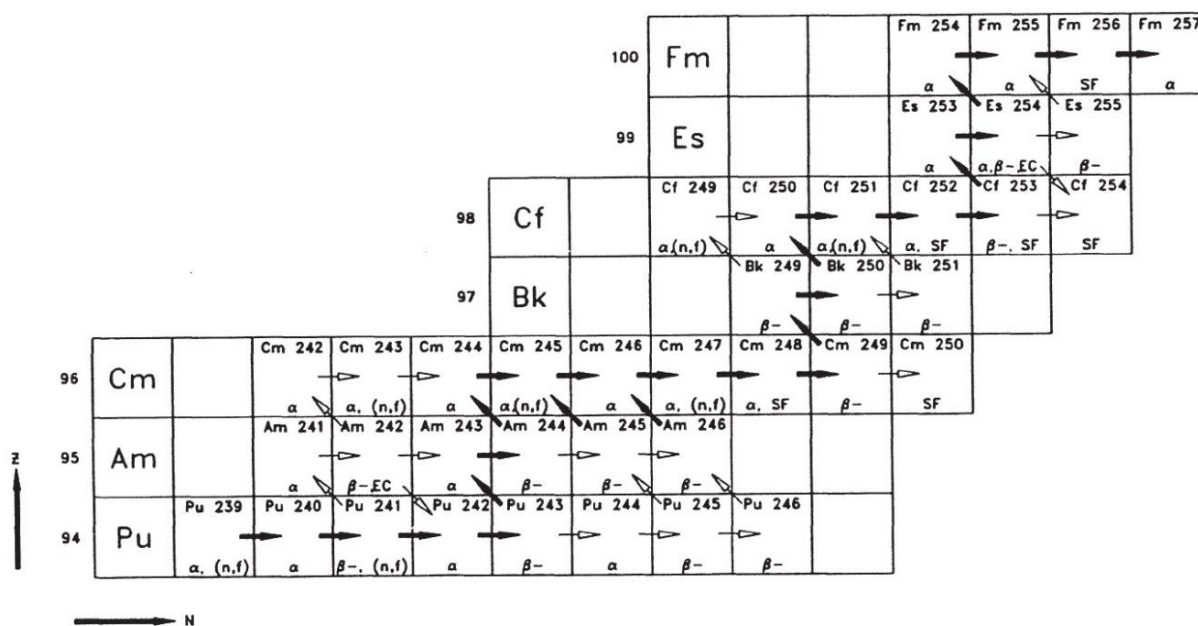
У случају да гама емитер емитује зрачење различитих енергија, специфична гама константа представља збир гама константи за сваку групу фотона различитих енергија (147):

$$\Gamma = 3,81 \cdot 10^{16} \sum_i \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i p_{\gamma i} E_i \quad (5.19)$$

Управо је овај облик једначине кошишћен за израчунавање специфичне гама константе извора ^{252}Cf .

6 Особине калифорнијума

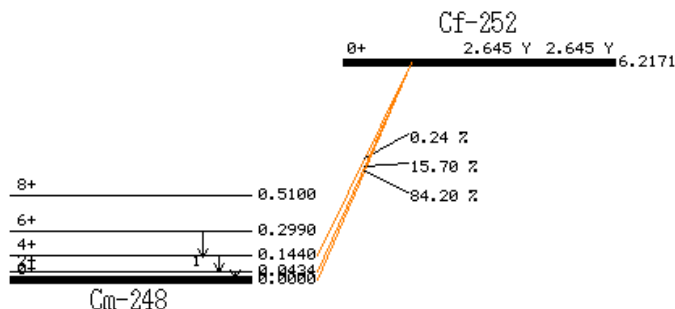
Калифорнијум је елемент који спада у групу актинида, метал сиве боје, са тачком топљења од 900° . Представља шести трансуранички елемент, који синтетизован 1950. године на Универзитету Калифорнија, по чему је и добио име. Редни број износи 98 и данас је познато укупно 20 изотопа овог елемента, различитих времена полураспада, са масеним бројевима од 237 до 256 (148). Калифорнијум је првобитно добијен бомбардовањем мете направљене од ^{242}Cm алфа честицама, које су убрзаване у циклотрону до енергија од 35 MeV у реакцији $^{242}\text{Cm} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{245}\text{Cf} + ^1_0\text{n}$, те је ^{245}Cf први изотоп калифорнијума добијен.



Слика 6.1 – Процес добијања ^{252}Cf бомбардовањем ^{239}Pu неутронима (149).

Две године касније добијен је и ^{252}Cf , који данас представља један од најпроучаванијих трансураничких елемената, због својих специфичних особина и једини изотоп овог елемента који се синтетише за комерцијалне сврхе. Добија се бомбардовањем ^{239}Pu контролисаним флуksom неутрона, при чему се одиграва низ захвата неутрона и бета распада. У просецима захвата неутрона повећава се масени број језгра, док се бета распадом повећава редни број. Шему производње приказује Слика 6.1. Битни прелази у производњи су β распад ^{241}Pu на ^{241}Am , као и β распад ^{249}Bk на ^{249}Cf . Производња ^{252}Cf се врши само на два места: у Оук Риџ националној лабораторији (Oak Ridge National Laboratory), у Тенесију, САД и у Научно истраживачком институту атомских реактора (Научно-исследовательский институт атомных реакторов) у Димитровграду, Русија.

Калифорнијум 252 представља радиоизотоп времена полураспада 2,645 година. Има два канала распада, алфа распадом у 96,908% где као потомак настаје ^{248}Cm . У преосталих 3,092% распада се спонтаном фисијом. Шема α распада калифорнијума 252 се може видети на слици. Емитује се неколико група α честица, различитих енергија, са просечном енергијом од 6,11 MeV. Енергије алфа честица, са вероватноћом емитовања су приказани (Слика 6.2, Табела 6.1).



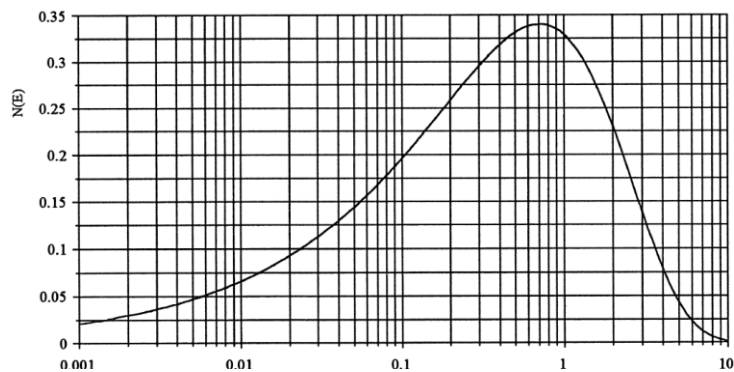
Слика 6.2 – Распад ^{252}Cf алфа распадом на ^{248}Cm са алфа неколико група алфа честица различитих енергија.

Табела 6.1 – Енергије алфа честица емитованих α распадом ^{252}Cf .

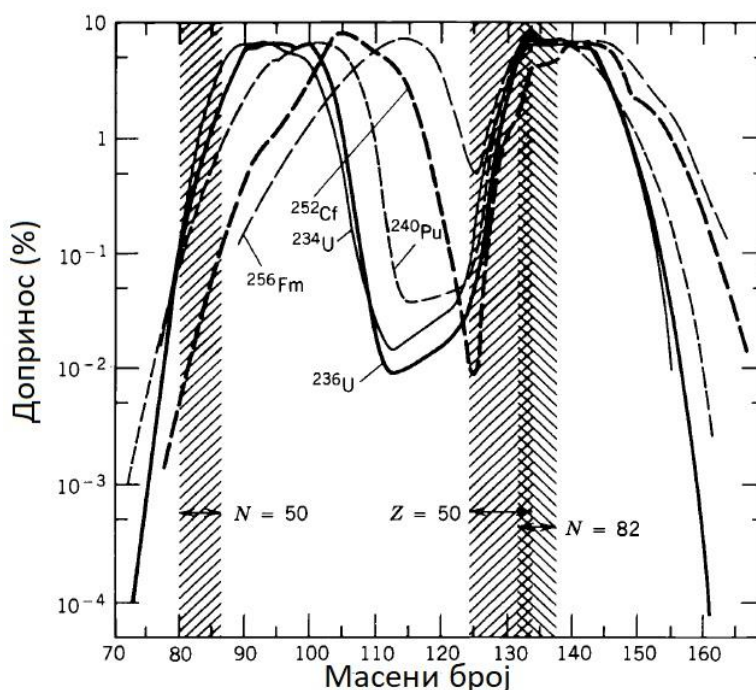
Енергија (MeV)	Релативни интензитет (%)
6.11824	82.4
6.07577	15.7
5.9766	0.24
5.8263	0.002
5.616	$6 \cdot 10^{-5}$

Што се тиче распада фисијом, калифорнијум 252 емитује у просеку 3,768 неутрона по једној фисији (150) са средњом енергијом неутрона на 2.13 - 2.15 MeV. Спектар неутрона емитованог од стране ^{252}Cf је сличан спектру емитованом од стране нуклеарних фисионих реактора, са највероватнијом енергијом на 0,7 MeV. Из овог разлога, широко се користи у случајевима као нереакторски извор неутрона, када је потребан извор ниског флукса неутрона. Неутронски спектар се може видети на следећој слици (Слика 6.3).

Извор ^{252}Cf има довољно велико време полураспада, те се може користити и током дужег временског интервала, за разлику од осталих. Спонтаном фисијом добијају се два тешка фисиона фрагмента, на највећом вероватноћом за језгра масених бројева 108 и 142 (Слика 6.4).



Слика 6.3 – Енергетски спектар неутрона емитованих фисијом ^{252}Cf . Слика преузета из (149).

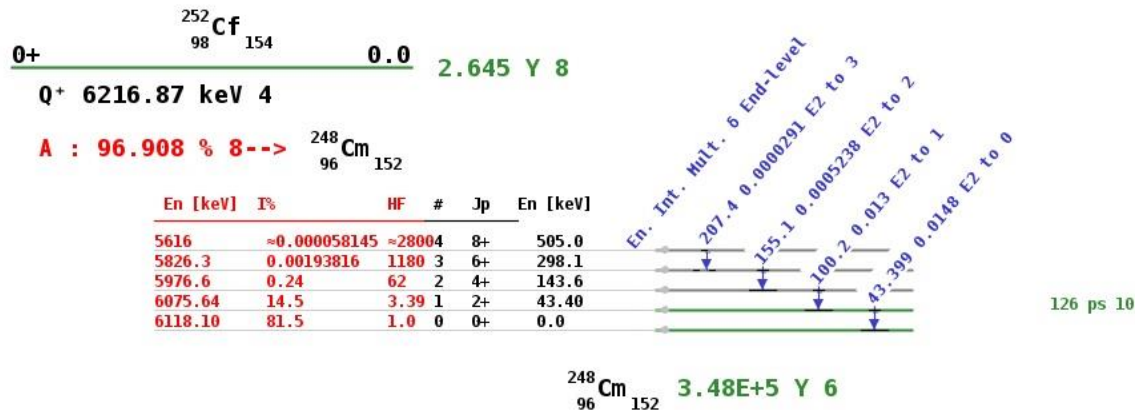


Слика 6.4 – Масена расподел фисионих фрагмената за неколико врста језгара која доживљавају овај вид распада. Слика преузета из (151).

Употреба ^{252}Cf је различита. У комерцијалне сврхе користи се у неутронској радиографији различитих компонената оружја (152). Такође, у промтној гама неутронској активационој анализи (ПГНАА) материјала као што су цемент, експлозивни и слично (153). Анализа трансуранског отпада и фисионог материјала може бити урађена мониторингом закаснелих неутрона, затим контрола хомогености и степена обогаћености горивних шипки за нуклеарне реакторе. Калифорнијум се може користити за иницирање ланчаних реакција фисије у нуклеарним реакторима. Поред ПГНАА анализе, може се користити као неутронски извор приликом неутронске активационе анализе (НАА) приликом анализе састава испитиваних материјала (154). Такође, може се вршити контрола и калибрација

мерних инструмената за детекцију неутрона. Поред релативно комерцијалних употреба, све ширу примену калифорнијумови извори имају у медицини. Инкапсулирани ^{252}Cf извор користи се приликом брахитерапије, где се поставља у непосредној околини канцера. Детаљни описи врста капсула у које се смешта извор калифорнијума, у медицинским и индустријским применама може се наћи у референци (155).

Што се тиче примене радиоизотопа у медицини у сврху радиотерапије, највећи број радиоизотопа који се користе представљају емитере гама зрачења, као што су то ^{60}Co , ^{125}I , ^{137}Cs или ^{226}Ra . За разлику од наведених радиоизотопа, ^{252}Cf се користи као неутронски извор. Али затворен извор калифорнијума емитује поред неутрона и α , β и γ зрачење. Прво, ^{252}Cf се распада алфа распадом на ^{248}Cm , при чему се емитују α честице. Насстали ^{248}Cm је или у основном енергетском стању, или у неким од побуђених, са којих се деексцитује емитовањем гама фотона. Додатно, како се ^{252}Cf распада и фисијом, вецина насталих фисионих фрагмената су нестабилна језгра, која емитују β и γ зрачење.



Слика 6.5 – Шема распада потомка ^{252}Cf - ^{248}Cm .

Алфа и бета зрачење не успевају да напусте капсулу калифорнијумовог извора, те на средину у којој је смештен извор може да утиче неутронско и гама зрачење. Када се прорачунава доза коју даје ^{252}Cf извор, услед високе биолошке ефикасности неутронског зрачења, занемарује се ефекат гама зрачења, како је еквивалентна доза која потиче од неутрона шест пута већа у односу на гама зрачење.

За радиоизотопе који су гама емитери и који имају ширу практичну примену, урађене су процене коју експозициону дозу коју дају њихови извори. Ово се ради израчунавањем специфичне гама константе за поједине изотопе (156), за радиоизотопе који су у равнотежном стању са потомцима (157), као и за целокупне изворе са урачунатим апсорбовањем дела зрачења од стране материјала капсуле извора (158; 159). За радиоизотоп ^{252}Cf специфична гама константа је позната и она износи:

$$\Gamma = 1.13110^{-5} \frac{\text{mSv/h}}{\text{MBq}}$$

7 Резултати одређивања специфичне гама константе извора ^{252}Cf

Калифорнијум представља трансурански елемент који има 20 различитих изотопа. Од свих је само ^{252}Cf нашао разнолику практичну примену. Распада се у два канала, алфа распадом и спонтаном фисијом, пвременом полураспад од 2.645 година. Приликом фисије емитује се у просеку 3,768 неутрона. Управо је ово разлог који је овом радиоизотопу омогућио широку примену, ка извор неутрона у неутронски активационој анализи (26), за покретање ланчане реакције у нуклеарним реакторима (28), контроли влаге и густине земљишта(27), такође и у медицини, у терапији малигнух обољења (29; 30; 31).

Калифорнијум се користи у медицини као неутронски извор. Међутим, поред неутронске компоненте постоји и електромагнетна компонента зрачења. Она потиче од великог броја фисионих фрагмената који настају у неким од побуђених стања. Неутрони имају, у зависности од енергије, до 20 пута већу биолошку ефикасност у поређењу са електромагнетним зрачењем, па се приликом планирања дозе у терапијама занемарује доза примљена од електромагнетног зрачења. Идеја је проверити да ли нагомилавање фисионих фрагмената у извору утиче на дозу која потиче од електромагнетног зрачења. Ово је рађено тако што је један извор мерен у три различита временска интервала, у размаку од 15,5 година. За сваки спектар је рачуната специфична гама константа. Овај део рада представља наставак започетог током 2013. године, који је и био тема одбрањеног мастер рада (160).

7.1 Експериментална поставка

Извршена су гама спектрометријска мерења једног извора ^{252}Cf за његове различите старости. Претходно су извршена два мерења гама спектра, у новембру 2008. године и у априлу 2013. године. Током јануара 2019. године урађено је и треће снимање гама спектра истог извора. Извор ^{252}Cf је купљен од Ритберц ГмбХ (Русија) и на дан 03.06.2008. и имао је калибрисану активност од $6 \cdot 10^4 \text{Bq}$ и емисију неутрона од $5,64 \cdot 10^3 \text{s}^{-1}$ средње енергије од 2,12 MeV. Детаљи се могу наћи (160). Калифорнијум је нанешен на унутрашњост капсуле од нерђајућег челика.

Мерења су извршена на Департману за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду, у Лабораторији за гама спектроскопију. Детекторски систем за гама спектроскопско мерење састоји се од HPGe детектора и неопходних компоненти за прикупљање и обраду података.



Слика 7.1 – Експериментална поставка детектора у гвоздној заштити. Слика преузета из (75).

Прва два мерења су рађена са детектором n типа, ознаке G.C.2520-7600 произвођача Canberra, са опсегом енергија од 30 keV до 3 MeV, ефикасности 25% и енергетске резолуције на 1460 keV од 1,8 keV. Техничке карактеристике детектора могу се наћи (75). Детектор се налазио у гвозденој заштити корисне запремине 1m³ и дебљине зидова од 25cm која је направљена од делова старог шведског брода, ђиме се хтело избећи присуство физионих продуката који потичу од проби нуклеарног оружја које су рађене након Другог светског рата (Слика 7.1). Укупан одброј фона у овако дизајнираној заштити је $1,060 \pm 1,02 \text{ s}^{-1}$ у опсегу енергија од 23 keV до 2,7 MeV (75) чији главни допринос дају потомци U и Th (161).

За треће мерење коришћен је детекторски систем који користи HPGe детектор ознаке GX10021 произвођача Canberra коаксијаног n-типа, реалтивне ефикасности 100%. Предњи прозор од кућишта детектора направљен је од композитног материјала дебљине 0,89 mm који омогућава високу пропусност за фотоне ниских енергија (преко 80% за енергије од 15 keV и готово 100% за енергије од 20 keV). Техничке карактеристике детектора могу се наћи (75). Детекторска заштита је пасивног типа ознаке 777B произвођача Canberra дебљине 15cm. Оловна заштита у себи садржи такође и слој дебљине 1,5 mm начињен од калаја и бакара, који служе за заустављање X зрачења енергија од 75 до 85 keV, док сам бакар зауставља X фотоне енергија од 25 до 28 keV који потичу од калаја.

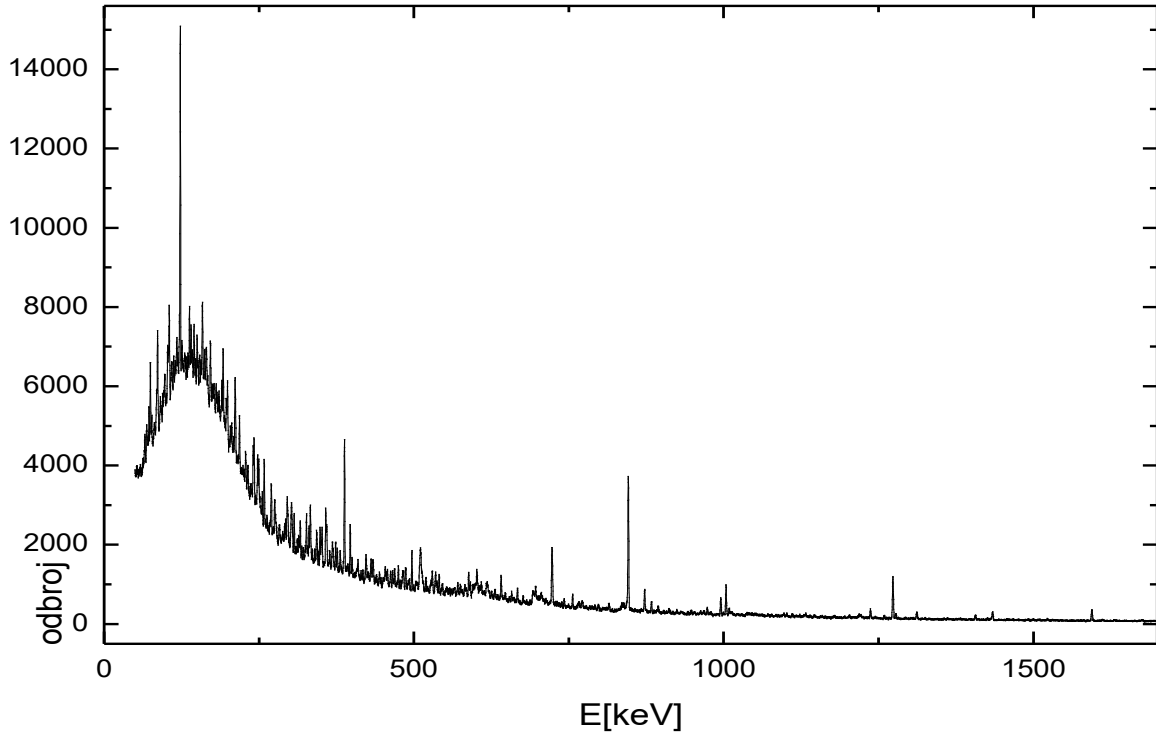


Слика 7.2 – Оловна заштита са системом за хлађење. Слика преузета из (75) .

7.2 Обрада експерименталних података

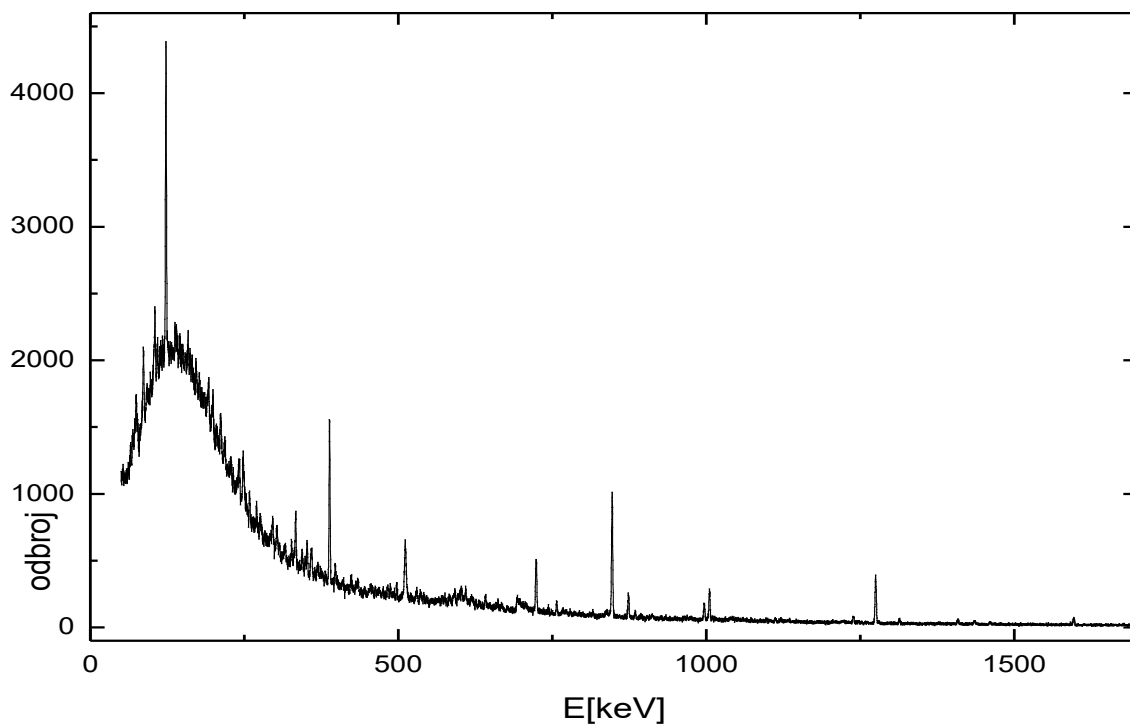
Три гама спектра снимана 2008. 2013. и 2019. године који потичу од истог извора ^{252}Cf добијени су снимањем претходно наведеним HPGe детекторима, а подаци су бележени Genie вишеканалним анализатором (162). Вршена је анализа гама пикова, односно детекција радионуклида од којих потичу фотони одређених енергија видљивих у спектру.

Први гама спектар сниман је у новембру 2008. године (Слика 7.3) и време снимања је износило 265137 s, са мртвим временом у износу од 0,2%. Старост извора у тренутку снимања спектра износила је 0,479 године, са активношћу ^{252}Cf од 52921,95 Bq. Како је извор „млад“ пристуан је велики број гама линија који потичу од великог броја краткоживећих потомака који настају приликом фисије калифорнијума, којих има око 900. Међутим, како не настају сви подједнаком вероватноћом и нису сви гама емитери, број потомака чије се присуство може примеити анализом гама спектра износи око 90. Сви ови емитери су у равнотежи са калифорнијумом. Присутне су и линије које потичу од дугоживећих потомака ^{137}Cs , ^{154}Eu и ^{155}Eu .

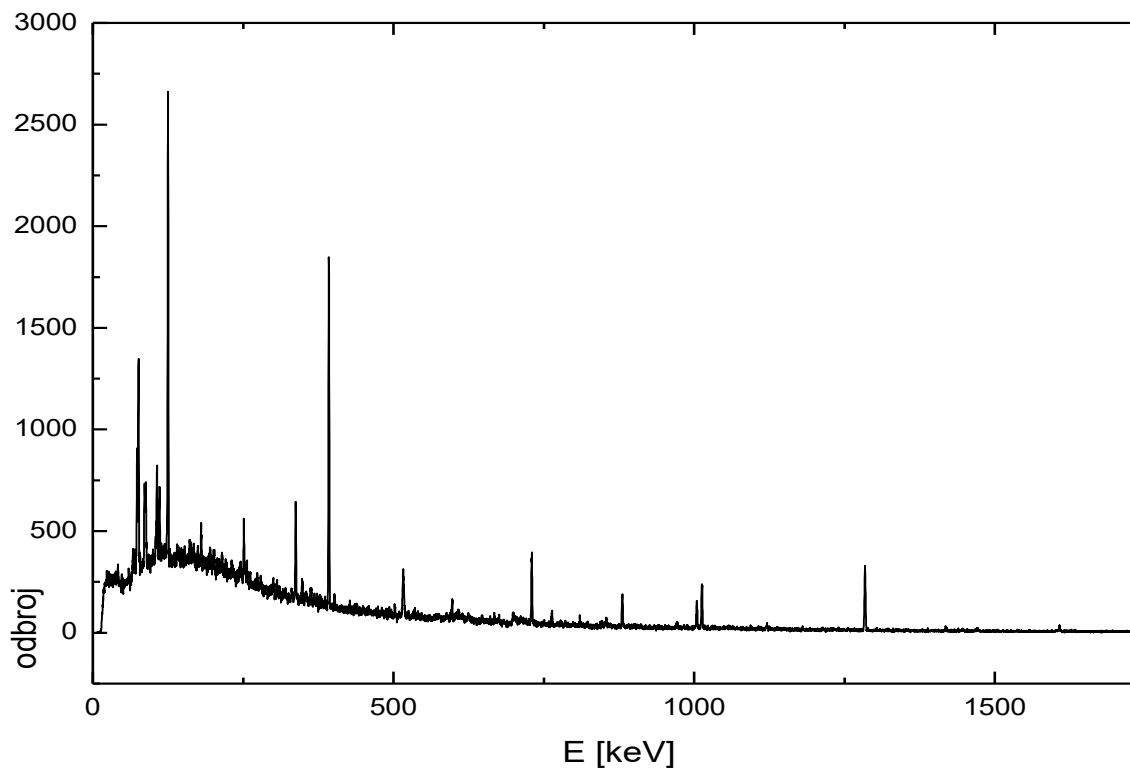


Слика 7.3 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2008. године.

Спектар сниман у априлу 2013. године (Слика 7.4) је урађен 4,879 година од датума калибрисања извора. Дужина снимања је износила 264749 s, са мртвим временом од 0,06%. Активност калифорнијумовог извора је на почетку снимања износила 16705,81 Bq. Како већину гама линија у спектру чине краткоживећи потомци ^{252}Cf настали његовим фисијом (потомци су у равнотежи са језгром претком), приметан је њихов мањи број како њихова активност опада темпом опадања активности самог ^{252}Cf .



Слика 7.4 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2013. године.

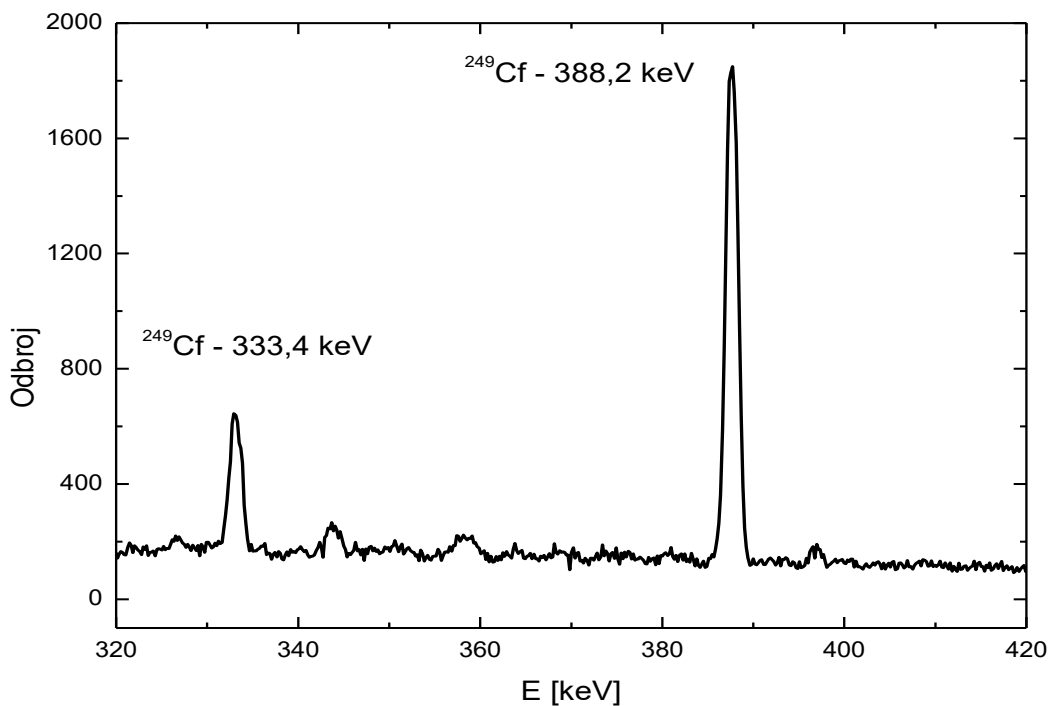


Слика 7.5 – Гама спектар ^{252}Cf снимљен 2019. године

Трећи спектар сниман је почетком 2019. године, 10,6384 година од клаибрисања иззора и активност калифорнијумовог извора је износила 3693,1 Вq. Време снимања је износило 72711,012 s, при чему је мртво време износило 0,14%. Приметан је мањи број линија, како је активност калифорнијума смањена услед његове старости, а самим тим и свих краткоживећих фисионих потомака. Уочљиве су линије које потичу од ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{137}Cs , које су најинтензивније линије у спектру.

Прикупљање података гама спектра у сва три случаја вршена су вишеканалним анализатором GENIE (162). Такође, идентификација постојећих гама линија у спектру рађена је уз помоћ истог софтвера, где се као база радионуклида користила посебно направљена билбиотека радионуклида у коју су убачени радионуклиди потомци распада ^{252}Cf .

Поред потомака фисије калифорнијума 252, примећено је и присуство, од спектра из 2013. године, и ^{249}Cf . Он није примећен у првом сниманом спектру из 2008. како је услед веће активности самог ^{252}Cf присутан и велики број гама линија калифорнијумових фисионих фрагмената. Време полураспада ^{249}Cf износи 351 годину, те је услед смањења активности ^{252}Cf и потомака који су са њим у равнотежи примећен у каснијим снимљеним спектрима са својим гама линијама 333,37(2) keV (15.0%) и 388,17(2) keV (66.0%).



Слика 7.6 - Положај гама линија 333,37 keV и 388.17 keV које потичу од ^{249}Cf у спектру снимљеном 2019. године.

Табела 7.1 – Листа радионуклида идентификованих у снимљеним спектрима.

Потомци ^{252}Cf	
BA-141	PM-151
BA-142	PR-147
BA-143	PR-148
BA-145	PR-149
BA-146	RB-81
CD-115	RH-110
CE-141	RH-111
CE-146	RH-113
CE-148	RU-103
CE-149	RU-105
CE-149	SE-75
CS-138	SE-83
CS-137	SM-155
CS-142	SR-87m
EU-154	TB-156
EU-155	TB-156
I-131	TC-101
I-132	TC-102
I-133	TC-104
I-136	TC-105
I-138	TC-107
IN-111	TC-108
LA-140	TC-109
LA-142	TE-131
LA-144	TE-132
LA-146	TE-133
MO-101	XE-135
MO-106	XE-135
MO-99	XE-137
NB-102m	Xe-142
NB-99	Y-94
ND-149	ZR-101

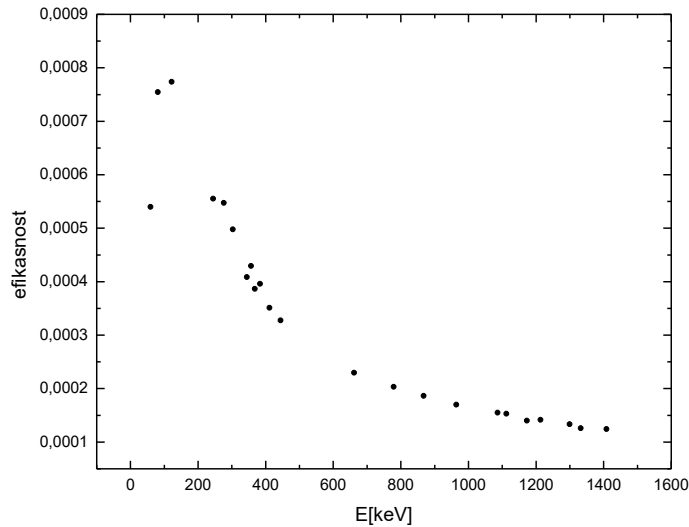
7.2.1 Одређивање ефикасности детекторског система

Калибрација ефикасности детекторског система рађена је уз помоћ калибрационог извора познате активности, на ефикасности гама линија тоталне апсорпције ϵ . За сваку од

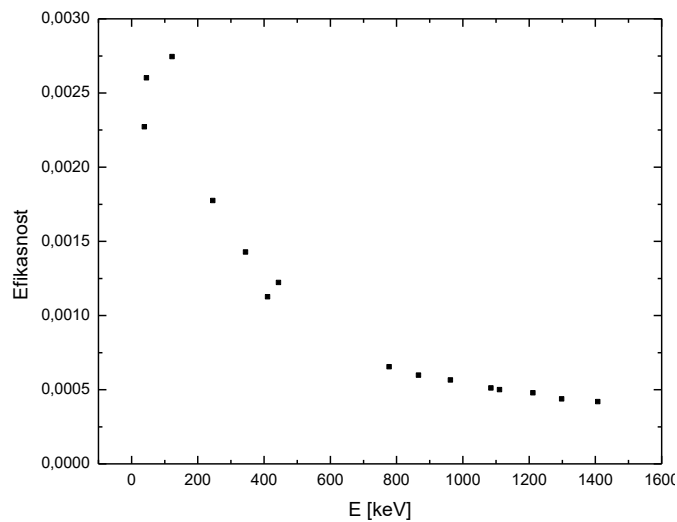
линија познатог извора, познате су вероватноће прелаза (p_γ), те се ефикасности добијају као:

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_u} = \frac{N_d}{A p_\gamma} \quad (7.1)$$

Где су N_d одброј у гама линији и A активност калибрационог извора. Ова калибрација је коришћена приликом мерења спектра 2008. и 2013. године за германијумски детектор у гвозденој заштити и описана је у референци (160). Калибрациона крива добијена ови путем приказује Слика 7.7.



Слика 7.7 – Вредности ефикасности детекторског система добијене из калибрационог извора, приликом снимања спектра калифорнијума 2008.и 2013.године .



Слика 7.8 – Вредности ефикасности декеторског система добијене из калибрационог извора, приликом снимања спектра калифорнијума 2019. године.

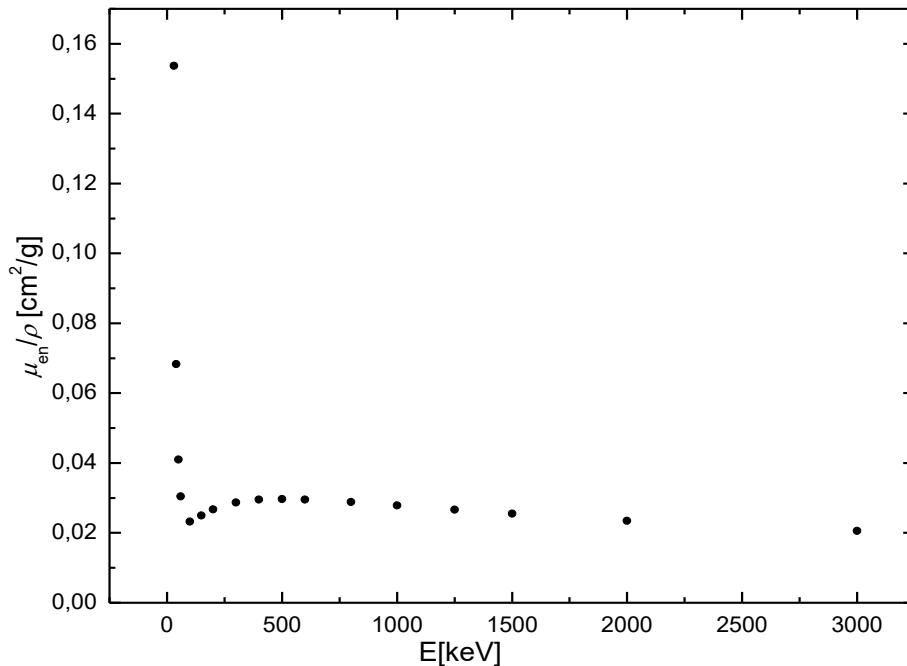
На исти начин је урађена калибрација ефикасности и на новом мерењу из 2019. године, када је коришћен детектор у оловној заштити, са калибрационим извором ^{152}Eu (Слика 7.8).

7.3 Одређивање специфичне гама константе

Извођење формуле која се користи за израчунавање специфичне гама константе извора за три мерена спектра приказано је у поглављу 5.4.3 (формула (5.19)) и базира се на излагању у референци (147):

$$\Gamma = 3,81 \cdot 10^{16} \sum_i \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i p_{\gamma i} E_i$$

Укупна гама константа представља збир гама константи за сваку групу гама фотона представљених пиковима у снимљеним спектрима и она је пропорционална производу $\frac{\mu_{en}}{\rho} p_{\gamma} E$. Поред познавања енергије за сваки од пикова у спектру, потребно је имати вредности масених апсорпционих коефицијената за сваку од енергија и предности квантног приноса p_{γ} . Члан $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ представља масени апсорпциони коефицијент за гама фотоне енергије E_i , чији је квантни допринос $p_{\gamma i}$.



Слика 7.9 – Нумеричке вредности масеног апсорпционог коефицијента за зрачење различитих енергија.

Вредности овог коефицијента рачунају се за различите материјале и представља зависну величину у односу на енергије упадног зрачења. Вредности су узете за ваздух, са сајта NIST (National Institute of Standards and Technology) (146). *Слика 7.9* приказује вредности ове величине. Интерполацијом су од дискретних вредности добијане вредности у целом енергетском опсегу за који је специфична гама константа рачуната из спектра.

У формули (5.19) вредност квантног доприноса (p_γ) се рачуна по јединици активности ^{252}Cf у тренутку мерења спектра, као што је већ наведено (160):

$$p_{\gamma i} = \frac{N_d(E_i)}{A(^{252}\text{Cf}) \varepsilon_i} \quad (7.2)$$

Где N_d представља одброј фотона по јединици времена у линији гама спектра енергије E_i . На овај начин рачунате су специфичне гама константе у сва три случаја, 2008. године, 2013. године и 2019. године.

У следећим табелама наведене су по колонама енергије детектованих гама линија у сваком од три спектра, ефикасност детекторског система за дату енергију, одброј гама линије у s^{-1} , масени апсорпциони коефицијент, квантни принос линије рачунат по јединици активности калифорнијума у датом тренутку, као и вредност гама константе за сваку од датих фотона зрачења енергија детектованих гама линија у спектру Сумирањем последње колоне у табели добија се укупна специфична гама константа извора ^{252}Cf .

Табела 7.2 – Рачунање специфичне гама константе за сваку гама линију спектра из 2008. године.

E(keV)	Ефикасност	Одброј (s^{-1})	Мас.коэф(cm^2/g)	p_γ	Γ
65.41	0.000625589	0.007218388	0.027061302	0.000218	3.8593E-08
71.28	0.000688987	0.01564614	0.025588915	0.000429	7.82672E-08
73.68	0.000709035	0.025169878	0.025203186	0.000671	1.24561E-07
75.86	0.00072467	0.006349158	0.024927509	0.000166	3.13063E-08
85.18	0.000768814	0.028760176	0.013770932	0.000707	8.29155E-08
97.14	0.000788193	0.007634107	0.013310394	0.000183	2.36635E-08
101.68	0.000788801	0.010997649	0.01321605	0.000263	3.54025E-08
104.07	0.000788131	0.02577456	0.013184178	0.000618	8.47883E-08
116.65	0.00077726	0.010015041	0.013218726	0.000243	3.75427E-08
122.06	0.000770263	0.086545075	0.01333814	0.002123	3.4565E-07
132.66	0.000754703	0.009523738	0.013754424	0.000238	4.35089E-08
137.06	0.000747853	0.012698317	0.013998125	0.000321	6.15566E-08
139.59	0.000743857	0.010808686	0.014157088	0.000275	5.42595E-08
144.51	0.000736007	0.01201805	0.014505595	0.000309	6.4677E-08
149.33	0.000728252	0.009485945	0.014897454	0.000246	5.47548E-08
157.93	0.000714342	0.016817711	0.015720605	0.000445	1.10448E-07

161.3	0.000708882	0.009334774	0.016086502	0.000249	6.4564E-08
170.55	0.000693895	0.020332424	0.017216224	0.000554	1.62573E-07
189.5	0.000663274	0.011375575	0.020104718	0.000324	1.23467E-07
191.36	0.000660276	0.01999229	0.020429815	0.000572	2.23675E-07
196.58	0.000651871	0.008049826	0.021381885	0.000233	9.80786E-08
198.41	0.000648928	0.006764877	0.021729517	0.000197	8.49262E-08
203.1	0.00064139	0.005290965	0.031111299	0.000156	9.84929E-08
205.36	0.000637761	0.004799661	0.031102436	0.000142	9.08295E-08
210.93	0.000628828	0.016666541	0.031080602	0.000501	3.28326E-07
217.92	0.000617636	0.011451161	0.031053219	0.00035	2.37074E-07
227.82	0.000601822	0.005857854	0.031014471	0.000184	1.29954E-07
240.06	0.00058233	0.012584939	0.030966621	0.000408	3.03571E-07
241.54	0.000579977	0.012244805	0.03096084	0.000399	2.98337E-07
247.27	0.000570878	0.007293974	0.030938465	0.000241	1.84695E-07
249.07	0.000568023	0.009977249	0.030931438	0.000332	2.557E-07
254.84	0.00055888	0.007482937	0.030908925	0.000253	1.99283E-07
257.86	0.0005541	0.021352824	0.030897147	0.000728	5.80141E-07
269.33	0.000535983	0.009712701	0.030852449	0.000342	2.8453E-07
274.88	0.000527237	0.005517721	0.030830841	0.000198	1.67589E-07
291.09	0.000501769	0.003854846	0.030767802	0.000145	1.30014E-07
292.65	0.000499325	0.005895647	0.030761741	0.000223	2.0085E-07
295.22	0.000495299	0.006311366	0.030751758	0.000241	2.18593E-07
302	0.000484693	0.004081602	0.030725436	0.000159	1.4765E-07
306.23	0.000478086	0.009712701	0.030709023	0.000384	3.61004E-07
311.71	0.000469537	0.005177587	0.030687771	0.000208	1.99314E-07
313.8	0.000466281	0.003208593	0.030679669	0.00013	1.2518E-07
316.25	0.000462465	0.009296982	0.030670173	0.00038	3.68446E-07
326.21	0.000446981	0.011375575	0.030631598	0.000481	4.80524E-07
330.29	0.000440651	0.008352167	0.030615808	0.000358	3.62168E-07
332.56	0.000437132	0.010392968	0.030607025	0.000449	4.5728E-07
335.8	0.000432113	0.003892639	0.030594494	0.00017	1.74878E-07
342.77	0.000421331	0.006311366	0.030567551	0.000283	2.9657E-07
348.27	0.000412838	0.009221397	0.030546304	0.000422	4.4901E-07
351.6	0.000407702	0.008238789	0.030533446	0.000382	4.0993E-07
357.5	0.00039598	0.011526746	0.030510676	0.00055	5.99965E-07
359.01	0.000393709	0.010544138	0.030504851	0.000506	5.54211E-07
363.65	0.000386919	0.001897189	0.030486957	9.27E-05	1.02719E-07
368.14	0.000380606	0.004421735	0.03046965	0.00022	2.46242E-07
373.45	0.000373452	0.006575914	0.030449192	0.000333	3.7835E-07
376.05	0.000370067	0.003605415	0.030439179	0.000184	2.10726E-07
380.96	0.000363875	0.004270565	0.030420279	0.000222	2.57004E-07
387.98	0.000355455	0.047618688	0.030393273	0.002531	2.98499E-06

396.91	0.00034543	0.011753501	0.030358948	0.000643	7.74729E-07
409.45	0.000332522	0.002675717	0.030310803	0.000152	1.88705E-07
422.48	0.000320389	0.004459528	0.030260845	0.000263	3.3625E-07
455.17	0.000294645	0.002210868	0.030135813	0.000142	1.94484E-07
457.29	0.000293171	0.002324245	0.03012772	0.00015	2.06387E-07
465.69	0.000287534	0.001950099	0.030095669	0.000128	1.79611E-07
468.71	0.000285582	0.003110332	0.030084153	0.000206	2.9019E-07
474.79	0.000281766	0.004232772	0.03006098	0.000284	4.0514E-07
486.83	0.000274627	0.003208593	0.030015136	0.000221	3.22592E-07
496.74	0.000269129	0.009826078	0.029977446	0.00069	1.02733E-06
529.81	0.000252852	0.003817054	0.029851962	0.000285	4.51148E-07
535.15	0.00025048	0.003643208	0.029831741	0.000275	4.38763E-07
540.9	0.000247994	0.004119394	0.02980998	0.000314	5.06099E-07
588.57	0.000229699	0.00521538	0.029630086	0.000429	7.48209E-07
591.19	0.000228795	0.001114882	0.029620226	0.000092	1.61236E-07
608.95	0.000222895	0.000304231	0.029553456	0.000026	4.64147E-08
641.04	0.000213118	0.004119394	0.029433134	0.000365	6.89126E-07
667.74	0.000205698	0.003892639	0.029333334	0.000358	7.00401E-07
723.16	0.000191901	0.016779919	0.029127091	0.001652	3.48024E-06
756.84	0.000184358	0.003473141	0.029002346	0.000356	7.8138E-07
873.14	0.000161886	0.004308357	0.028575023	0.000503	1.25469E-06
996.17	0.000142596	0.00276264	0.028128706	0.000366	1.0258E-06
1004.7	0.000141397	0.006311366	0.028097978	0.000843	2.381E-06
1238.07	0.0001141	0.001496587	0.026614136	0.000248	8.16654E-07
1274.37	0.000110675	0.00680267	0.026435932	0.001161	3.91278E-06
1313.22	0.000107215	0.00071428	0.026248237	0.000126	4.33924E-07
1435.62	9.75786E-05	0.00061224	0.025676796	0.000119	4.3703E-07
1596.13	8.74065E-05	0.001991671	0.024971195	0.000431	1.71611E-06
2591.87	5.89704E-05	9.75049E-05	0.021524378	0.000031	1.74301E-07

Табела 7.3 – Рачунање специфичне гама константе за сваку гама линију спектра из 2013. године.

E(keV)	Ефикасност	Одброј (s⁻¹)	Mas.koef(cm²/g)	ρ_v	Γ
41.89	0.002453	0.007220366	0.061356583	0.000797	2.04841E-07
66.54	0.002895	0.014715793	0.026703629	0.001376	2.44554E-07
69.44	0.00291	0.012831621	0.025957582	0.001194	2.15206E-07
73.19	0.002922	0.069177979	0.02527428	0.00641	1.1857E-06
75.43	0.002926	0.116351034	0.024977031	0.010766	2.02836E-06
86.36	0.002917	0.097234256	0.013711829	0.009025	1.06872E-06
105.7	0.002828	0.06051354	0.01316948	0.005794	8.06506E-07

109.99	0.002801	0.039746393	0.013158079	0.003842	5.56073E-07
123.84	0.002704	0.258557852	0.013391178	0.025889	4.29327E-06
138.73	0.002592	0.004153429	0.01410151	0.000434	8.4875E-08
159.49	0.002434	0.009242068	0.015886949	0.001028	2.60506E-07
165.93	0.002386	0.002227999	0.016628994	0.000253	6.97671E-08
172.65	0.002337	0.006505206	0.017498307	0.000754	2.27748E-07
178.25	0.002296	0.017053816	0.018296853	0.002011	6.55904E-07
193	0.002193	0.004909849	0.020722625	0.000606	2.42447E-07
199.39	0.00215	0.012597819	0.021918639	0.001586	6.93342E-07
212.27	0.002067	0.007605452	0.031075351	0.000996	6.57261E-07
219.18	0.002024	0.003562047	0.031048285	0.000477	3.24315E-07
228.42	0.001968	0.007825501	0.031012124	0.001077	7.62583E-07
242.44	0.001888	0.009200809	0.030957324	0.001319	9.9028E-07
248.48	0.001855	0.03562047	0.030933741	0.005199	3.9963E-06
253.22	0.00183	0.013381744	0.030915245	0.00198	1.55021E-06
258.79	0.001801	0.006271403	0.030893521	0.000943	7.53965E-07
270.07	0.001744	0.006367675	0.030849568	0.000989	8.23765E-07
276.29	0.001714	0.009613401	0.030825353	0.001519	1.29367E-06
296.46	0.001621	0.007247872	0.030746943	0.00121	1.10333E-06
302.97	0.001593	0.007289131	0.030721671	0.001239	1.15305E-06
307.17	0.001576	0.004304713	0.030705376	0.00074	6.97794E-07
327.11	0.001496	0.005845058	0.030628114	0.001058	1.06029E-06
333.46	0.001471	0.059550824	0.030603544	0.010959	1.11836E-05
344.15	0.001432	0.010837425	0.030562219	0.002049	2.15502E-06
358.66	0.001399	0.013024164	0.030506201	0.00252	2.75722E-06
364.43	0.001383	0.001636616	0.03048395	0.00032	3.55971E-07
388.05	0.001318	0.207671466	0.030393003	0.042652	5.03037E-05
397.28	0.001294	0.003163208	0.030357527	0.000662	7.98125E-07
422.47	0.001232	0.003562047	0.030260883	0.000783	1.00125E-06
430.99	0.001211	0.000167788	0.030228254	3.75E-05	4.88662E-08
486.97	0.001089	0.001856665	0.030014603	0.000461	6.74457E-07
496.78	0.00107	0.005872564	0.029977294	0.001486	2.21308E-06
529.29	0.001009	0.002640591	0.029853932	0.000708	1.11949E-06
591.06	0.000908	0.007632958	0.029620715	0.002277	3.9862E-06
601.96	0.000892	0.002049209	0.02957972	0.000622	1.10813E-06
640.53	0.000838	0.003809602	0.029435043	0.001231	2.32038E-06
660.79	0.000812	0.004400985	0.029359285	0.001467	2.84603E-06
691.6	0.000776	0.003740837	0.029244391	0.001306	2.64109E-06
722.38	0.000742	0.045935278	0.029129985	0.016761	3.52691E-05
742.28	0.000722	0.0017879	0.029056219	0.000671	1.44643E-06
755.73	0.000709	0.009627154	0.02900645	0.003678	8.06184E-06
777.95	0.000688	0.001664122	0.028924387	0.000655	1.47313E-06

801.86	0.000668	0.003273232	0.028836299	0.001328	3.06993E-06
814.52	0.000657	0.001939184	0.028789749	0.000799	1.87373E-06
845.51	0.000633	0.00625765	0.028676065	0.002676	6.48894E-06
872.02	0.000614	0.022004924	0.028579113	0.009702	2.41787E-05
962.01	0.000559	0.00464854	0.028252041	0.002251	6.11727E-06
995.07	0.000542	0.016778754	0.02813267	0.008378	2.34538E-05
1003.53	0.000538	0.03025677	0.02783441	0.015223	4.25223E-05
1084.64	0.000503	0.001221273	0.027398549	0.000657	1.95207E-06
1110.73	0.000494	0.002021702	0.02726152	0.001109	3.35674E-06
1245.33	0.000454	0.001336799	0.026578275	0.000797	2.63937E-06
1273.46	0.000447	0.048960955	0.026440366	0.029638	9.97925E-05
1407.13	0.000422	0.002076715	0.025807157	0.001332	4.83798E-06
1434.74	0.000418	0.001829159	0.025680799	0.001185	4.36646E-06
1595.58	0.000399	0.003685825	0.024973531	0.0025	9.96178E-06
2613.5	0.000368	0.002049209	0.021464541	0.001508	8.45959E-06

Табела 7.4 – Рачунање специфичне гама константе по гама линијама за спектар из 2019. године.

E(keV)	Ефикасност	Одброј (s⁻¹)	Мас.коэф(см²/g)	P_γ	Γ
41.89	0.002453	0.007220366	0.061356583	0.000797	2.04841E-07
66.54	0.002895	0.014715793	0.026703629	0.001376	2.44554E-07
69.44	0.00291	0.012831621	0.025957582	0.001194	2.15206E-07
73.19	0.002922	0.069177979	0.02527428	0.00641	1.1857E-06
105.7	0.002828	0.06051354	0.01316948	0.005794	8.06506E-07
109.99	0.002801	0.039746393	0.013158079	0.003842	5.56073E-07
123.84	0.002704	0.258557852	0.013391178	0.025889	4.29327E-06
159.49	0.002434	0.009242068	0.015886949	0.001028	2.60506E-07
165.93	0.002386	0.002227999	0.016628994	0.000253	6.97671E-08
172.65	0.002337	0.006505206	0.017498307	0.000754	2.27748E-07
178.25	0.002296	0.017053816	0.018296853	0.002011	6.55904E-07
193	0.002193	0.004909849	0.020722625	0.000606	2.42447E-07
199.39	0.00215	0.012597819	0.021918639	0.001586	6.93342E-07
212.27	0.002067	0.007605452	0.031075351	0.000996	6.57261E-07
219.18	0.002024	0.003562047	0.031048285	0.000477	3.24315E-07
228.42	0.001968	0.007825501	0.031012124	0.001077	7.62583E-07
242.44	0.001888	0.009200809	0.030957324	0.001319	9.9028E-07
248.48	0.001855	0.03562047	0.030933741	0.005199	3.9963E-06
253.22	0.00183	0.013381744	0.030915245	0.00198	1.55021E-06

276.29	0.001714	0.009613401	0.030825353	0.001519	1.29367E-06
296.46	0.001621	0.007247872	0.030746943	0.00121	1.10333E-06
302.97	0.001593	0.007289131	0.030721671	0.001239	1.15305E-06
307.17	0.001576	0.004304713	0.030705376	0.00074	6.97794E-07
327.11	0.001496	0.005845058	0.030628114	0.001058	1.06029E-06
333.46	0.001471	0.059550824	0.030603544	0.010959	1.11836E-05
344.15	0.001432	0.010837425	0.030562219	0.002049	2.15502E-06
358.66	0.001399	0.013024164	0.030506201	0.00252	2.75722E-06
364.43	0.001383	0.001636616	0.03048395	0.00032	3.55971E-07
388.05	0.001318	0.207671466	0.030393003	0.042652	5.03037E-05
397.28	0.001294	0.003163208	0.030357527	0.000662	7.98125E-07
422.47	0.001232	0.003562047	0.030260883	0.000783	1.00125E-06
430.99	0.001211	0.000167788	0.030228254	3.75E-05	4.88662E-08
486.97	0.001089	0.001856665	0.030014603	0.000461	6.74457E-07
496.78	0.00107	0.005872564	0.029977294	0.001486	2.21308E-06
591.06	0.000908	0.007632958	0.029620715	0.002277	3.9862E-06
601.96	0.000892	0.002049209	0.02957972	0.000622	1.10813E-06
640.53	0.000838	0.003809602	0.029435043	0.001231	2.32038E-06
660.79	0.000812	0.004400985	0.029359285	0.001467	2.84603E-06
691.6	0.000776	0.003740837	0.029244391	0.001306	2.64109E-06
722.38	0.000742	0.045935278	0.029129985	0.016761	3.52691E-05
742.28	0.000722	0.0017879	0.029056219	0.000671	1.44643E-06
755.73	0.000709	0.009627154	0.02900645	0.003678	8.06184E-06
814.52	0.000657	0.001939184	0.028789749	0.000799	1.87373E-06
845.51	0.000633	0.00625765	0.028676065	0.002676	6.48894E-06
872.02	0.000614	0.022004924	0.028579113	0.009702	2.41787E-05
962.01	0.000559	0.00464854	0.028252041	0.002251	6.11727E-06
995.07	0.000542	0.016778754	0.02813267	0.008378	2.34538E-05
1003.53	0.000538	0.03025677	0.02783441	0.015223	4.25223E-05
1084.64	0.000503	0.001221273	0.027398549	0.000657	1.95207E-06
1110.73	0.000494	0.002021702	0.02726152	0.001109	3.35674E-06
1245.33	0.000454	0.001336799	0.026578275	0.000797	2.63937E-06
1273.46	0.000447	0.048960955	0.026440366	0.029638	9.97925E-05
1407.13	0.000422	0.002076715	0.025807157	0.001332	4.83798E-06
1434.74	0.000418	0.001829159	0.025680799	0.001185	4.36646E-06
1595.58	0.000399	0.003685825	0.024973531	0.0025	9.96178E-06
2613.5	0.000368	0.002049209	0.021464541	0.001508	8.45959E-06

Табела 7.5 – Вредности специфичне гама константе за три различите године, рачунате на основу снимљених гама спектра.

Година	$\Gamma \left[\frac{\text{C m}^2}{\text{kg Bq s}} \right]$
2008	$1,5(13)10^{-20}$
2013	$4,4(23)10^{-20}$
2019	$1,48(32)10^{-19}$

7.4 Дискусија добијених вредности гама константе извора ^{252}Cf

Специфична гама константа целокупног извора рачуната по јединици активности ^{252}Cf у периоду од првог до последњег мерења спектра порасла је за читав ред величине. Када се посматра спектар снимљен 2019.године, најинтензивније гама линије у спектру потичу од радионуклида ^{154}Eu и ^{249}Cf . Потомци који потичу од ^{252}Cf у већини представљају краткоживеће радионуклиде, те су они у равнотежи са њим, како је формула за квантни принос p_γ (7.2) пропорционална односу $\frac{A_{FP}}{A(^{252}\text{Cf})}$. Поред краткоживећих потомака, детектовано је и присуство дугоживећих радионуклида, који могу настати фисијом калифорнијума: ^{137}Cs , ^{154}Eu и ^{155}Eu .

Укупна гама константа извора може да се представи као збир појединачних гама константи за сваку од енергија фотона гама зрачења детектованих у виду гама линија у спектрима и може да се подели на два дела. Један припада свим краткоживећим потомцима, а други дугоживећим нуклидима који су наведени:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \left(\sum_i \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i p_i E_i + \sum_i \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i p_i(t) E_i \right) \quad (7.3)$$

Део са краткоживећим потомцима се не мења током времена, како су сви они времена полураспада много мањих у односу на калифорнијум, те се налазе у равнотежи. Део са дугоживећим радионуклидима који су се детектовали мења се временом и пропорционалан је:

$$p_\gamma \sim \frac{e^{-\lambda_{Cf}t} - e^{-\lambda_{FF}t}}{e^{-\lambda_{Cf}t}} \quad (7.4)$$

Квантни принос ће имати константан раст, како његова промена зависи од односа активности дугоживећих нуклида и активности калифорнијума

Поменуто је да је у спектрима из 2013. и 2019. године примећено присуство калифорнијума 249. Време полураспада износи 351 годину и распада се алфа распадом на језгро киријума (^{245}Cm) у скоро 100% случајева, а спонтаном фисијом $5.0 \cdot 10^{-7} \%$. Две линије које су присутне у спектрима приказује Слика 7.6. Сам ^{252}Cf не може било каквим распадом да створи језгро ^{249}Cf . Ако се посматра поступак добијања калифорнијумовог изотопа 252, који се базира на бомбардовању мете од ^{242}Pu упадним термалним неутронима у реактору. Серијом неутронских захвата, повећава се масени број добијених језгара. Како је већина насталих језгара нестабилна на бета распад, услед повећаног броја неутрона у језгру, β распадом који доживљавају настају језгра са већим редним бројем (Слика 6.1). Поступак сепарације калифорнијума на крају процеса, када је у случају хемијска сепарација, не може да раздвоји изотопе различите калифорнијума.

Радионуклид ^{154}Eu се такође може детектовати у сва три спектра калифорнијумовог извора. Време полураспада износи 8.601 година. Има два канала распада, β^- распадом у 99.982% случајева и унутрашњом конверзијом у 0.018% распада. Емитије велики број гама фотона. Табела 7.6 показује списак гама линија са вероватноћом прелаза које се виде у снимљеним спектрима. Положај еуропијума 154 у изобарном низу је такав да се налази између два стабилна изотопа

Табела 7.6 – Гама линије које потичу од ^{154}Eu које се могу идентификовати у спектру.

E(keV)	p_γ (%)
123.07	40.4
247.929	6.89
591.775	4.95
723.3	20.06
756.80	4.52
873.184	12.08
996.29	10.48
1004.76	18.01
1274.429	34.8
1596.48	1.79

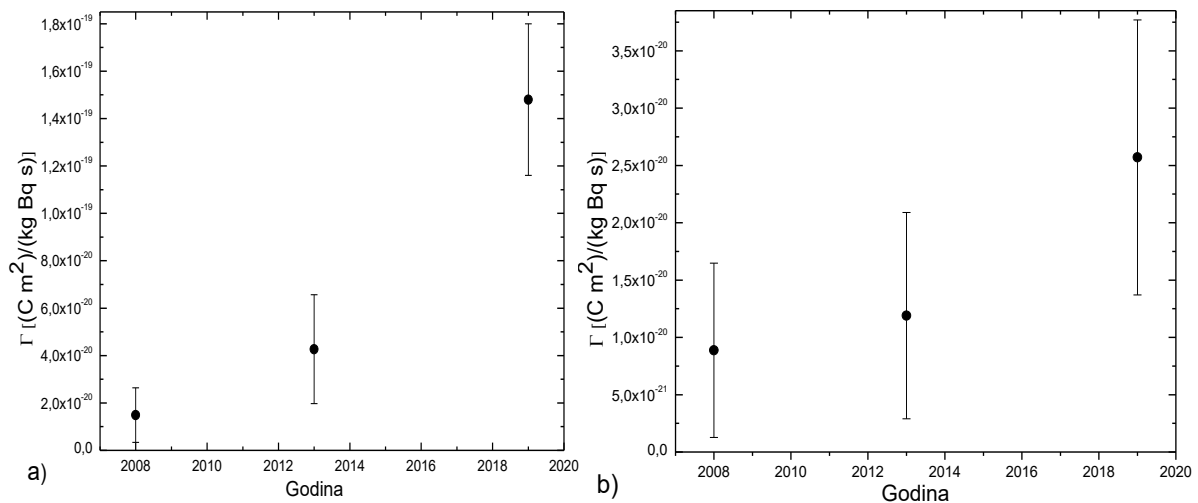
Како ^{154}Eu може да се добије распадом ^{252}Cf путем фисије, а положај између два стабилна нуклида у изобарном ланцу значи да до његовог присуства не може доћи накнадним распадима других фисионих фрагмената, то би значило да потиче искључиво директном фисијом ^{252}Cf . Учесталост да се калифорнијум 252 фисијом распадне на еуропијум 154 износи $2.58 \cdot 10^{-6}$ по једној фисији ^{252}Cf . Међутим, ^{154}Eu је и поред ниске вероватноће настанка, био присутан у првом мерењу (160)

Рад који се бави одређивањем старости калифорнијумових извора (163), где је разматран и гама спектар калифорнијумовог извора сниман у Лабораторији за нуклеарну спектроскопију у Новом Саду, примећено је следеће. Да извори који који су направљени у периоду бившег Совјетског Савеза, као и данашње Руске федерације, до 2006.године у себи садрже нечистоће у виду ^{154}Eu . Присуство овог радиоизотопа као нечистоће је услед коришћења шипки од ^{154}Eu у контролним механизмима у реакторима који су осмишљени у Совјетском Савезу (164), а производи се и у Димитровграду као калибрациони извор (165). Са друге стране извори који су коришћени у раду (163) који су пореклом из Сједињених Америчких Држава примећено је одсуство ^{154}Eu .

Полазећи од претпоставке која је изнета у наведеном раду, приликом рачуна специфичне гама константе искључене су линије које потичу од ^{154}Eu . Поред еуропијума, искључене су и линије које потичу од ^{249}Cf , чије је присуство услед неодвајања различитих изотопа калифорнијума приликом сепарације калифорнијума у процесу производње. Поступком већ описаним, израчунате су вредности специфичне гама константе за сва три мерења спектра. Резултати су наведени (Табела 7.7).

Табела 7.7 – Вредности специфичне гама константе извора калифорнијума за различите године у случају одузимања доприноса ^{249}Cf , ^{155}Eu и ^{154}Eu .

Година	$\Gamma \left[\frac{\text{C m}^2}{\text{kg Bq s}} \right]$
2008	$8,9(76)10^{-21}$
2013	$1,21(92)10^{-20}$
2019	$2,6(12)10^{-20}$



Слика 7.10 – Промена вредности специфичне гама константе: а) са урачунатим свим детектованим радионуклидима; б) без радионуклида са већим временима полураспада у односу на ^{252}Cf који се могу сматрати нечистоћама.

Закључак

Потреба за унапређивањем постојећих функција и развијањем нових, заслужна је за константно трагање за новим материјалима који ће те нове примене и омогућити, то је и један од разлога да се у овом раду посвети пажња за неутронске реакције на ренијуму. Први део овог рада обрађује реакције изазване неутронима на ренијуму. Ренијум представља један од елемената који већ нашао широку примену. Ренијум има високу тачку топљења и велику механичку отпорност, те се већ користи у авио и свемирској индустрији. Користи се и као извор напајања у сателитима и војној опреми где није могуће присуство људског фактора (117), као и у фундаменталним истраживањима астрофизике (4; 5). Све је шира примена и у медицини, приликом дијагностике и терапије малигних обољења (7; 9). Поред високе тачке топљења и отпорности на механичко хабање, легуре ренијума показују особине доброг неутронског апсорбера (12), те како нису нашле примену у постојећим нуклеарним реакторима, планира се њихово коришћење у наредној генерацији нуклеарних реактора.

Како би се ренијум могао користити у већини наведених примена, потребно је бити упознат са вредностима ефикасног пресека реакција са неутронима. Познавање ових вредности је од великог значаја, како за практичне примене, тако и за развој, проверу и унапређивање разумевања теоријских модела који описују нуклеарне реакције у целини. Постојећи теоријски прорачуни ефикасних пресека за велики број реакција могу се наћи (74) у различитим базама података, док вредности ефикасних пресека добијене у различитим експериментима су такође доступне (13). Увидом у постојеће експерименталне податке, може се закључити да за реакције индуковане неутронима на изотопима ренијума експерименталне вредности ефикасних пресека не покривају све врсте реакција у потпуности. Ово се посебно односи на енергетски опсег упадних неутрона, где би било потребно познавати вредности ефикасних пресека за енергије неутрона и до 20 MeV. Поред недостатка експерименталних података, у случају да су они присутни, постоји знатна разлика у добијеним вредностима, у зависности од експеримента до експеримента.

У раду су испитиване функције ефикасних пресека за две реакције на ренијумовим изотопима: $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ у опсегу од 13,08 MeV до 19,50 MeV техником NAXSUN која је осмишљена од стране Обједињеног истраживачког центра Европске комисије у Геелу (Joint Research Centre - JRC) у Белгији, у чијим постројењима је експеримент и извршен. Технике неутронске активационе анализе су осмишљене убрзо након откривања неутрона и данас имају широку примену (19; 20; 21; 22). Техника се базира озрачивању и активацији више идентичних дискова сачињених од материјала који се испитује, у овом случају ренијума високе чистоће. Сваки од дискова је озрачиван неутронима чији је флукс добро дефинисан и који је широког опсега енергија. Ово је постигнуто ротирањем дискова на посебан начин током озрачивања неутронима. На тај

начин се постигло да је сваки од дискова озрачен различитим флуксевима који се делимично преклапају на одређеним енергијама и тако се покрива цео енергетски опсег од 13 MeV до 19.5 MeV. Поред ротирајућих дискова, којима се покрива широк опсег енергија, један диск је озрачиван при мировању флуксом моноенергетских неутрона од 18,1 MeV, што је служило за добијање ефикасног пресека за поменуту вредност енергија неутрона и за нормализовање добијене функције ефикасних пресека. Активирана радиоактивност дискова је детектована у два наврата након озрачивања, прво германијумским детектором коаксијалног облика са релативном ефикасношћу од 40%, док је друго мерење извршено у HADES подземној лабораторији (131; 132) BEGe (Broad Energy Germanium Detector) детектором, релативне ефикасности од 50%.

Анализа ренијумових дискова методом NAXSUN може се по етапама описати:

- Активација шест идентичних дискова направљених од 99,99% ренијума извршена је снопом неутрона чији су флуксеви били добро дефинисани, а за сваки диск различити.
- Један диск је активиран моноенергетским неутронима, енергије 18,1 MeV.
- Индукована радиоактивност је испитивана гама спектроскопском анализом.
- Урађен је процес unfolding-а да би се добиле функције ефикасних пресека за реакције $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ и $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ у енергетском опсегу од 13,08 MeV до 19,50 MeV. За процес unfolding-а неопходни подаци су индукована активност (A_k), неутронски флукс Φ и почетна функција ефикасног пресека (предефинисана).

Метода NAXSUN не даје прецизне податке као друге методе које се базирају на моноенергетским сноповима неутрона где се добијају дискретне вредности ефикасних пресека. Она има за циљ одређивање вредности ефикасног пресека у широком енергетском опсегу, те даје опис функције ефикасних пресека у виду њеног облика, прага нуклеарне реакције, као и евентуалног платоа у вредностима.

Добијене функције ефикасних пресека за обе функције су затим упоређене са доступним експерименталним вредностима (13), као и са доступним теоријским прорачунима у различитим базама података (74). Поред тога, у овом раду су се користила два кода за израчунавање параметара у нуклеарним реакцијама: TALYS 1.9 (84) и EMPIRE 3.2.3 (105) Добијене вредности ефикасних пресека добијене у овом раду су упоређене са прорачунима које дају два кода.

Функција ефикасног пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$

За енергетски опсег од 13 MeV до 19.5 MeV за наведену реакцију била је доступна само једна вредност ефикасног пресека за енергије упадних неутрона од 14,8 MeV. Резултати добијени у овом раду представљају прве експериментално добијене вредности за енергије неутрона више од поменуте за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$. Директно рачуната вредност ефикасног пресека за енергије неутрона од 18,1 MeV се добро слаже са постојећим теоријским прорачунима из постојећих база података. За ову реакцију коришћени су подаци

из ENDF/B-VII.0, JEFF – 3.3, BROND 3.1, JEF 2.2 JENDL и ROSFOND 2010 база. Добијена функција ефикасних пресека у целом опсегу 13,08 – 19,5 MeV такође показује добро слагање са постојећим теоријским прорачунима. Функција има раст вредности у целом енергетском опсегу, без наглих промена у понашању, што је у складу са теоријским предвиђањима. Најбоље слагање резултати у овом раду имају са ROSFOND 2010 базом података.

Резултати добијени за функцију ефикасних пресека за реакцију $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ упоређени су и са вредностима које су израчунате TALYS 1.9 и EMPIRE 3.2.3. програмима. Код оба програма, сви параметри су остављени на подразумеваним вредностима, изузев параметара који одређују моделе по којима се рачунају густине енергетских нивоа. Код TALYS 1.9 има шест, а код EMPIRE 3.2.3. има четири могуће вредности. TALYS 1.9 даје вредности ефикасних пресека нешто више у целокупном енергетском опсегу у поређењу са резултатима добијеним у овом раду, са сталним порастом вредности са повећањем енергија, што је у складу са постојећим теоријским предвиђањима у базама података, као и са добијеном unfolding функцијом у овом раду. EMPIRE 3.2.3 прорачуни дају исто понашање вредности ефикасних пресека, са нешто нижим вредностима у односу на добијену unfolding функцију и у односу на вредности добијене TALYS 1.9. Разлика у прорачунима вредности ефикасних пресека коришћењем ова два програма иде и до 50% на појединим енергијама.

Функција ефикасног пресека за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$

Експериментални подаци за ову реакцију били су претходно доступни у опсегу енергија од 13 до 15 MeV. Резултати добијени у овом раду за вредности ефикасних пресека за енергије од 15 до 19,5 MeV представљају прве експериментално добијене вредности ефикасних пресека за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$. Вредност ефикасног пресека за енергију неутрона од 18,1 MeV, која је служила за нормализацију функције ефикасног пресека има нешто ниже вредности у односу на постојећа теоријске прорачуне из различитих база података. Ове вредности ефикасних пресека у целом енергетском опсегу расту са повећањем енергија, што се разликује у односу на добијену функцију ефикасних пресека у овом раду, која има пораст до енергије од 16 MeV, након чега се примећује одржавање вредности ефикасних пресека са даљим повећањем енергије. За реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$, у циљу упорешивања вредности коришћене су следе теоријске базе података: NEDF/B-VII.0, JEFF-3.3, JENDL/AO – 2017, FENDL – 3.1c, EAF – 2010 и TENDL – 2017. Најбоље слагање добијених вредности ефикасних пресека у овом раду се примећује са EAF – 2010 базом.

Као и за претходну реакцију и за реакцију $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ рађени су прорачуни вредности ефикасних пресека помоћу TALYS 1.9 и EMPIRE 3.2.3. програма. Прорачунате вредности показују константан пораст вредности са повећањем енергија упадних неутрона, што је у складу са постојећим теоријским прорачунима из наведених база података. Такође је приметно да TALYS 1.9 даје вредности ефикасних пресека и до 50% већим у односу на EMPIRE 3.2.3 прорачуне. TALYS 1.9 вредности ефикасних пресека су у целом енергетском опсегу више у односу на у овом раду добијену функцију ефикасних пресека, док су

вредности које даје EMPIRE 3.2.3 ниже у односу на функцију из овог рада, до енергија од око 18, MeV. Разлика у прорачунима два програма може да има неколико разлога. Један је начин на који се врши параметризација приликом рачунања нуклеарног оптичког модела, на којем се базирају прорачуни у оба програма. Такође, за енергије упадних неутрона преко 10 MeV долази до великог утицаја на начин како се третирају доприноси предравнотежног модела у два програма.

Вредности специфичне гама константе извора ^{252}Cf .

Изотоп калифорнијума ^{252}Cf има широку практичну примену, о чему је било речи. Поред стабилног извора неутрона, калифорнијумов извор представља и извор гама зрачења, како се приликом распада фисијом велики прој фисионих фрагмената ствара у побуђеном стању. Приликом коришћења овог радиоизотопа у медицинске сврхе, током планирања укупне дозе коју ће пацијенти примити урачунава се искључиво неутронско зрачење, како оно има вишеструко већи биолошки ефекат у односу на гама зрачење.

Процена дозе коју гама емитери дају на јединичном растојању одређује се специфичном гама константом и она се рачуна по јединици активности. Управо на овај начин се покушала проценити промена дозе једног извора како он стари, услед нагомилавања фисионих фрагмената, рачунајући специфичну гама константу за три временска интервала. У сваком од спектра је идентификовано присуство различитих радионуклида помоћу базе података направљене у програму Genie. Поред краткоживећих потомака, приметно је и присуство неколико дугоживећих ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{137}Cs , као и присуство ^{249}Cf . Израчуната специфична гама константа извора је у овом интервалу порасла за један ред величине. Како је учесталост настанка еуропијумових изотопа 10^{-6} по једној фисији калифорнијума, а примећено је присуство већ у првом мерењу, претпоставка је да њихово присуство потиче из нечистоћа приликом прављења извора. Израчуната специфична гама константа без урачунавања гама линија које од претпостављених нечистоћа потичу показује благи пораст, у оквиру грешака. Благи пораст може се приписати и чињеници да је трећи спектар сниман германијумским детектором у оловној заштити, где је присуство фонског зрачења приметно веће, о чему се може видети у референци (75). У циљу решавања овог проблема, потребно је извршити већи број мерења са изворима калифорнијума различите старости.

Библиографија

1. KJR Rosman and PDP Taylor. Isotopic compositions of the elements 1997 (Technical Report). s.l. : Pure and Applied Chemistry 70, 1, 1998.
2. Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks. Yiming Zhang. s.l. : Journal of Chemical & Engineering Data, 2011, T. 56.
3. Smith, A.B. 407, s.l. : J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2004, T. 30.
4. Galactic evolution models and the Rhenium-187/Osmium-187 chronometer-A greater age for the Galaxy. K. L. Hainebach and D.N. Schramm. s.l. : The Astrophysical Journal, 1976, T. 207.
5. D. D. Clayton. 637, s.l. : Astrophys. J., 1964, T. 139.
6. A. Hermanne, L. Daraban, F. Tarkanyi, S. Takacs, R. Adam Rebeles. 2393, s.l. : Nucl. Instrum. Methods B, 2009, T. 267.
7. J. B. Ђwikła, P. Żbikowski, B. Kwiatkowska, J. R. Buscombe and I. Sudoł-Szopińska. 241, s.l. : Journal of Ultrasonography, 2014, T. 14.
8. V. J. Lewington. 285, s.l. : Journal of nuclear medicine, 2005, T. 46.
9. G. Bauman, M. Charette, R. Reid, J. Sathya, T. R. G. G of Cancer et al. 258, s.l. : Radiotherapy and oncology, 2005, T. 75.
10. M. G. Lam, J. M. de Klerk, and P. P. van Rijk. S162, s.l. : Europeanjournal of nuclear medicine and molecular imaging, 2004, T. 31.
11. R. Syed, J. Bomanji, N. Nagabhushan, I. Kayani, A. Groves, W. Waddington, A. Cassoni and P. J. Ell. 1927, s.l. : Journal of Nuclear Medicine, 2006, T. 47.
12. Neutron total cross section measurements for slow neutrons and resonance parameters of stable and radioactive isotopes ^{185}Re , ^{186}Re ($T_{1/2} = 3.718$ days). P. M. Vorona, O. I. Kalchenko, V. G. Krivenko. s.l. : in Proceedings of the 3rd International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Kyiv (Ukraine), 7-12 Jun 2010, Part II, INIS-UA-175 report (INIS Center, 2010) pp. 518-521.
13. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). [На мрежи] <https://www-nds.iaea.org/exfor/>.
14. G. Li, Z. Pu, X. Kong, F. Zhang and X. Zhu., 731, s.l. : Appliedradiation and isotopes, 2002, T. 56.
15. JRC Geel. [На мрежи] <https://ec.europa.eu/jrc/en/about/jrc-site/geel>.
16. G. Lovestam, M. Hult, A. Fessler, T. Gamboni, J. Gasparro, W. Geerts, R. Jaime, P. Lindahl, S. Oberstedt, H. Tagziria. 1400, s.l. : Nucl. Instrum. Methods A, 2007, T. 580.

17. N. Jovancevic, L. Daraban, and S. Oberstedt. 68, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2014, T. 739.
18. L. Daraban, N. Jovancevic, F-J. Hamsch, M. Hult, S. Oberstedt. 138, s.l. : Phys. Proc., 2014, T. 59.
19. The application of pgnaa borehole logging for copper grade estimation at chuquicamata mine. J. Charbucinski, O. Duran, R. Freraut, N. Heresi, I. Pineyro. 5, s.l. : Applied radiation and isotopes, 2004, T. 60.
20. In situ determination of sulphur in coal seams and overburden rock by pgnaa. M. Borsaru, M. Berry, M. Biggs, A. Rojc. s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004, T. 213.
21. Neutron activation analysis in forensic investigations: trace elements characterization of cigarettes. L. Giordani, E. Rizzio, A. Brandone. 3, s.l. : Journal of radioanalytical and nuclear chemistry, 2005, T. 263.
22. Elemental analysis of two egyptian phosphate rock mines by instrumental neutron activation analysis and atomic absorption spectrometry. A. El-Taher. 3, s.l. : Applied Radiation and Isotopes, 2010, T. 68.
23. Paula Salvador-Castineira. Neutron-induced fission cross section of $^{240,242}\text{Pu}$ -Doctoral disertation-. s.l. : Universitat politecnica de Catalunya, Institut de Techniques Energetiques, 2014.
24. M. Reginatto and P. Goldhagen. 579, s.l. : Health Physics, 1999, T. 77.
25. R. Behrens. P03027, s.l. : Journal of Instrumentation, 2009, T. 4.
26. Activation analysis with californium-252. Enzo Ricci and T.H.Handley. 3, s.l. : Analytical Chemistry, 1970, T. 42.
27. Jack T. Lewis. Use of californium-252 in laboratory testing for moisture and density of soils. s.l. : Soils and Pavement Laboratory, U.S.Army Engineer Waterways Experiment Station, 1976.
28. Kenneth D. Kok. s.l. : CRC Press, 2016.
29. Progress in californium-252 neutron brachytherapy. CC Wang. s.l. : Brachytherapy, InTech Rijeka, Croatia, 2012, T. 33.
30. Californium-252 neutron brachytherapy combined with external beam radiotherapy for esophageal cancer: long-term treatment results. Liu Huiming, Wang Qifeng, Wan Xin, Jia Xitang, Liu Bo and Wang CK Chris. 5, s.l. : Brachytherapy, 2014, T. 13.

31. The use of californium-252 sources for brachytherapy of human tumours: A preliminary report. CH Paine, RJ Berry, JBH Stedeford, CD Barber, CMA Young, G Wiernik. 6, s.l. : European Journal of Cancer, 1965, T. 10.
32. Specific gamma-ray dose constant for ^{252}Cf sealed with produced fission fragments. S. Ilic, J. Hansman, N. Jovančević, M. Krmar. s.l. : Physics Procedia, 2014, T. 59.
33. The cross-sections for the $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ and $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ reactions in the energy range between 13.08 MeV and 19.50 MeV. S. Ilić, N. Jovančević, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, M. Vidali, D. Knežević. s.l. : European Journal A (in press), 2020.
34. Collision of a particles with light atoms IV. AN anomalous effect in nitrogen. Rutherford, E. 1919, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine an JOurnal os Science, Series 6. 37(222), стр. 581-587.
35. The ejection of protons from nitrogen nuclei, photographed by the Wilson method. Patrick Maynard Stuart Blackett. 742, s.l. : Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1925, T. 107.
36. Experiments with High Velocity Positive Ions.(I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions. J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton. s.l. : Proceedings of the Royal Society A, 1932, Tom. 136, pp. 619–630.
37. Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons. J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton. s.l. : Proceedings of the Royal Society A, 1932, Tom. 137, pp. 229–242.
38. Possible existence of neutron. Chadwick, James. 3552, s.l. : Nature Nublishing Group, 1932, T. 129.
39. Comptes Rendus 198: 254-256. Curie, I and Joliot, F. s.l. : Journ. de Physique et le Radium, 1934, T. 5.
40. Possible production of elements of atomic number higher than 92. Fermi, Enrico. s.l. : Nature Publishing Group, 1934.
41. Artificial radioactivity produced by neutron bombardment—II. Amaldi, Edoardo and d'Agostino, O and Fermi, Enrico and Pontecorvo, B and Rasetti, Franco and Segre, Emilio. s.l. : Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences, The Royal Society London, 1935, Tom. 149. 522 - 558.
42. Concerning the existence of alkaline earth metals resulting from neutron irradiation of uranium. Hahn, Otto and Strassmann, F. 11, s.l. : Naturwissenschaften, 1939, T. 27.
43. Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. Meitner, Lise and Frisch, Otto Robert. 3615, s.l. : Nature, Nature Publishing Group, 239 - 240, 1939, T. 143.

44. Physical evidence for the division of heavy nuclei under neutron bombardment. Otto Robert Frisch. 3616, s.l. : Nature, 1939, T. 143.
45. The mechanism of nuclear fission. Bohr, Niels and Wheeler, John Archibald. 5, s.l. : Physical Review, APS, 1939, T. 56.
46. Elastic Scattering of Intermediate-Energy Alpha Particles by Heavy Nuclei. Farwell, George W and Wegner, Harvey E. 5, s.l. : Physical Review, APS, 1954, T. 95.
47. Capture of slow neutrons. Breit, Gregory and Wigner, Eugene. 7, s.l. : Physical review, APS, 1936, T. 49.
48. Marinkov, Lazar. Osnovi nuklearne fizike. Novi Sad : Prirodno-matematički fakultet, 2010.
49. John Lilley. Nuclear Physics, Principles and Applications. s.l. : John Wiley & Sons, Ltd, 2001.
50. Theoretical nuclear physics. John Markus and Weisskopf, Victor Frederick Blatt,. s.l. : Courier Corporation, 1991.
51. Kenneth S. Krane. Introductory Nuclear Physics. s.l. : John Wiley and Sons, 1988.
52. Park, and Satchler. 1971.
53. Barnett, and Lilley. 1974.
54. Kelly, and Segre. 1949.
55. Goldman, et al. 1947.
56. J. L. Basdevant, J. Rich and M. Spiro. Fundamentals in nuclear physics. s.l. : Springer, 2005.
57. The Mechanism of Nuclear Fission. Niels Bohr and John Archibald Wheeler. 426, s.l. : Phys. Rev., 1939, T. 56.
58. V. M. Strutinsky and H. C. Pauli. s.l. : Physics and Chemistry of Fission (Vienna: IAEA, 1969), p. 155.
59. Direct Physical Measurement of Mass Yields in Thermal Fission of Uranium 235 (New York: Garland, 1979). G. J. Dilorio.
60. Larson, et al. 1972.
61. Kozub el al. 1975.
62. Back et al. 1977.
63. et al, Dauk. 1975.
64. Eisen et al. 1977.
65. S., Lilley J. Nuclear Physics Principles and Applications. s.l. : John Wiley & Sons, 2001.
66. The Nuclear Energy Agency (NEA). [На мрежи] <https://www.oecd-nea.org/>.

67. International Atomic Energy Agency. [На мрежи] <https://www.iaea.org/>.
68. Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского. [На мрежи] <https://www.ippe.ru/>.
69. Nuclear Data Center Japan Atomic Energy Agency. [На мрежи] <https://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/jendl.html>.
70. • БРОНД: Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных. [На мрежи] <https://vant.ippe.ru/brond-3-1.html>.
71. Fast-Neutron Scattering from Ta, Re, and Pt. Smith A, Guenther P. and Whalen J. 1344, s.l. : Physical Review, APS, 1968, T. 168.
72. R. Macklin and P. Young. 239, s.l. : Nucl. Sci. Eng, 1987, T. 97.
73. Nndc - Brookhaven National Laboratory. [На мрежи] <https://www.nndc.bnl.gov/>.
74. Evaluated Nuclear Data File (ENDF) . Evaluated Nuclear Data File (ENDF) . [На мрежи] <https://www-nds.iaea.org/exfor/endlf.htm>.
75. Јованчевић, Никола. Анализа неутронима генерисане активности у нискофонским гама спектроскопским системима -докторска дисертација-. 2010.
76. Thomas W, Kerlin and Belle R. Upadhyaya. Dynamics and Control of Nuclear Reactors. London : Elsevier, 2019.
77. Valeria Paič, Guy Paić. Osnove radijacione dozimetrije i zaštite od zračenja. Zagreb : s.n., 1983.
78. Chrien, R. E. Neutron Sources for Basic Physics and Applications. Oxford : Pergamon, 1983.
79. R. C. Ritter, E. Sheldon and M. Strang. 609, s.l. : Nucl. Phys.A, 1970, T. 140.
80. M. Bormann et al. 245, s.l. : Nucl. Instrum. Methods, 1970, T. 88.
81. The action of the neutrons on the rare earth elements. George {Hevesy and Hilde Levi. 1936.
82. Увод у нуклеарну физику. Крмар, Миодраг. Нови Сад : Универзитет у Новом Саду, Природно-математички факултет, Департман за физику, 2013.
83. Talys - 1.9 A nuclear reaction program - User manual. Arjan Koning, Stephane Hilaire, Stephane Goriely. 2017.
84. TALYS: A tool to go from theoretical modeling of nuclear reactions to evaluations. Hilaire, S. Arpajon, France : CEA, DAM, DIF F-91297.
85. H. Gruppelaar, P. Nagel, and P.E. Hodgson. 7, s.l. : Riv. Nuovo Cimento, 1986, T. 9.
86. Pre-equilibrium nuclear reactions. Hodgson, E. Gadioli and P.E. s.l. : Oxford Univ. Press, 1992.

87. A. J. Koning and J. M. Akkermans. Workshop on Nuclear reaction Data and Nuclear reactors: Physics, design and safety, ed. P. Oblozinsky and A. Gandini. ICTP, Trieste, Italy (1998) 143. Feb 23 -March 27 1998.
88. D. Agassi et al. 145, s.l. : Phys. Rep., 1975, T. 22.
89. T. Tamura et al. 376, s.l. : Phys. Rev. C, 1982, T. 26.
90. D. Agassi et al. 145, s.l. : Phys. Rep., 1975, T. 22.
91. H.Fleshbach, W.Hauser and. 366, s.l. : Phys.Rev, 1952, T. 87.
92. S. Hilaire et al. s.l. : Annals of Physics 306, 209, 2003.
93. Kawano, T. s.l. : Private communication.
94. A. Gilbert and A. Cameron. 1446, s.l. : Canadian Journal of Physics, 1965, T. 43.
95. S. Hilaire, M. Girod, S. Goriely and A. J. Koning. 064317, s.l. : PhysicalReview C, 2012., T. 86.
96. T. Ericson. 425, s.l. : Adv. Phys., 1960, T. 9.
97. A. Gilbert and A. G. W. Cameron. 1446, s.l. : Can. J. Phys., 1965, T. 43.
98. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl. 269, s.l. : Nucl. Phys. A, 1973, T. 217.
99. M. K. Grossjean and H. Feldmeier. s.l. : Nucl. Phys. A444, 1985, T. 113.
100. P. Demetriou and S. Goriely. s.l. : Nucl. Phys. A695, 2001, T. 95.
101. A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov and G. N. Smirenkin. 450, s.l. : Sov. J. Nucl. Phys., 1979, T. 29.
102. A. V. Ignatyuk, J. L. Weil, S. Raman and S. Kahane. 1504, s.l. : Phys. Rev. C, T. 47.
103. RIPL - Reference Input Parameter Library for calculation of nuclear reactions and nuclear data.
R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P. G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A. V. Ignatyuk, A. J. Koning, S. Hilaire, V. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M. B. Chadwick, T. Fukahori, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E. Soukhovitskii., 2107, s.l. : Nucl. Data Sheets, 2009, T. 110.
104. Temperature dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force”, to be published. S. Hilaire, M. Girod, S. Goriely and A. J. Koning. 2013.
105. M.
Herman R. Capote, M. Sin, A. Trkov, B. V. Carlson, P. Oblozinsky, C. M. Mattoon, H. Wienke y, S. Hoblit, Young-Sik Cho, G P. A. Nobre, V. A. Plujko, V. Zerkin. EMPIRE-3.2 Malta (rev.1) modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation User's Manual. 2015.

106. H. M. Hofmann, J. Richert, J. W. Tepel and H. A. Weidenmüller. 401, s.l. : Ann. Phys., 1975, T. 90.
107. H. M. Hofmann, T. Mertelmeier, M. Herman and J. W. Tepel. 153, s.l. : Z. Physik A, 1980, T. 297.
108. H. Nishioka, J. J. M. Verbaarschot, H. A. Weidenmüller and S. Yoshida. 67, s.l. : Ann. Phys., 1986, T. 172.
109. T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zsigmond, S. Goriely, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Obložinský, V. Plujko, and P. Young., Handbook for calculations of nuclear reaction data, Reference Input Parameter Library-2. Vienna, Austria : Tech.Rep. IAEA-TECDOC-1506, International Atomic Energy Agency, 2006.
110. A. D'Arrigo et al. s.l. : J. Phys. G20, 1994, T. 365.
111. S. E. Vigdor and H. J. Karwowski. 1068, s.l. : Phys. Rev. C, 1982, T. 26.
112. A. V. Ignatyuk. Technical Report INDC(CCP)-233, IAEA, Vienna, Austria (unpublished).
113. A. R. Junghans et al. 635, s.l. : Nucl. Phys. A629, 1998.
114. S. Goriely, M. Samyn and J. M. Pearson. 064312, s.l. : Phys. Rev. C, 2007, T. 75.
115. S. Hilaire, J. Delaroche and M. Girod. 169, s.l. : Eur. J. Phys. A, 2001, T. 12.
116. Noddack, W и Tacke, I. Sitzber. s.l. : Preuss. Akad. Wiss., 1925, Tom. 19 (400-405).
117. A. B. Smith. 407, s.l. : J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2004, T. 30.
118. S. Takai, G. Yamashita, K. Igawa, T. Tamyia. 77, s.l. : Tumor Res., 1966, T. 1.
119. Am. J. Roentgenol Radium Ther. Y.H. Son, G R. Ramsby, Am. J. Roentgenol. 37, s.l. : Nucl. Med., 1966, T. 96.
120. A. Ando, I. Ando, S. Sanada, T. Hiraki, K. Hiasada, N. Tonami. 83, s.l. : Ann. Nucl. Med., 1999, T. 13.
121. Lide D. R. s.l. : CRC handbook of chemistry and physics, 90th ed. CRC Press, Boca Raton, New York, 2010.
122. Samsonov G. V. s.l. : Svoistva elementov (Properties of elements), 2nd ed., Vol. 1. Metallurgiya, Moscow (in Russian), 1976.
123. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. Audi G, Wapstra A. H, Thibault C, Blachot J, Bersillon O. s.l. : Nucl Phys A 729:3–128, 2003.
124. Atomic weights of the elements. Review 2000 (IUPAC Technical report). De Laeter JR, Bohlke JK, De Bièvre P, Hidaka H, Peiser HS, Rosman KJR, Taylor PDP. s.l. : Pure Appl Chem 75(6):683–800, 2003.

125. Wieser ME. Atomic weights of the elements 2005. (IUPAC Technical report). s.l. : Pure Appl Chem 78(11):2051–2066, 2006.
126. N. Jovančević, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hamsch, G. Lut-ter, G. Marissens et al. 148, s.l. : The European Physical JournalA, 2016, T. 52.
127. N. Jovancevic, L. Daraban and S. Oberstedt. 68, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2014, T. 739.
128. W. L. Goffe. s.l. : Studies in Nonlinear Dynamics & Econometrics, 1996, T. 1.
129. D. Thomas and A. Alevra. 476, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002, T. 12.
130. Measurement of neutron activation cross sections using distorted neutron beams. G. Lövestam, A. Fessler, T. Gamboni, J. Gasparro, M.Hult, R. Jaime, P. Lindahl, S. Oberstedt, A. Plompen, V. Semkova and E. Wieslander. s.l. : EC-JRC-IRMM, Geel, Belgium.
131. HADES underground laboratory. [На мрежи]
<https://science.sckcen.be/en/Facilities/HADES>.
132.
 E. Andreotti, M. Hult, R. Gonzalez de Orduña, G. Marissens, M. Mihailescu, U. Wätjen, and P. Van Marcke. s.l. : 3rd International Conference _Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy pp. 7- 12, 2010.
133. W. Nelson, H. Hirayama and D. Rogers. s.l. : Standford: Stanford Linear Accelerator Center, 1985.
134. R. Bevilacqua, A. Gook, F. Hamsch, N. Jovancevic, and M. Vidali,. 64, s.l. : ali, Nuclear Instruments Methods in Physics Re-search. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment, 2015, T. 770.
135. P. Salvador-Castineira, T. Bryś, R. Eykens, F.-J. Hamsch, A. Moens, S. Oberstedt, G. Sibbens, D. Vanleeuw, M. Vidali and C. Pretel. s.l. : Physical Review C, 2013, T. 88. 064611.
136. W. L. Goffe. s.l. : Studies in Nonlinear Dynamics & Econometrics, 1996, T. 1.
137. C. Konno, Y. Ikeda, K. Oishi, K. Kawade, H. Yamamoto and H. Maekawa. s.l. : JAERI reports1329(1993).
138. R. Coleman, B. Hawker, L. O'Connor and J. Perkin. 215, s.l. : Proceedings of the Physical Society, 1959, T. 73.
139. A. Filatenkov, S. Chuvaev, V. Aksenov and V. Jakovlev. Systematic measurements of activation cross sections atneutron energies from 13.4-14.9 MeV,. s.l. : International Atomic Energy Agency, 1997.

140. X. Kong, S. Hu, J. Yang and Y. Wang. 127, s.l. : Journal of radioanalytical and nuclear chemistry, 1997, T. 218.
141. N. Molla and S. Qaim. 269, s.l. : Nuclear Physics A, 1977, T. 283.
142. TALYS User Manual: A Nuclear Reaction Program. s.l. : Nuclear Research and Consultancy Group, 2015.
- 143.
- M. Herman, M. Herman, R. Capote, M. Sin, A. Trkov, B. Carlson, P. Oblozinsky, C. Mattoon, H. Wienke, S. Hoblit et al. EMPIRE-3.2 Malta modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation Users Manual. s.l. : Brookhaven National Laboratory (BNL) National Nuclear Data Center,, 2013.
144. S. Hilaire, M. Girod, S. Goriely and A. J. Koning. 064317, s.l. : Physical Review C, 2012, T. 86.
145. James E. Turner. Atoms, radiation and radiation protection. s.l. : Wiley-VCH GmbH & Co KgaA Weinheim, 2007.
146. National Institute of Standards and Technology. [На мрежи] <https://www.nist.gov/>.
147. Šimić, Dušan. Određivanje gama konstante europijuma -diplomski rad-. s.l. : Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 1984.
148. Live Chart of Nuclides, nuclear structure and decay data. [На мрежи] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
149. Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources. R. C. Martin, J. B. Knauer, P. .A. Baló. s.l. : Applied Radiation and Isotopes 53 (2000) 785±792.
150. Intercomparison of neutron-source emission rates (1979-1984), Metrologia 23, 129-144. N. E. Axton.
151. Physics and Chemistry of fission, Vol. I (Vienna: IAEA, 1965), p. 31 7. A. C. Wahl.
152. Barton et al. 2000.
153. Osborne-Lee and Alexander. 1995.
154. MacMurdo and Bowman. 1978.
155. I. B. KNAUER and R. C. MARTIN. CALIFORNIUM-252 PRODUCTION AND NEUTRON SOURCE FABRICATION. s.l. : Chemical Technology Division Oak Ridge National Laboratory P.o. Box 2008.
156. The air kerma rate constant of ^{192}Ir . M. M. Ninkovic and J. J. Raicevic. s.l. : Health Phys. 64(1), 79-81, 1993.

157. The air kerma rate constant of ^{226}Ra in equilibrium with its decay products. M. Ninkovic, M. s.l. : Nucl. Instr. Methods, A 255, 334-337, 1987.
158. Air Kerma Rate Constants for Nuclides Air Kerma Rate Constants for Nuclides Important to Gamma Ray Dosimetry and Practical Application. Marko M. Ninkovic and Feriz Adrovic.
159. Laurie M. Unger and D. K. Trubey. Specific gamma-ray dose constants for nuclides important to dosimetry and radiological assessment. 1982.
160. Илић, Страхиња. Утицај акумулације физионих продуката на промену специфичне гама константе извора ^{252}Cf -мастер рад-.
161. Нискофонска заштита за полупроводнички гама спектрометар. И. Бикит, Ј. Маринков, М. Весковић. s.l. : Сплит, XXVIII Југословенска конференција ЕТАН-а, ЕТАН VI 51, 1984.
162. Genie™ 2000. [На мрежи] <https://www.mirion.com/products/genie-2000-basic-spectroscopy-software>.
163. Characterization of californium sources by gamma spectrometry: relevance for nuclear forensics. Apostol, Andrei I and Zsigrai, Jozsef and Bagi, Janos and Brandis, Michal and Nikolov, Jovana and Mayer, Klaus. 2, s.l. : Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2019, T. 321.
164. Utilization of europium-containing control rods by development of gamma europium sources. In: Sarkisov AA, du Clos AT (eds) Analysis of risks associated with nuclear submarine decommissioning, dismantling and disposal. . Klochkov EP, Risovany VD. s.l. : NATO Science Series (Series 1. Disarmament Technologies), vol 24. Springer, Dordrecht.
165. [На мрежи] 19 Јул 2018.
http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/33/026/33026493.pdf.
166. Possible existence of neutron. Chadwick, James. 1932, Nature Vol 129, No 2352, стр. 213-312.
167. D.Agassi, D.Agassi et al. 145, s.l. : Phys. Rep., 1975, T. 22.
168. H. Feshbach et al. 429, s.l. : Ann. Phys. (NY), 1980, T. 125.
169. H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin. 429, s.l. : Ann. of Phys., 1980, T. 125.
170.
R. Capote, M. Herman, P. Obložinsky, P. Young, S. Goriely, T. Belgya, A. Ignatyuk, A. J. Konig, S. Hilaire, V. A. Plujko et al . 3107, s.l. : Nuclear Data Sheets, 2009, T. 110.

Биографија



Страхиња Илић рођен је 22.09.1989. године у Суботици. Похађао је основну школу „Чаки Лајош“ у Бачкој Тополи. У истом граду завршио је гимназију „Доситеј Обрадовић“. Природно-математички факултет у Новом Саду, на Департману за физику, уписао је 2008. године. Дипломирао је 2012. године, након чега уписује мастер студије на истом факултету, које завршава 2013. године. Исте године уписује докторске академске студије на Катедри за нуклеарну физику, Департмана за Физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. Учествовао на пројекту Министарства просвете, науке и технолошког развоја ОИ171002 „Нуклеарне методе истраживања ретких догађаја и космичког зрачења“. Запослен на Факултету техничких наука, Универзитета у Новом Саду као асистент у настави.

Кључна документацијска информација

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број:

РБР

Идентификациони број:

ИБР

Тип документација:

Монографска документација

ТД

Тип записа:

Текстуални штампани материјал

ТЗ

Врста рада.:

Докторска дисертација

ВР

Име и презиме аутора:

Страхиња Илић, бр.дос 61d/13

АУ

Ментор:

Др Никола Јованчевић, доцент, ПМФ, Нови Сад

МН

Наслов рада:

Анализа функција ефикасних пресека за
неутронске реакције на ^{185}Re и ^{187}Re и анализа
специфичне константе гама дозе за ^{252}Cf

НР

Језик публикације:

Српски (ћирилица)

ЛП

Језик извода:

срп. / енгл.

ЛИ

Земља публиковања:

Република Србија

ЗП

Уже географско подручје:	Војводина
УГП	
Година:	2020
ГО	
Издавач:	Ауторски репринт
ИЗ	
Место и адреса:	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад
МА	
Физички опис рада:	7 поглавља/ 161 страница/ 88 слика и графикана/ 24 табеле/ 170 референци
ФО	
Научна област:	Физика
НО	
Научна дисциплина:	Нуклеарна физика
НД	
Предметна одредница/кључне речи:	Неутронима индуковане реакције, гама спектроскопија, функција ефикасног пресека, специфична гама константа
ПО	
УДК	
Чува се:	Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду
ЧУ	
Важна напомена:	нема
ВН	
Извод:	Користећи NAXSUN технику развијену у ЈРЦ-Геел, мерени су ефикасни пресеци за реакције изазване неутронима $^{187}\text{Re} (n, p) ^{187}\text{W}$ и $^{185}\text{Re} (n, 3n) ^{183}\text{Re}$ мерене у енергетском распону између 13,08 MeV и 19,5 MeV. Ови подаци су прве експериментално добијене вредности за нуклеарне реакције у овом енергетском опсегу неутрона. Добијени резултати упоређени су са постојећим процењеним прорачунима ТАЛИС 1.9 и ЕМПИРЕ 3.2.3 користећи различите
ИЗ	

доступне моделе. Упореджени су теоријски прорачуни са експерименталним резултатима.

У раду је, на основу три снимљена гама спектра калифорнијумовог извора, закључено о утицају акумулације фисионих продуката на укупну специфичну гама константу извора.

Датум прихватања теме од стране 12.09.2019.

НН већа:

ДП

Датум одбране:

ДО

Чланови комисије:

КО

Председник: др Миодраг Крмар,
редовни професор
Природно-математички факултет, Нови Сад

Члан: др Никола Јованчевић, доцент
Природно-математички факултет, Нови Сад

Члан: др Наташа Тодоровић, редовни професор
Природно-математички факултет, Нови Сад

Члан: др Александар Драгић, виши научни
сарадник,
Институт за физику, Београд

Члан: др Томас Немеш, доцент, Факултет техничких
наука, Нови Сад

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph documentation

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Contents code:

CC

Author: Strahinja Ilić, number 61d/13

AU

Mentor: Nikola Jovančević, assistant professor, Faculty of
Sciences, Novi Sad

MN

Title: Analysis of the cross-section function for neutron
induced reactions on ^{185}Re and ^{187}Re and analysis
of gamma ray dose constant of ^{252}Cf

TI

Language of text: Serbian (cyrilic)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2020

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4,

PP

Novi Sad

Physical description:

7 chapters/ 161 pages/ 8 figures / 24 tables/ 170 references

PD

Scientific field

Physics

SF

Scientific discipline

Nuclear physics

SD

Subject, Key words

Neutron induced nuclear reactions, gamma spectroscopy, cross section function, gamma ray dose constant

SKW

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja

HD

Obradovića 4, Novi Sad

Note:

none

N

Abstract:

Using the NAXSUN technique developed at the JRC-Geel, the cross section functions for the neutron induced reactions $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ and $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ have been measured in the energy range between 13.08 MeV and 19.5 MeV. These data are the first experimentally obtained values for those nuclear reactions in this neutron energy range. Obtained results have been compared with existing evaluated The TALYS 1.9 and EMPIRE 3.2.3 calculations were performed using different available. A comparison between theoretical model calculations and experimental results was made. Based on three recorded gamma ray spectra of a Californium source, conclusion is made if there are influences of fission product accumulation on the total specific gamma ray constant of the source.

AB

Accepted on Senate on: 12.09.2020.

AS

Defended:

DE

Thesis Defend Board:

DB

president: Miodrag Krmar, PhD, full profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

member: Nikola Jovančević, PhD, assistant professor, Faculty of sciences, Novi Sad

member: Nataša Todorović, PhD, full professor, Faculty of sciences, Novi Sad

member: Aleksandar Dragić, PhD, senior research associate, Institute of Physics, Belgrade

member: Tomas Nemeš, assistant professor, Faculty of Technical Sciences, Novi Sad

Овај Образац чини саставни део докторске дисертације, односно докторског уметничког пројекта који се брани на Универзитету у Новом Саду. Попуњен Образац укоричити иза текста докторске дисертације, односно докторског уметничког пројекта.

План третмана података

Назив пројекта/истраживања
Анализа функција ефикасних пресека за неутронске реакције на ^{185}Re и ^{187}Re и анализа специфичне константе гама дозе за ^{252}Cf
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
а) Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Трг Доситеја Обрадовића 3, Нови Сад б) European Commission, Joint Research Centre – JRC, Directorate G - Nuclear Safety & Security, Unit G.2 - Standards for Nuclear Safety, Security & Safeguards, Retieseweg 111, B-2440, Geel/Belgium
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
Основна истраживања – Министарство науке, просвете и технолошког развоја
1. Опис података
1.1 Врста студије <i>Користећи технику развијену на ЈРЦ-Геел, одређен је ефикасни пресек за реакције изазване неутроном $^{187}\text{Re} (n,p)^{187}\text{W}$ и $^{185}\text{Re} (n, 3n)^{183}\text{Re}$ у енергетском опсегу између 13.08 MeV и 19.5 MeV. Ови подаци су прве експериментално добијене вредности за ове нуклеарне реакције у овом енергетском распону неутрона. Одређене су вредности гама константе ^{252}Cf.</i>
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 _____

ж) мапа, навести врсту _____

остало: неутронска активациона мерења, спектри гама зрачења

1.3 Формат података, употребљене скале, количина података

1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:

а) Excel фајл, датотека _____

б) SPSS фајл, датотека _____

в) PDF фајл, датотека _____

г) Текст фајл, датотека _____

д) JPG фајл, датотека _____

Спектри гама зрача 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.): 7 активационих мерења и 14 гама спектроскопских мерења

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 формати и софтвер омогућавају дељење и дугорочну валидност података?

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, неутронска активација 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 неутронске активације, 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?

- a) Да
- b) Да, али после ембарга који ће трајати до 5 година након завршене обраде података
- v) Не

Ако је одговор не, навести разлог _____

3.1.5. Подаци неће бити депоновани у репозиторијум, али ће бити чувани.

Подаци ће бити чувани на локалним компјутерским дисковима на Природно-математичком факултету у Новом Саду и у Обједињеном Истраживачком Центру, 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, детаљне описе варијабли, записа 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 - математичком факултету у Новом Саду и у Обједињеном Истраживачком Центру, 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:

- a) Подаци нису у отвореном приступу
 - б) Подаци су анонимизирани
 - ц) Остало, навести шта
-
-

5. Доступност података

5.1. Подаци ће бити

a) јавно доступни

доступни само уском кругу истраживача у одређеној научној области

ц) затворени

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 прикупљени подаци бити архивирани.

Re – Cf мерења

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Др Никола Јованчевић, nikola.jovancevic@df.uns.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 Никола Јованчевић, nikola.jovancevic@df.uns.ac.rs

Назив пројекта/истраживања
Анализа функција ефикасних пресека за неутронске реакције на ^{185}Re и ^{187}Re и анализа специфичне константе гама дозе за ^{252}Cf
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
а) Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Трг Доситеја Обрадовића 3, Нови Сад б) European Commission, Joint Research Centre – JRC, Directorate G - Nuclear Safety & Security, Unit G.2 - Standards for Nuclear Safety, Security & Safeguards, Retieseweg 111, B-2440, Geel/Belgium
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
Основна истраживања – Министарство науке, просвете и технолошког развоја
1. Опис података
<p>1.1 Врста студије</p> <p><i>Користећи технику развијену на ЈРЦ-Геел, одређен је ефикасни пресек за реакције изазване неутроном $^{187}\text{Re} (n,p)^{187}\text{W}$ и $^{185}\text{Re} (n, 3n)^{183}\text{Re}$ у енергетском опсегу између 13.08 MeV и 19.5 MeV. Ови подаци су прве експериментално добијене вредности за ове нуклеарне реакције у овом енергетском распону неутрона. Одређене су вредности гама константе ^{252}Cf.</i></p> <p>1.2 Врсте података</p> <p><input checked="" type="checkbox"/> а) квантитативни</p> <p><input type="checkbox"/> б) квалитативни</p> <p>1.3. Начин прикупљања података</p> <p>а) анкете, упитници, тестови</p> <p>б) клиничке процене, медицински записи, електронски здравствени записи</p> <p>в) генотипови: навести врсту _____</p> <p>г) административни подаци: навести врсту _____</p> <p>д) узорци ткива: навести врсту _____</p> <p>ђ) снимци, фотографије: навести врсту _____</p> <p>е) текст, навести врсту _____ ж) мапа, навести врсту _____</p> <p>ж) мапа, навести врсту _____</p> <p><input checked="" type="checkbox"/> з) остало: неутронска активациона мерења, спектри гама зрачења</p> <p>1.3 Формат података, употребљене скале, количина података</p> <p>1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:</p> <p>а) Excel фајл, датотека _____</p> <p>б) SPSS фајл, датотека _____</p>

с) PDF фајл, датотека _____

д) Текст фајл, датотека _____

е) JPG фајл, датотека _____

f) Спектри гама зраћа 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.): 7 активационих мерења и 14 гама спектроскопских мерења

1.3.3. Поновљена мерења

а) да

б) не

Уколоко је одговор да, одговорити на следећа питања:

а) временски размак између 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 формати и софтвер омогућавају дељење и дугорочну 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, неутронска активација 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 спектроксопска 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 неутронске активације, 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.

Подаци ће бити чувани на локалним компјутерским дисковима на Природно-математичком факултету у Новом Саду и у Обједињеном Истраживачком Центру, 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, детаљне описе варијабли, записа 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 - математичком факултету у Новом Саду и у Обједињеном Истраживачком Центру, 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) затворени

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 прикупљени подаци бити архивирани.

Re – Cf мерења

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Др Никола Јованчевић, nikola.jovancevic@df.uns.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 Никола Јованчевић, nikola.jovancevic@df.uns.ac.rs

