



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТАМАН ЗА ФИЗИКУ



Давид Кнежевић

Експериментално одређивање параметара нуклеарне структуре активационим техникама

-докторска дисертација-

Нови Сад, 2019.

Предговор

Актуелност истраживања особина атомског језгра намеће потребу прикупљања нових експерименталних података, као и развој модела који ове особине могу да објасне, што је подстакло истраживања чији су резултати представљени у оквиру ове докторске дисертације.

Овом приликом желим да се захвалим својим родитељима на подршци коју су ми пружали, како кроз живот уопште, тако и кроз каријеру.

Из основне школе дугујем захвалност Душанки и Војину Коларову (учитељици и разредном старешини), који су из неког (за њих вељда оправданог) разлога мислили да имам маленат за природне науке, те су ме кроз основну школу усмеравали и пружали ми посебну пажњу коју би сваки ученик само појаселети могао.

Захвалница свакако треба да иде и Гордани Новак, која ми је предавала физику у средњој школи, и уз чија предавања сам заволео физику и избегао „кобну” грешку коју бих направио да сам се бавио математиком, као што сам првобитно планирао (против математике немам ништа лично, само сам схватио да није за мене). Мирјана Јовановић, професорица математике из средње школе, свакако треба да се нађе овде, као неко чија ме је посвећеност и знање математике увек подсећало на чињеницу да математика лежи у основи сваке озбиљне природне науке, и да без познавање исте, нико не може да тврди да се науком бави озбиљно.

Захвалницу дугујем и свом ментору, Николи Јованчевићу, који је у процесу израде овог доктората свакако постао и више од ментора, и чији је приступ науци значајно утицао на мој научни рад, те се искрено надам да и после свега није зажалио (превише) што се прихватио овог, веома незахвалног, посла.

Маји, која је са мном провела већи део израде мог доктората и трпела моје монологе око тога шта ћу радити неког одређеног дана око доктората (након којих сам углавном радио нешто сасвим друго), дугујем захвалност на стрпљењу и на разумевању посебне врсте лудила, које, чини ми се, само рад на докторату може да донесе.

И на крају, желео бих да се не захвалим самом себи, без кога би овај докторат био завршен много раније и био много бољи.

У Новом Саду, јун 2019.

Давид Кнежевић

Садржај

Увод	1
Глава 1. Фундаментална и примењена истраживања са неутронима	6
1.1 Интеракција неутрона са материјом	6
1.2 Извори неутрона	8
1.2.1 (α, n) , (γ, n) реакције и спонтана фисија	8
1.2.2 Добијање неутрона помоћу акцелератора	9
1.2.3 Добијање неутрона у истраживачким нуклеарним реакторима	10
1.3 Примена неутрона у истраживањима	11
1.4 Гама спектроскопска мерења током неутронске активационе анализе	14
1.4.1 Захват неутрона и активациона анализа	14
1.4.2 Општи изглед гама спектара емитованих након захвата термалних неутрона	17
1.4.3 Детекторски системи и заштита	18
1.4.4 Процена неутронског спектра током гама спектроскопских мерења	19
Глава 2. Параметри структуре атомског језгра	27
2.1 Преглед модела атомског језгра	27
2.2 Шеме енергетских нивоа и радијациони гама прелази у атомском језгру	30
2.3 Функција густине нивоа атомског језгра	31
2.3.1 Модел Ферми гаса	32
2.3.2 Гилберт-Камерунов модел	32
2.3.3 Суперфлуидни модели	33
2.3.4 Колективне ексцитације	34
2.4 Емисија гама кваната	35
2.4.1 Вероватноће γ прелаза	35
2.4.2 Селекционе правила	35
2.4.3 Функција јачине прелаза	36
Глава 3. Одређивање функције густине енергетских нивоа и јачине прелаза	38
3.1 Преглед експерименталних метода за одређивање функције густине нивоа и функције јачине прелаза	39
3.1.1 Експерименталне методе за одређивање густине нивоа	39
3.1.2 Експерименталне методе за одређивање функције јачине прелаза	40
3.2 Метод двоструких гама каскада	41
3.2.1 Експериментална поставка	41
3.2.2 Систематске грешке приликом коинцидентног снимања гама спектара	42
3.2.3 Спектри двоструких гама каскада	43
3.2.4 Одређивање функција густине нивоа и јачине прелаза	46

Глава 4. Истраживање гама прелаза и шеме нивоа језгра ^{94}Nb помоћу $^{93}\text{Nb}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције	50
4.1 Преглед постојећих резултата	50
4.2 Истраживачки реактор BRR, у Будимпешти (Мађарска)	51
4.3 Експериментална поставка	52
4.4 Обрада експерименталних података	54
4.4.1 Калибрација спектара	54
4.4.2 Спектар сума амплитуда коинцидентних догађаја (SACP) и спектар двоструких гама каскада (TSC)	56
4.4.3 Конструкција шеме нивоа	62
4.4.4 Поређење добијених експерименталних вредности са доступним подацима из ENSDF базе података	66
Глава 5. Истраживање гама прелаза и шеме нивоа језгра ^{56}Mn помоћу $^{55}\text{Mn}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције	72
5.1 Преглед постојећих резултата	72
5.2 Истраживачки реактор FRM II, у Гархингу (Немачка)	73
5.3 Експериментална поставка	75
5.4 Обрада експерименталних података	76
5.4.1 Калибрација спектара	76
5.4.2 Спектар сума амплитуда коинцидентних догађаја (SACP) и спектар двоструких гама каскада (TSC)	78
5.4.3 Конструкција шеме нивоа	83
5.4.4 Поређење добијених експерименталних вредности са доступним подацима из ENSDF базе података	83
Глава 6. Истраживање параметара структуре атомског језгра помоћу ($n_{th}, 2\gamma$) реакције	89
6.1 Експериментални интензитет двоструких гама каскада	89
6.2 Практични модел гама распада неутронских резонанци	94
6.2.1 Густина нивоа	94
6.2.2 Функција јачине прелаза	95
6.2.3 Корекције за нехомогености љусака	95
6.2.4 Дискусија о одређивању параметара практичног модела	96
6.2.5 Предности практичног модела	98
6.3 Резултати примене практичног модела	99
6.3.1 Дискусија о одређивању параметара практичног модела	102
6.3.2 Тачке кидања Куперових парова	116
6.3.3 Парности нивоа	116
6.3.4 Експерименти за проучавање суперфлуидног стања атомског језгра	116
Закључак	117
Литература	123
Биографија	139
Кључна документацијска информација	146

Списак слика

1.1	Укупан ефикасни пресек за интеракцију неутрона са језгром ^{93}Nb . Подаци преузети из [51].	7
1.2	Неутронски спектар $^{241}\text{AmBe}$ неутронског извора. Слика је прилагођена након преузимања из [56]	9
1.3	Типичан енергијски спектар неутрона из фисионих нуклеарних реактора. Слика је прилагођена након преузимања из [64].	11
1.4	Шематски приказ захвата неутрона и гама распада сложеног језгра, као и одложених гама кваната, уколико је језгро након деексцитације гама квантима нестабилно. Слика прилагођена након преузимања из [81]	15
1.5	Ефикасни пресеци за захват неутрона на ^{55}Mn и ^{93}Nb . Подаци преузети из [51].	16
1.6	Типичан изглед промитног гама спектра за лака (лево) и тешка језгра (десно). Слика преузета из [34].	17
1.7	Нискоенергијски део спектра са гама пиковима индукованим од стране неутрона прикупљеног HPGe детектором у оловној заштити.	21
1.8	Део спектра са $\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$ гама пиковима индукованим од стране неутрона прикупљеног HPGe детектором у оловној заштити.	21
1.9	Ефикасни пресеци за производњу германијумских изотопа путем неутронских реакција са увећаним нискоенергијским регионом.	23
1.10	Почетни неутронски спектар коришћен у анализи.	24
1.11	Финални спектар добијен применом GRAVEL алгоритма и почетни спектар. Оба су нормирана на јединицу.	25
2.1	Кратак преглед еволуције модела језгра до почетка 21. века. Већина модела је и данас у мањој или већој употреби, у зависности од особина језгра које се проучавају. [118].	29
2.2	Шематски приказ дискретне, квазиконтинуалне и континуалне области густине нивоа. Слика преузета из [124].	31
2.3	Шематска илустрација различитих модела густине стања за језгро Sm-154. Црвена линија: Део са константном температуром. Зелена испрекидана линија: BSFM део оригиналног описа Гилберта и Камеруна. Плава испрекидана линија: Модификован BSFG са повећаним <i>Back Shift</i> параметром и фактором који повећава укупан број нивоа. Слика прилагођена након преузимања из [127].	33
3.1	Стандардна експериментална поставка за мерење двоструких гама каскада.	42
3.2	Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{28}Al . Бројевне вредности на графику поред врхова означавају финални ниво на којем се језгро налази након емисије два гама кванта.	44

3.3	Пример прве половине TSC спектра за двоструке гама каскаде у ^{28}Al са збирном енергијом од 7225 keV. Завршни ниво ове каскаде је основни ниво. Примарни гама квантима су означени плусевима, а секундарни звездичом. Другу половину спектра чине огледалско симетрични пикови.	45
3.4	Општи изглед TSC спектра за двоструке гама каскаде. а) спектар енергетски разрешених прелаза б) континуум енергетски неразрешених прелаза	46
3.5	Хистограм дистрибуције интензитета двоструких гама каскада ^{28}Al на основно, прво и друго побуђено стање у функцији енергије примарне транзиције. Тачке представљају вредности добијене фитовањем функција густине стања и јачине прелаза.	47
3.6	Сет насумичних функција густине нивоа које могу да репродукују интензите за ^{28}Al са слике 3.5. Средња вредност целог сета насумичних функција је приказана тачкама док су испрекиданом линијом представљене вредности које предвиђа BSFG модел.	48
3.7	Сет насумичних функција јачине прелаза које могу да репродукују интензите за ^{28}Al са слике 3.5. Средња вредност целог сета насумичних функција је приказана тачкама.	49
4.1	Шема зграде истраживачког реактора BRR са именима мерних станица и експеримената. Мерења за докторат су вршена на PGAA/NIPS мерној станици. Слика преузета из [197].	52
4.2	Шема стандардне поставке PGAA мерне станице. Слика преузета из [198].	52
4.3	Експериментална поставка са делимично постављеном заштитом.	53
4.4	Шема експерименталне поставке за мерење двоструких гама каскада на истраживачком реактору у Будимпешти.	53
4.5	Сакупљени гама спектар након захвата неутрона на језгрима хлора ($^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$) који је коришћен за калибрацију ефикасности једног од детектора (релативне ефикасности 27%).	56
4.6	Расподела временских разлика између коинцидентних догађаја у детекторима.	57
4.7	Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{94}Nb . Бројевне вредности на графику поред врхова означавају финални ниво на којем се језгро налази након емисије два гама кванта.	58
4.8	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 6831 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 396 keV.	58
4.9	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 6916 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 312 keV.	59
4.10	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7087 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 140 keV.	59
4.11	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7114 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 114 keV.	60
4.12	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7169 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 58 keV.	60
4.13	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7186 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 40 keV.	61
4.14	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7227 keV. Завршни ниво ове каскаде је основни ниво.	61

4.15 Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа до 1800 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	68
4.16 Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 1800 до 2390 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	69
4.17 Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 2390 до 3100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	70
4.18 Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 3100 до 5520 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	71
5.1 Шема зграде истраживачког реактора FRM II са именима мерних станица и експеримената. Мерења из овог рада су вршена на PGAA мерној станици. Слика преузета из [236].	73
5.2 Спектри неутрона различитих енергија пре уласка у неутронске водиче који их воде до мерних станица. Слика преузета из [237].	74
5.3 Шематски приказ PGAA мерне станице у режиму рада са два HPGe детектора окружених BGO сцинтилаторима. 1. Неутронски водич NL4b. 2. Водичи и колиматори. 3. Простор за узорак. 4. и 5. HPGe детектори. 6. Оловна заштита. 7. Заустављач снопа и 8. Неутронска радиографија. Слика прилагође након преузимања из [238].	74
5.4 Експериментална поставка са потпуно постављеном заштитом.	75
5.5 Шема експерименталне поставке за мерење двоструких гама каскада на истраживачком реактору у Гархингу.	76
5.6 Део сакупљеног гама спектра након захвата неутрона на језгрима хлора ($^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$) који је коришћен за калибрацију ефикасности једног од детектора (релативне ефикасности 30%).	77
5.7 GUI софтвера којим су тражене коинциденције између детектора.	78
5.8 Расподела временских разлика између коинцидентних догађаја у детекторима.	79

5.9	Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{56}Mn . Бројевне вредности на графику поред пикова означавају финални ниво на којем се језгро налази након емисије два гама кванта.	79
5.10	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 6930 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 340 keV.	80
5.11	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7058 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 212 keV.	81
5.12	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7160 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 113 keV.	81
5.13	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7243 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 27 keV.	82
5.14	TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7270 keV. Завршни ниво ове каскаде је основно стање.	82
5.15	Експериментална шема нивоа за ^{56}Mn са енергијама интермедијалних нивоа до 2100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; бодоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	87
5.16	Експериментална шема нивоа за ^{56}Mn са енергијама интермедијалних нивоа од 2200 до 5100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; бодоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).	88
6.1	Експериментални интензитет каскада (хистограм) и његове несигурности за ^{156}Gd у функцији енергије примарног каскађног гама кванта E_1 . Тачке представљају најбољи фит добијен практичним моделом; троуглови су вредности $I_{\gamma,\gamma}$ применом модела из референци [243, 244]. Праг за снимање каскаде је постављен на $E_\gamma = 520$ keV.	90
6.2	Дистрибуције интензитета за двоструке гама каскаде чији се финални нивои налазе испод енергије f за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Тачке - експериментални подаци, линије - неколико различитих фитова за $I_{\gamma\gamma}(E_1)$. Енергијски интервал за усредњавање је $\Delta E = 250$ keV.	90
6.3	Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за парно-непарна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$	91
6.4	Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за парно-парна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$	92
6.5	Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за непарно-непарна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$	93

6.6	Индивидуалне функције јачине прелаза за ^{156}Gd . Пуне тачке представљају најбољи фит за E1 прелазе, док празне тачке представљају најбољи фит за M1 прелазе. Троуглови представљају вредности ових функција израчунате моделима из референци [140,141] у којима се претпоставља да је $k(M1) = \text{const.}$	96
6.7	Пуне тачке представљају суму E1 и M1 функција, док испрекидане линије представљају ову суму помножену са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом [244]. Троуглови представљају резултате добијене коришћењем модела из референце [243] приликом чега се претпоставља да је $k(M1) = \text{const.}$	97
6.8	Густина нивоа за ^{156}Gd . Тачке представљају најбољи фит за функцију густине нивоа (несигурности представљају расејање фитовања за различите почетне параметре); испрекидана и пуне линије представљају густину нивоа израчунату коришћењем модела из референце [244] са урачунавањем корекције за љуске δE [144] и без урачунавања, тим редом.	97
6.9	Фитовани однос густине колективних нивоа и укупне густине нивоа.	98
6.10	Зависност параметара модела језгра E_μ и E_ν од масеног броја A . Пуни кругови - парно парна језгра, полуиспуњени кругови - парно-непарна језгра и празни кругови - непарно-непарна језгра.	98
6.11	Зависности густине нивоа од ексцитационе енергије за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Линије - неколико фитова, троуглови - вредности добијене коришћењем BSFG модела [244].	99
6.12	Функције јачине прелаза у функцији енергије примарног гама кванта каскаде за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Пуне и испрекидане линије - најбоље вредности фита за E1 и M1 прелазе, тим редом. Троуглови - очекивање вредности на основу модела из [138] за електричне прелазе сабране са константном вредношћу функције јачине прелаза за магнетне прелазе.	101
6.13	Однос густине вибрационих нивоа и укупне густине нивоа нуклеарних стања за ^{56}Mn (испрекидана линија) и ^{94}Nb (пуне линије).	101
6.14	Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за парно-непарна језгра. Испрекидана и пуне линије, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел љусака.	103
6.15	Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за парно-парна језгра. Испрекидана и пуне линије, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел љусака.	104
6.16	Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за непарно-непарна језгра. Испрекидана и пуне линија, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел љусака.	105
6.17	Функције јачине прелаза за E1 (пуне тачке) и M1 (празне тачке) прелазе за парно-непарна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$	106
6.18	Функције јачине прелаза за E1 (пуне тачке) и M1 (празне тачке) прелазе за парно-парна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$	107

6.19	Функције јачине прелаза за E1 (пуне тачке) и M1 (празне тачке) прелазе за непарно-непарна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$	108
6.20	Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за парно-парна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$	109
6.21	Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за парно-непарна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$	110
6.22	Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за непарно-непарна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$	111
6.23	Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за парно-парна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .	112
6.24	Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за парно-непарна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .	113
6.25	Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за непарно-непарна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .	114
6.26	Зависност односа U_l/Δ_0 (однос између енергије кидања Куперових парова и средње енергије спаривања последњег нуклеона) за друге (кругови) и треће (квадрати) Куперове парове. Пуни кругови и квадрати - парно-парна, полуиспуњени - парно-непарна и празни - непарно-непарно језгра. Троуглови приказују масену зависност односа B_n/Δ_0 .	115
6.27	Масена зависност односа густине нивоа са негативном парношћу и укупне густине нивоа на горњој граници енергије дискретног енергијског нивоа (E_d) и његове просечне вредности за парно-парна (пуна линија), парно-непарна (испрекидана линија) и непарно-непарно (тачкаста линија) језгра. Пуни кругови представљају податке за парно парна језгра, полуиспуњени кругови за парно-непарна, а празни кругови за непарно-непарна језгра.	117

Списак табела

1.1	Основни типови неутронских реакција	6
1.2	Карактеристике акцелаторских нуклеарних реакција које се користе за добијање неутрона [57].	10
1.3	Расподела неутрона у односу на енергије.	12
1.4	Опште информације о детектованим гама пиковима и одговарајуће брзине бројања.	22
1.5	Активности германијумских изотопа	23
1.6	Односи између израчунатих A_c и измерених A_m активности.	25
4.1	Подаци о најинтензивнијим гама линијама које се емитују након $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ реакције.	55
4.2	Информације о двоструким гама каскадама на основно стање и првих шест побуђених стања.	57
4.3	Поређење експерименталних података са ENSDF базом података. E_1 и E_2 су енергије првог и другог кванта каскаде, тим редом, E_i је енергија интермедијалног нивоа, а E_f је енергија финалног нивоа двоструке гама каскаде. $I_{\gamma\gamma}$ представља интензитет каскаде (на 100 распада) измерен у експерименту. Експериментална мерна несигурност за енергије E_2 имају исту апсолутну вредност као за E_1 (вредности приказане у табели). Болдоване вредности су вредности за које не постоје доступни подаци у ENSDF бази података.	62
5.1	Информације о двоструким гама каскадама на основно стање и прва четири побуђена стања.	80
5.2	Поређење експерименталних података са ENSDF базом података. E_1 и E_2 су енергије првог и другог кванта каскаде, тим редом, E_i је енергија интермедијалног нивоа, а E_f је енергија финалног нивоа двоструке гама каскаде. $I_{\gamma\gamma}$ представља интензитет каскаде (на 100 распада) измерен у експерименту. Експериментална несигурност за енергије E_2 има исту вредност као за E_1 (вредности приказане у табели). Болдоване вредности су вредности које нису пронађене у ENSDF бази података.	84
6.1	Подаци коришћени у анализи (максимална ексцитациона енергија E_d области дискретних нивоа, максимална енергија E_{\max} финалног нивоа каскаде, корекција δE за густине квазичестичних нивоа и интензитет $I_{\gamma\gamma}$ двоструких гама каскада) испитиваних језгара.	100

УВОД

Проучавање структуре и особина атомског језгра је област нуклеарне физике са много потенцијала за увођење нових експерименталних метода и теоријских модела. Прегледом литературе [1–6], може се закључити да, упркос значајном напретку у разумевању атомског језгра, и даље не постоји обједињена јединствена теорија која би могла да објасни све појаве које се дешавају унутар језгра. Различити модели се користе за опис различитих особина језгара, из чега следи да већина модела који се данас користе, представља неки специјалан случај праве теорије атомског језгра. Главни типови нуклеарних модела су индивидуални модели, попут модела љусака [7,8], у којем се нуклеони третирају као јединствене честице у дискретним енергетским стањима, и колективни, попут модела течне капи [9,10]. Како ова два модела фундаментално представљају два екстрема у понашању језгра, новији модели покушавају да уједине ове две екстремне идеје у јединствену теорију модела језгра [4,11]. Имајући ово у виду, очигледно је да је неопходно радити на развоју експерименталних и теоријских метода за истраживање особина и структуре атомског језгра. За формулисање нових модела, као и допуну или елиминисање постојећих, неопходно је развијати методе које могу да дају прецизније и тачније измерене експерименталне вредности релевантних параметара које дефинишу понашање језгра. Један такав метод је коришћен и представљен у овом раду: метод одређивања параметара атомског језгра детекцијом двоструких гама каскада након захвата неутрона [12–15].

Проучавање нуклеарне структуре врши се путем проучавања начина на који атомско језгро апсорбује и емитује енергију. Одређене конфигурације неутрона и протона унутар језгра су посебно фаворизоване и манифестишу се у виду енергијских нивоа на којима се језгро може наћи приликом примања или отпуштања енергије. Овако дефинисана стања се могу описати помоћу више параметара. Међу најбитнијим су:

1. ексцитациона енергија која представља разлику између енергије неког стања и најнижег могућег енергијског стања у којем језгро може да се нађе - основног стања;
2. укупни угаони момент нуклеона, уређених у такву конфигурацију која као резултат има стационарно стање;
3. парност одговарајуће таласне функције.

Мимо ова три, такође су битни и параметри попут изотопског спина, ширине, илити времена живота стања у односу на распад, као и вредности електричног и магнетног момента [16,17].

Осим параметара који описују нуклеарна стања, за проучавање структуре језгра је есенцијално и познавање броја ових стања и његове промене са енергијом, као и начини ексципације и деексципације атомског језгра приликом интеракције са материјом или зрачењем. Познавање ових параметара је битно како за теоријско проучавање атомског језгра, тако и за теоријско и експериментално проучавање нуклеарних реакција. Два карактеристична параметра која се користе за опис ових појмова су:

1. функција густине нивоа атомског језгра (у контексту истраживања језгра често назvana само функција густине нивоа), која представља број нуклеарних стања по јединици атомске ексцитације [18];
2. функција јачине прелаза, која представља меру просечног електромагнетног одзива атомског језгра приликом ексцитације и деексцитације и фундаментална је за разматрање процеса унутар језгра [19].

Наведени параметри су повезани са ефикасним пресеком, чија је вредност пропорционална производу ове две функције. Ефикасни пресек је битна величина за анализу нуклеарних процеса, услед чега је неопходно познавање вредности функције густине нивоа и функције јачине прелаза. Познавање ефикасног пресека је важно како за теоријска истраживања, тако и за различите примене у медицини, индустрији, нуклеарним реакторима итд.

Један од главних проблема приликом експерименталног одређивања ових функција је што су ове две функције у снажној антикорелацији, што чини њихово индивидуално одређивање на основу експерименталних података отежаним. Најчешће коришћене експерименталне технике за одређивање ових параметара су проучавање неутронских резонанција [20], проучавање евапорисаних спектара [21], ериксонове флуктуације [22] и Осло метод [23] за густину стања, а фотонуклеарне реакције [24] и Осло метод [23] за одређивање функције јачине прелаза. Модел гама распада који ће бити представљен у овом раду пружа могућност симултаног одређивања ових параметара [25], што му даје велику предност у односу на остале експерименталне технике.

У циљу испитивања атомског језгра, неопходно је атомско језгро довести у интеракцију са материјом или зрачењем. Данас се параметри атомског језгра испитују интеракцијом атомског језгра са великим бројем пројектила, од којих је за овај рад најбитнија интеракција атомског језгра са неутронима, који су коришћени као пројектили у експериментима вршеним у овом раду.

Недуго након открића неутрона 1932. од стране Чедвика (J.Chadwick), ове новооткривене честице су врло брзо нашле примену у нуклеарној физици. Већ 1936. године, Хевеси и Леви (G. Hevesy, H. Levi) изводе пионирски експеримент из области неутронске активационе анализе. Коришћењем јонизационе коморе и неутронског извора који је представљао мешавину ^{226}Ra и Be , уочили су да је елемент диспрозијум (Dy) у узорку који су користили постао високо радиоактиван након излагања неутронском извору [26]. Ово је био први доказ да је могуће испитивати елементални састав непознатих узорака мерењем индуковане радиоактивности након интеракције неутрона са језгром.

Даљи развој и усавршавање метода неутронске активационе анализе је пратио развој нуклеарних реактора, развој нових детектора, мултиканалних анализатора, рачунара и одговарајућих софтвера за обраду података. Данас, неутронска активационана анализа налази примену у разноврсним областима: археологији, биомедицини, заштити животне средине, форензици, геологији, геохемији, индустрији итд. [27–32]. Такође, што је веома битно, неутронска активационана анализа може бити коришћена и за проучавање фундаменталних параметара структуре језгра [33], што је и тема овог рада.

Неутронске активационе технике се заснивају на проучавању индуковане радиоактивности која настаје након интеракције неутрона и атомског језгра мете, приликом чега се емитује зрачење које је карактеристично за свако језгро. На овој чињеници се заснива примарна примена неутронских активационих техника - квалитативно и квантитативно одређивање присуства елемената у узорку. Једна од основних предности ове методе је да је недустрктивна и да има високу осетљивост која за неке елементе може да буде реда величине пикограма [34, 35].

Оно што чини корисним коришћење неутрона као честица за проучавање атомског језгра је чињеница да је неутрон електронеутралан. Наелектрисане честице ниског енергија нису у стању да ефикасно прођу кроз баријеру коју представљају орбитални електрони и интерагују са атомским језгром. Међутим, чак и неутрони веома ниског енергија (eV и мање) могу да интерагују са атомским језгром јер услед електронеутралности не интерагују са електронима из електронског омотача. На вишим енергијама, информације о језгру које се добијају коришћењем неутрона су сличне информацијама које се добијају из експеримената са наелектрисаним честицама. Термални неутрони, међутим, омогућавају додатне, нове информације о атомском језгру.

Од посебног интереса за овај рад је деексцитација сложеног језгра које настаје захватом термалних неутрона на језгрима мете. Након захвата неутрона језгро се налази у побуђеном стању које одговара енергији везе неутрона, услед чега долази до деексцитације језгра и емисије великог броја гама кваната. Могуће је да језгро са енергије везе неутрона до основног стања дође емисијом једног гама кванта, а могућа је и емисија два, три, четири или више гама кваната између почетног стања атомског језгра и основног стања. Догађаји емисије узастопних гама кваната приликом деексцитације се називају каскаде. У овом раду проучаване су гама каскаде у којима се еmitују два узастопна гама кванта, двоструке гама каскаде, које се обележавају ($n_{th}, 2\gamma$). Осим случајева када се након емисије два гама кванта језгро нађе у основном стању, у експериментима вршеним у овом раду анализиране су и ситуације када се након емисије два гама кванта језгро нађе и у неком од нископобуђених стања. Метод двоструких гама каскада, дакле, обухвата детекцију два узастопна гама кванта, чијом емисијом језгро прелази са нивоа енергије захвата на основни или неко од нископобуђених стања.

За потребе експеримента потребно је имати доступан извор неутрона. Неутрони за експерименталне потребе се могу добити из реактора, акцелатора, као и из радиоизотопских неутронских емитера. За неутронску активациону анализу се користе углавном акцелаторски неутрони, који настају путем нуклеарних реакција, и реакторски неутрони, који настају након фисије уранијума. За потребе експеримената који су извршени у овом раду коришћени су термални неутрони из истраживачких нуклеарних реактора у Будимпешти (Centre for Energy Research (MTA EK), Budapest, Hungary) [36] и Гархингу (Technische Universität München, Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRM II), Garching, Germany) [37].

Параметри нуклеарне структуре који су анализирани у овом раду су шема нивоа, функција јачине прелаза и функција густине нивоа атомског језгра. Конструкција шеме нивоа на основу експерименталних података омогућава откривање нових нивоа, нових гама транзиција и омогућава приписивање потенцијалних вредности спина како новим, тако и већ постојећим, нивоима. Функција јачине прелаза и функција густине нивоа атомског језгра су битни параметри који, осим што су директно повезани са ефикасним пресеком, који је једна од фундаменталних величина у нуклеарној физици, омогућавају тестирање различитих теоријских претпоставки и пружају увид у процесе који се одигравају унутар језгра приликом ексцитације. Метод који је коришћен за одређивање ових функција је метод двоструких гама каскада [12]. Овај метод се, као што је већ речено, бави проучавањем ситуација у којима се језгро, које настаје након захвата неутрона од стране мете, деексцитује до основног или неког од нископобуђених нивоа емисијом два гама кванта. Експериментална поставка за овај метод је релативно једноставна, и састоји се од два HPGe детектора, мете, неутронског спона и аквизиционог система, који треба да поседује опцију снимања енергија догађаја, као и времена детекције сваког појединачног догађаја. Два HPGe детектора су неопходна, како би се путем *offline* анализе коинциденција идентификовала оба гама кванта из каскаде која се еmitују приликом деексцитације језгра. Може се, наравно, кори-

стити и већи број детектора уколико их експериментатор има на располагању, али се тада анализа значајно компликује. О обради података који се добијају на овај начин биће речи у одговарајућој глави.

Као језгра од интереса за проучавање методом двоструких гама каскада изабрана су језгра ^{94}Nb и ^{56}Mn . Она до сада нису проучавана методом двоструких гама каскада, а налазе се у региону језгара која су погодна за проучавање. Такође, прегледом база података [38] је утврђено да за ова два језгра постоји потреба за новим спектроскопским подацима. Након анализе експерименталних података одређене су енергије гама кваната који се емитују приликом двоструких гама каскада у ова два језгра, након чега је на основу ових података конструисана шема нивоа и гама прелаза и извршено поређење ових вредности са вредностима доступним у базама података [38]. Поређењем је установљено да је у експерименту откријен велики број нових гама прелаза унутар ових језгара (210 за ^{94}Nb , 50 за ^{56}Mn), као и нових енергетских нивоа у овим језгрима (29 за ^{94}Nb , 24 за ^{56}Mn). Додељене су и одговарајуће вредности спинова нивоима који до сада нису имали информације о спину унутар базе података, и одређени су интензитети емисије гама каскада.

Подаци о интензитетима гама каскада су искориштени као почетни корак за одређивање функција густине нивоа и функције јачине прелаза. Функција од интереса је промена вредности интензитета каскада у зависности од енергије првог гама кванта каскаде, јер она зависи од облика функција густине нивоа и јачине прелаза. Модел који ће бити представљен у овом раду полази од параметризованих почетних функција јачине прелаза и густине стања, и променом параметара се врши промена вредности ових функција све док слагање између експериментално добијених интензитета каскада и оних који су израчунати не буде задовољавајуће. Поред ^{94}Nb и ^{56}Mn , овај метод је примењен и на 43 језгра чији су интензитети гама каскада одређени претходним студијама приликом мерења која су извршена у Дубни (Русија), Риги (Летонија), Резу (Чешка република) и Далату (Вијетнам). Испитивана језгра су била ^{28}Al , ^{40}K , ^{52}V , ^{60}Co , ^{64}Cu , ^{71}Ge , ^{74}Ge , ^{114}Cd , ^{118}Sn , ^{124}Te , ^{125}Te , ^{128}I , ^{137}Ba , ^{138}Ba , ^{139}Ba , ^{140}La , ^{150}Sm , ^{156}Gd , ^{158}Gd , ^{160}Tb , ^{163}Dy , ^{164}Dy , ^{165}Dy , ^{166}Ho , ^{168}Er , ^{170}Tm , ^{174}Yb , ^{176}Lu , ^{177}Lu , ^{181}Hf , ^{182}Ta , ^{183}W , ^{184}W , ^{185}W , ^{187}W , ^{188}Os , ^{190}Os , ^{191}Os , ^{192}Ir , ^{193}Os , ^{196}Pt , ^{198}Au и ^{200}Hg . На основу тих мерења, извршена је и систематизација постојећих података и изведени су одговарајући закључци о структури атомског језгра. Истраживања у оквиру овог рада су презентована на међународним научним скуповима и публикована у водећим научним часописима [25, 39–45].

Овај рад се, поред увода и закључка, састоји од 6 глава. Глава 1 ће бити посвећена интеракцији неутрона са материјом, примени неутрона у истраживању и неутронској активацији анализи која користи (n, γ) реакцију за одређивање елементалног састава материјала, као и особина језгра.

У глави 2, биће представљен кратак преглед историје модела језгра и њихових предвиђања, приликом чега ће посебан фокус бити на дефинисању функција густине нивоа и јачине прелаза, параметрима од значаја за ову студију.

У глави 3, које ће се бавити методологијом, биће извршен преглед експеримената који се баве одређивањем ових параметара. Након овога следи објашњење модела двоструких гама каскада, начина извлачења параметара из експерименталних података на примеру језгра ^{28}Al , као и представљање првобитних резултата који су били почетна тачка за формулисање практичног модела гама распада неутронских резонанци за одређивање функција густине нивоа атомског језгра и јачине прелаза, развијеном на Обједињеном институту за нуклеарна истраживања (Дубна, Руска Федерација), који је коришћен у овом раду и чија систематика резултата представља део овог рада [40–43].

У главама 4 и 5 биће представљени спектроскопски подаци за ^{94}Nb и ^{56}Mn , тим редом. Анализираће се добијена шема нивоа, детекција нових нивоа и гама прелаза, као и спинске

вредности за нове и постојеће нивое [39].

Следи глава 6 у којој ће бити представљен практични модел гама распада, као и резултати одређивања функције густине нивоа и функције јачине прелаза за ^{94}Nb и ^{56}Mn помоћу овог модела. Други део главе је посвећен систематизацији претходних резултата за 43 језгра која су раније измерена у различитим експерименталним установама од стране истраживача са Обједињеног института за нуклеарна истраживања (Дубна, Руска Федерација). [25, 44]. Након ове главе следи закључак који ће бити посвећен дискусији добијених резултата у овом раду.

Глава 1

Фундаментална и примењена истраживања са неутронима

1.1 Интеракција неутрона са материјом

Неколико година након открића неутрона, као што је поменуто у уводу, откривено је да се неутрони могу користити за проучавање особина језгра. Што се тиче основних особина неутрона, познато је да је њихова маса скоро једнака маси протона и износи $935.565560(51)$ MeV/c^2 . Поседују магнетни момент од $-1.913042(5)\mu_n$ и ван језгра су нестабилне честице које се путем бета распадају у протон са средњим временом живота од $885.7(8)$ с. Једна од основних карактеристика која чини неутрон посебно корисном честицом за истраживање језгра је његова електронеутралност. Последица ове особине је да чак и неутрони јако ниских енергија могу да продру до језгра и интерагују са њим, јер се интеракција са електронима у омотачу језгра може занемарити.

Основни типови интеракције неутрона су процеси расејања и процеси апсорпције неутрона [46]. Приликом разматрања неутронских интеракција, као и генерално било ког спона упадних честица, еластично расејање се формално може третирати потпуно једнако као и остале нуклеарне реакције. Додуше, неопходно је напоменути да, док други типови реакција значајније зависе од карактеристика језгра, еластично расејање се теоријски може разумети у оквиру једноставног модела интеракције два тела посредством потенцијала. Преглед основних интеракција неутрона са материјом је дат у Табели 1.1. Иако се ова два типа расејања често групишу заједно као реакције расејања, понекад се нееластично расејање сврстава међу реакције апсорпције и третира слично као (n,p) реакција [16].

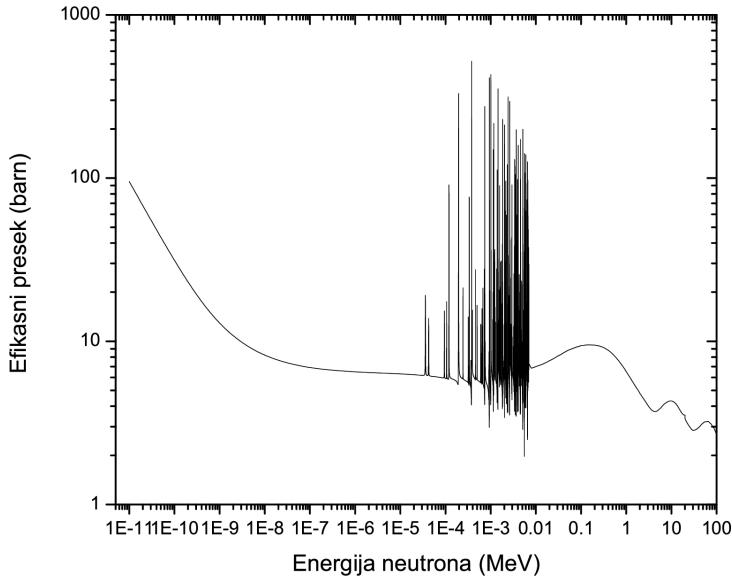
Табела 1.1: Основни типови неутронских реакција

Тип реакције	Подтип реакције	Краћи запис
Расејање		
	Еластично	(n,n)
	Нееластично	(n,n')
Апсорпција		
	Електромагнетна	(n, γ)
	Наелектрисана	(n,p), (n,d), (n, α)...
	Неутрална	(n,2n), (n,3n), (n,4n)...
	Фисија	(n,f)

Под еластичним расејањем неутрона од стране језгра се подразумева расејање у којем

се кинетичка енергија у центру маса не мења (иако је и даље могуће да дође до обртања спинова) [47]. Неутронско расејање се може поделити на резонантно и расејање на потенцијалу. Резонантно расејање се дешава на одређеним вредностима енергије и угаоног момента и карактерише га висок ефикасни пресек. Резонантно расејање неутрона [48] се може поделити на два типа. Први тип је повезан са стварањем сложеног језгра и ширина ове резонанце је мала у поређењу са енергијом резонанце. Други тип резонантног расејања, са много већом релативном ширином (незанемарљив део резонантне енергије), је повезан са циновским резонанцама [49], које дају повећање у ширем енергијском спектру, насупрот резонанцама које су повезане са формирањем сложеног језгра. За неутронске енергије које се налазе ван резонантних енергија долази до интерференције између ове две врсте расејања, одакле се могу добити информације о спиновима и парностима стања у сложеном језгру.

Под апсорпцијом неутрона се, у општем случају, подразумевају процеси у којима се неутрон задржава у језгру [46,50]. Енергија која је добијена везивањем неутрона мора бити однета ван језгра, при чему постоје два начина за емисију ове енергије. Први је емисија гама кваната или конверзионих електрона. Други представља емисију честица, попут (n,d) , (n,p) реакција и многих других. Апсорпција је, као и расејање, појачана у близини било којег од два наведена типа резонанци о којима је било речи у претходном пасусу. Одређене особине апсорпције се могу објаснити путем комбинације процеса у којима настаје сложено језгро и директних процеса. Код директних процеса могуће је анализирати реакције користећи апроксимацију интеракције између два тела, која је добро позната. Два тела која учествују у интеракцији могу бити упадни неутрон и језгро, излазна лака честица и резидуално језгро, као и улазни неутрон и излазна лака честица. Процес захвата је специфичан облик апсорпције јер је интерференција између директних процеса и формирања сложеног језгра занемарљива и сматра се да се процес захвата у потпуности дешава преко формирања сложеног језгра, осим у случајевима лаких језгара и језгара са дефицитом неутрона [16].



Слика 1.1: Укупан ефикасни пресек за интакцију неутрона са језгром ^{93}Nb . Подаци преузети из [51].

Као пример, на слици 1.1 [51], представљен је укупни ефикасни пресек за интакцију неутрона са језгром ^{93}Nb . Са слике је могуће уочити неколико карактеристика ефикасног пресека који важе за већину језгара [16]:

1. На веома ниским енергијама (испод 0.001 eV), укупни ефикасни пресек континуално расте са смањивањем енергије; функционална зависност је $1/v$, где је v брзина неутрона и ово понашање је карактеристично за сва језгра на ниским енергијама;
2. у keV региону, где је енергијска резолуција довољно добра, уочавају се бројне оштре резонанце, са размацима од 5 до 10 keV;
3. на високим енергијама, од 1 MeV и више, где је резолуција недовољна да се уоче индивидуалне оштре резонанце, само опште особине криве ефикасних пресека могу бити видљиве; резонанце у овим регионима имају велику ширину (стотине keV).

1.2 Извори неутрона

За потребе експеримената који користе неутроне неопходно је обезбедити стабилне изворе неутрона високог флука. Неутрони могу бити произведени на неколико начина: нуклеарном фисијом, нуклеарном фузијом, у акцелаторима у којима се одигравају нуклеарне реакције, као и интеракцијом гама кваната и алфа честица са језгрима. У зависности од начина на који су произведени, енергија неутрона се може кретати од неколико десетина eV до неколико GeV.

1.2.1 (α, n) , (γ, n) реакције и спонтана фисија

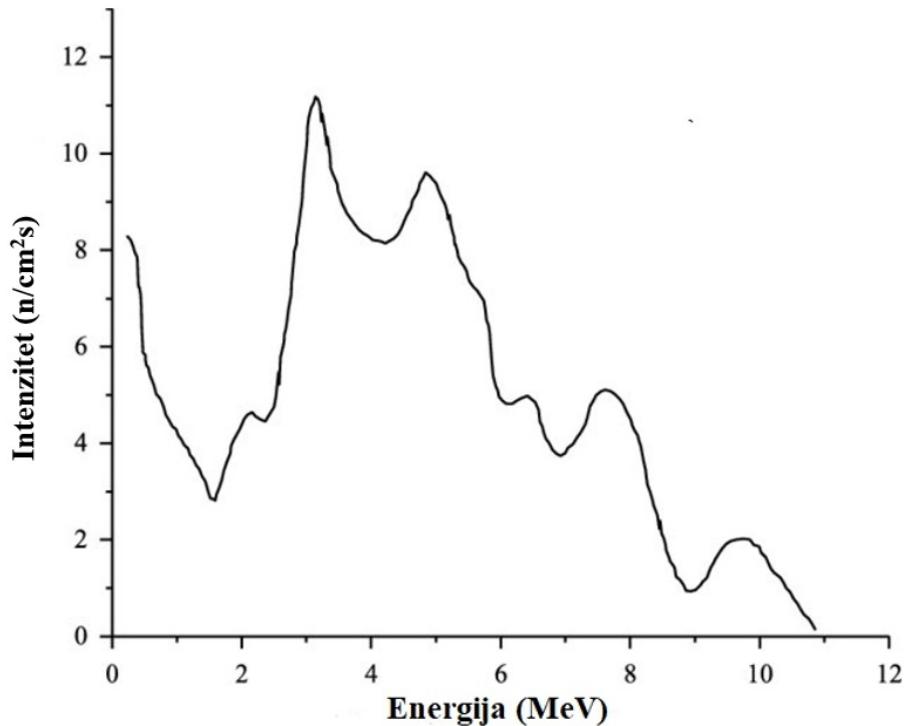
Примена (α, n) реакције за производњу неутрона се заснива на комбинацији два елемента, од којих један (тешко језгро) еmitује α честице, а други (лако језгро), након интеракције са α честицама, еmitује неутрон [52, 53]. Алфа емитери који се најчешће користе су радијум, полонијум, плутонијум и америцијум, док се као лаке честице најчешће користе берилијум и бор. Два одговарајућа елемента се обично мешају у виду праха и притом затварају у капсулу, формирајући неутронски извор. На примеру берилијума, реакција која ствара неутроне је



Неутрони који се еmitују из оваквих извора имају континуалан енергетски спектар који зависи од енергије α честице. Просечне енергије неутрона који се добијају овим изворима се крећу од 2.5 MeV за ${}^{210}\text{Po}$ В неутронски извор до 4.5 MeV за ${}^{239}\text{Pu}$ Ве неутронски извор. Најчешће коришћен извор неутрона који користи (α, n) реакцију је ${}^{241}\text{Am}$ Be, и спектар неутрона који се добија из овог извора је представљен на слици 1.2.

Фотонеутронски извори, који користе (γ, n) реаакцију, су такође доступни као извори неутрона [54]. За разлику од (α, n) извора, који еmitују континуалан енергетски спектар, код ових извора је могуће добијање моноенергетских неутрона бирањем нуклида који еmitује интензиван гама квант једне енергије. Највећи недостатак свих фотонеутронских извора је присуство снажног фона који потиче од гама зрачења (емитује се више од 1000 гама кваната по једном емитованом неутрону). Интензитети неутрона и активности неутронских извора који користе (α, n) и (γ, n) реаакције зависе од времена полураспада алфа и гама емитера који проузрокују реаакцију која резултује емитовањем неутрона.

Извор неутрона може бити и спонтана фисија [55]. Одређена тешка језгра, попут ${}^{254}\text{Cf}$, ${}^{252}\text{Cf}$, ${}^{244}\text{Cm}$, ${}^{242}\text{Cm}$, ${}^{238}\text{Pu}$ и ${}^{232}\text{U}$, доживљавају спонтану фисију. Приликом спонтане фисије, долази до промптне емисије неколико брзих неутрона у сваком процесу фисије. Како је период полураспада за спонтану фисију много већи него период полураспада за алфа распад, ови извори имају значајно мањи неутронски флукс у односу на (α, n) изворе.



Слика 1.2: Неутронски спектар $^{241}\text{AmBe}$ неутронског извора. Слика је прилагођена након преузимања из [56]

Један од главних недостатака свих поменутих неутронских извора у овом одељку је немогућност њиховог „искључивања”, тј. ови извори континуално емитују неутроне, што отежава руковање и чување. Други недостатак је релативно мала вредност флукса неутрона, што их за одређене примене чини непрактичним.

1.2.2 Добијање неутрона помоћу акцелератора

Велики број нуклеарних реакција може да произведе брзе моноенергетске неутроне. Међу њима се, као најчешће коришћене, како због одговарајућих енергија неутрона, тако и због једноставности коришћења и ефикасности производње неутрона, налазе следеће четири реакције [57]:

1. интеракција деутерона са деутеронима;
2. интеракција деутерона са трицијумом;
3. интеракција протона са трицијумом;
4. интеракција протона са ^7Li .

Прве две реакције су егзотермне, што значи да није неопходно постићи енергије пројектила веће од енергије неопходне да језgra дођу у прилику да интерагују, док су друге две реакције ендотермне, што отежава конструкцију ових неутронских извора, јер захтева веће енергије које је потребно постићи убрзавањем. Од наведених, реакција деутеријума и трицијума се примарно користи приликом конструкције неутронских генератора који представљају изворе неутрона енергије 14.1 MeV и имају релативно висок флукс неутрона чији

је ред величине $1 \cdot 10^8 \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [58]. Основни подаци о ове четири реакције представљени су у табели 1.2. Опсег енергија неутрона који се добијају овим реакцијама је ограничен енергијом кидања деутерона, услед чега постоји процеп од 4 MeV у енергијском опсегу моноенергетских неутрона који се могу добити на овај начин; процеп се налази на енергијама између 8 и 12 MeV. Проблем који настаје изнад енергије кидања деутерона је да реакција кидања постаје конкурентна једначина примарној реакцији за стварање неутрона приликом чега се појављује друга енергијска група неутрона у излазном спектру, што значајно компликује анализу овако добијених података. Такође, неопходно је напоменути да се реакције са трицијумом, услед спречавања контаминације трицијумом, могу користити само у вакуумски затвореним системима акцелератора [59].

Један од водећих извора неутрона овог типа је LICORNE неутронски извор [60], који користи инверзну $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$ реакцију за добијање квази-моноенергетских неутрона у распону енергија од 0.5 до 4 MeV.

Табела 1.2: Карактеристике акцелаторских нуклеарних реакција које се користе за добијање неутрона [57].

Реакција	Q-вредност	Праг кидања (MeV)	Опсег енергија неутрона (MeV)
$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	+3.270	4.45	1.65-7.75
$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	+17.590	3.71	11.75-20.5
$^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$	-0.763	8.35	0.3-7.6
$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	-1.644	2.37	0.12-0.6

Мимо поменутих реакција, честа примена акцелатора у новије време је за конструкцију спалационих извора неутрона. Спалациони извори неутрона представљају акцелаторска постројења која производе пулсне неутронске спонове бомбардовањем мете интензивним протонским зрацима. Ови извори су практични из разлога што, иако се коришћењем реактора могу добити интензивни спонови неутрона, интернационални закони забрањују цивилну употребу високообогаћеног ^{235}U . Ово представља препреку конструкцији високо-ефикасних реакторских извора неутрона који би захтевали употребу 93% обогаћеног ^{235}U .

Тренутно је у конструкцији европски спалациони извор неутрона (ESS) [61, 62], чији је почетак рада планиран за 2025. годину.

1.2.3 Добијање неутрона у истраживачким нуклеарним реакторима

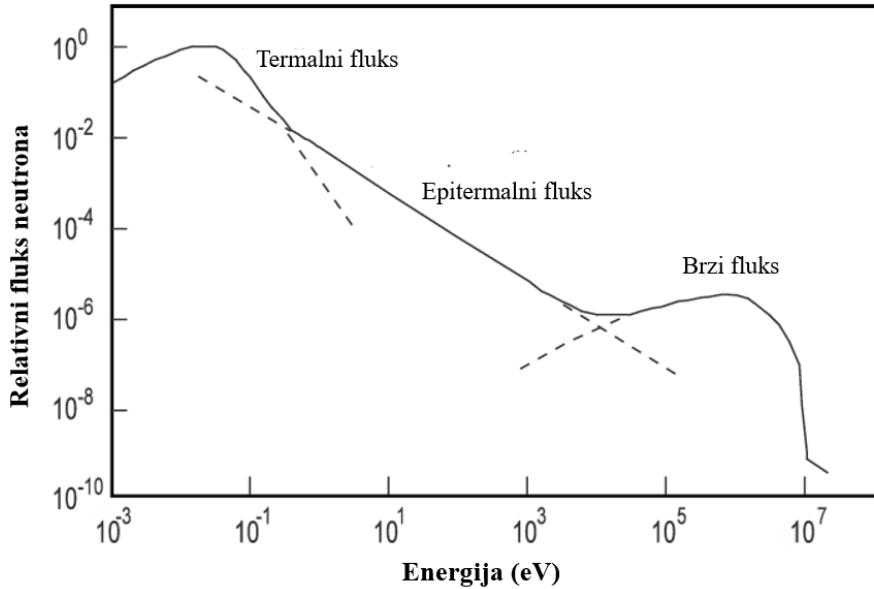
Најчешће коришћена нуклеарна горива у реакторима су изотопи уранијума ^{235}U и ^{238}U , као и ^{239}Pu . ^{235}U и ^{239}Pu су фисилна језгра чији су ефикасни пресеци за термалну фисију 583 b и 748 b, тим редом, док је језгро ^{238}U фисибилно са прагом од 1 MeV [63]. Осим емисије језгра потомака, које у највећем броју случајева имају масене бројеве који одговарају асиметрији масе уоченој у фисији, приликом фисије се емитују и неутрони. Језгра потомци се налазе у високо побуђеним стањима, приликом чега такође може доћи до евапорације неутрона. Ово се дешава на кратким временским скалама, и овако произведени неутрони се називају промптним неутронима. Након емисије промптних неутрона, језгра која преостају су и даље богата неутронима и доживљавају бета распад где резултујуће језгре такође може да емитује неутроне. Ови неутрони се називају одложени. Просечан број неутрона који се на овај начин емитује из језгра ^{236}U је 2.5, од чега 7% представљају одложени неутрони [57, 63].

Различити типови реактора као и различите позиције из којих се прикупљају неутрони унутар реактора значајно утичу на енергијску дистрибуцију и флукс неутрона, као и материјали који служе за модерацију примарних фисионих неутрона. Већина енергетских дистрибуција неутрона је широка и састоји се од три главне компоненте: термалне, епите-

малне и брзе. Термална неутронска компонента се састоји од нискоенергетских неутрона (са енергијама испод 0.5 eV) који су у термалном еквилибријуму са атомима реакторских модератора.

У највећем броју случајева, између 90% и 95% неутрона који бомбардују мету су термални неутрони. Флукс термалних неутрона који је карактеристичан за реакторе је реда величине $1 \cdot 10^{13} \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Епитетмална компонента углавном представља око 2% укупног неутронског флукса, док брза компонента чини око 5% [57].

Шематски приказ типичног енергијског спектра неутрона из фисионих реактора је приказан на слици 1.3.



Слика 1.3: Типичан енергијски спектар неутрона из фисионих нуклеарних реактора. Слика је прилагођена након преузимања из [64].

Осим реактора који дају континуалне спопове неутрона, постоје и типови реактора за истраживања који користе различите врсте конструкција како би произвели пулсне спопове неутрона. Један такав истраживачки извор неутрона је IBR-2 реактор [65] који се налази у обједињеном центру за нуклеарна истраживања у Дубни. Реактор даје пулсеве који трају $200 \mu\text{s}$ између којих протекне временски интервал од 200 ms . Овакви извори су корисни за експерименталне технике које користе чињеницу да неутрони различитих енергија имају различите брзине. Ове технике се називају TOF (Time of flight) технике [66].

1.3 Примена неутрона у истраживањима

Неутрони различитих енергија могу имати примену у експерименталним истраживањима не само у нуклеарној физици, већ и у чврстом стању, атомској физици, индустрији, медицини итд. У зависности од енергије, неутрони се могу поделити на неколико категорија које су приказане у табели 1.3.

Табела 1.3: Расподела неутрона у односу на енергије.

Тип неутрона	Енергија	Брзина (m/s)	Таласна дужина (nm)	Температура (K)
ултра хладни	$<0.2 \text{ } \mu\text{eV}$	<6	>64	<0.002
веома хладни	$0.2 \text{ } \mu\text{eV} < E < 50 \text{ } \mu\text{eV}$	$6 < v < 100$	$4 < \lambda < 64$	$0.002 < T < 0.6$
хладни	$0.05 \text{ meV} < E < 25 \text{ meV}$	$100 < v < 2200$	$0.18 < \lambda < 4$	$0.6 < T < 300$
термални	25 meV	2200	0.18	300
епитермални	$25 \text{ meV} < E < 500 \text{ keV}$	$2200 < v < 10^7$		
брзи	$>500 \text{ keV}$	$>10^7$		

За примену у нуклеарној спектроскопији, високоенергетски епитетрмални и брзи неутрони дају сличне информације онима које се добијају приликом проучавања језгра наелектрисаним честицама [16].

Специфичност примене неутрона у истраживањима се огледа у њиховој електронеутралности и чињеници да, чак и на јако ниским енергијама, интерагују са језгром.

Дифракција

Хладни, термални и епитетрмални неутрони поседују вредности таласних дужина које су упоредиве са међуатомским растојањима у чврстом и течном стању, као што је приказано у табели 1.3. Ова чињеница омогућава расејавање неутрона на различитим структурним уређењима. Неутронска дифракција на кристалима се дешава путем кохерентног расејања неутрона, приликом којег не долази до промене таласне дужине, тј. енергије инцидентних неутрона. Овакво расејање се дешава само у случају одређених геометријских услова. Дифракциона слика материјала се добија проучавањем углова расејања, као и интензитета спона који се расејава под тим углом, што омогућава увид у структуру материјала који се испитује. Параметри који се могу одредити дифракционим методама су локализација индивидуалних атома, одређивање њихове концентрације, као и термалног кретања. Анализа података се врши повезивањем експериментално добијених вредности интензитета дифракције са структурним факторима материјала.

Неке од основних метода истраживања неутронском дифракцијом су:

1. дифракција на праху [67]. Припремање праха или поликристалних узорака наступаје припреме великих монокристалних узорака је далеко лакше. Ова метода омогућава увид у структуралне детаље материјала, као и квантитативну и квалитативну фазну анализу. Користи се за *in situ* мониторинг структуралних промена и утицаја температуре, напрезања, магнетичног поља, и времена на материјале;
2. расејање на монокристалу [68]. У поређењу са дифракцијом на праху, у овом случају сачуване су све просторне информације које се тичу хемијске и магнетне структуре. За анализу су потребни велики узорци. Примене су, између остalog, одређивање тачних положаја водоника у структурама, што је значајно за биолошке функције, као и проучавање облика магнетних структура кристала;
3. коришћење прецесије неутронског спина у магнетном пољу [69], која омогућава мерење растојања унутар кристалне решетке са високом прецизношћу;
4. неутронска рефлектометрија [70]. Одређивање начина на који танки нанометарски или микрометарски слојеви рефлектују неутроне који материјалу прилазе под малим упадним угловима омогућава проучавање ових материјала, што налази своју примену у нанотехнологијама.

Спектроскопија

Приликом размене енергије између неutronа и језгра или неutronа и магнетног момента узорка, могуће је проучавати кретање атома у различитим материјалима.

Неке од основних примена спектроскопије у истраживању су

1. спектрометрија са три осе [71]. Ова метода се заснива на постојању три различите осе инструмента који се користи, а то су монохроматор, узорак и анализатор. Ова метода се користи за истраживање колективних ексцитација фонона или магнона у монокристалима;
2. време лета [72]. Енергија неutronа у овој методи се одређује преко времена које је неutronима потребно да пређу добро дефинисано растојање. Приликом интеракције моноенергетских неutronа са узорком, финална енергија неutronа се одређује временом које је потребно да неutronи дођу до детектора. Метод се примењује, између остalog, за испитивање кретања у материјалима и проучавање атомске дифузије;
3. Расејање уназад [73]. Проучавање неutronа који се расејавају по углом од 180 степени омогућава проучавање хиперфине интеракције, ротационог тунеловања, дифузије водоника итд.

Нуклеарне аналитичке технике

Хемијска анализа материјала се може вршити применом нуклеарних аналитичких техника. Након интеракције неutronа са атомским језгром, могуће је детектовати и анализирати и карактеристичне промптне и одложене гама квантне који се емитују. Измерене енергије могу да идентификују специфичне елементе и изотопе, док су интензитети гама кваната пропорционални количини материјала. Ово омогућава недеструктивну анализу узорака.

Основне примене нуклеарних аналитичких техника су:

1. озрачивање [74]. Озрачивање узорака неutronима омогућава стварање изотопа. На овај начин се праве стабилни радиоизотопи за техничке и медицинске примене. Такође, проучава се и отпорност материјала на неutronско зрачење, што је битно за космичке летелице, као и осетљиве детекторске системе;
2. имицинг [75]. Неutronски имицинг се заснива на различитим атенуационим особинама материјала кроз које неutron пролази. Како неutronи не интерагују са електронским омотачем, него само са језгром, они показују контраст који је другачији од X-зрака. Примена неutronског имицинга је вишеструка и користи се у археологији, проучавању културног наслеђа, пора у геолошким условима, горивних ћелија итд.;
3. промптна гама активациона анализа (ПГАА) и неutronска активациона анализа (НАА) [76]. Ове нуклеарне активацијоне технике су засноване на захвату неutronа од стране атомског језгра, након чега се везивна енергија неutronа ослобађа у облику гама квантата. Реакција захвата неutronа је коришћена у докторату и следећи одељак ће бити посвећен неutronској активационој анализи и захвату неutronа на атомском језгру.

1.4 Гама спектроскопска мерења током неутронске активације анализе

1.4.1 Захват неутрона и активационо анализа

У термалном неутронском захвату, језгро масеног броја A апсорбује неутрон приликом чега настаје изотопско језгро са масеним бројем $A + 1$. Енергетски баланс у овој реакцији се може приказати као [16]:

$$M_A + m_n + E_n = M_{A+1} + E_0 \quad (1.2)$$

где су E_n и E_0 кинетичка енергија захваћеног неутрона и енергија реакције, тим редом; масе M_A , M_{A+1} и m_n су маса језгра мете, маса језгра које настаје након реакције (маса у основном стању) и маса неутрона, тим редом. За термалне неутроне, E_n је углавном занемарљиво мало у поређењу са E_0 и може бити занемарено. У том случају је $E_0 = Q$ и одговара суми енергија гама кваната који се емитују приликом преласка језгра из побуђеног стања у основно стање. Ако се узме у обзир узмак језгра, за гама каскаду која се састоји од емисије t гама кваната се може записати [16]:

$$Q = \sum_t \left(E_{t\gamma} + \frac{E_{t\gamma}^2}{2M_{A+1}c^2} \right) \quad (1.3)$$

где је $E_{t\gamma}$ енергија t -ог гама квантa. Други члан под сумом представља енергију узмака језгра. Овај члан углавном може да се занемари, осим у случајевима високоенергетских гама кваната и лаких језгара, када ова енергија може да буде у keV региону и мора бити узета у обзир. Q вредност код захвата термалног неутрона одговара везивној енергији последњег неутрона у $A + 1$ језгру која се назива сепарациона енергија неутрона S_n .

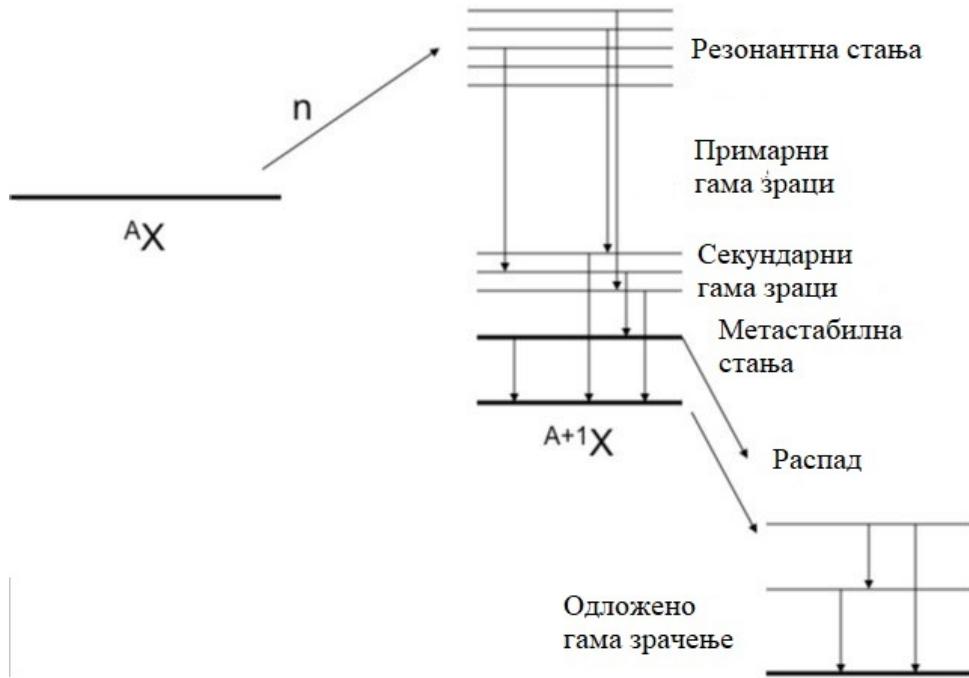
Приликом захвата, енергија реакције је једнака везивној енергији неутрона S_n , које се крећу у опсезима енергија од 2.227 MeV за ${}^2\text{H}$, до 11.45 MeV, при чему треба напоменути да је за већину језгара ова вредност у околини 8 MeV. За изотопе проучаване у овом раду, ${}^{93}\text{Nb}$ и ${}^{55}\text{Mn}$, ове вредности износе 7.227 и 7.270 MeV, тим редом [77].

На ниским енергијама неутрона, услед центрифугалне баријере за високе угаоне моменте, неутронски захват се одвија скоро у потпуности преко s-таласа [78]. Сложен језгро које настаје овим типом захвата неутрона на језгру са спином J има спин $J' = |J \pm 1/2|$ и исту парност као језгро мете [79, 80]. Ако се приликом захвата енергија сложеног језгра поклапа са енергијом резонанце, особине гама распада ће бити одређене спином и осталим особинама тог стања. Међутим, ако се енергија сложеног језгра налази између резонанци, тада ће се појавити оба могућа спинска стања у мешавини која зависи од близине и облика резонантних нивоа.

Шематски приказ гама захвата је приказан на слици 1.4. На овој слици су приказани основни појмови везани за захват неутрона, област примене ПГАА и ДГАА анализе, као и за метод двоструких гама каскада који је коришћен у докторату. Након захвата неутрона, као што је већ поменуто, сложено језгро ће имати вишак енергије који одговара енергији сепарације неутрона, приликом чега ће језгро имати такву енергију да се нађе у резонантном стању или између резонантних стања. Сложен језгро са овог побуђеног стања може да се деексцитује директном емисијом гама кванта на основни ниво, или путем гама каскада, које могу да садрже два, три или више емитованих гама кваната приликом преласка на основни ниво. На слици 1.4 приказан је случај када језгро до основног стања или неког од нископобуђених стања долази емисијом два гама кванта. Потребно је напоменути да се у методи двоструких гама каскада, која је коришћена у докторату, проучавају деексцитације језгра путем емисије два гама кванта не само на основни ниво, него и када се након

емисије два гама кванта, језгро нађе у неком од нископобуђених стања, што може дати релевантне информације о параметрима језгра. Наравно, ако се језгро након емисије два гама кванта нађе у неком од нискоенергетских стања, потребна је додатна емисија једног, или два гама кванта, како би језгро завршило на основном нивоу. Примарни гама прелази обично резултују деексцитацијом језгра на неки од нискоенергетских нивоа, након чега се секундарним гама прелазима језгро деексцитује на основни ниво или неки од нископобуђених нивоа. Детекција ових гама кваната, који се емитују приликом деексцитације сложеног језгра, потпада под област истраживања ПГАА анализе.

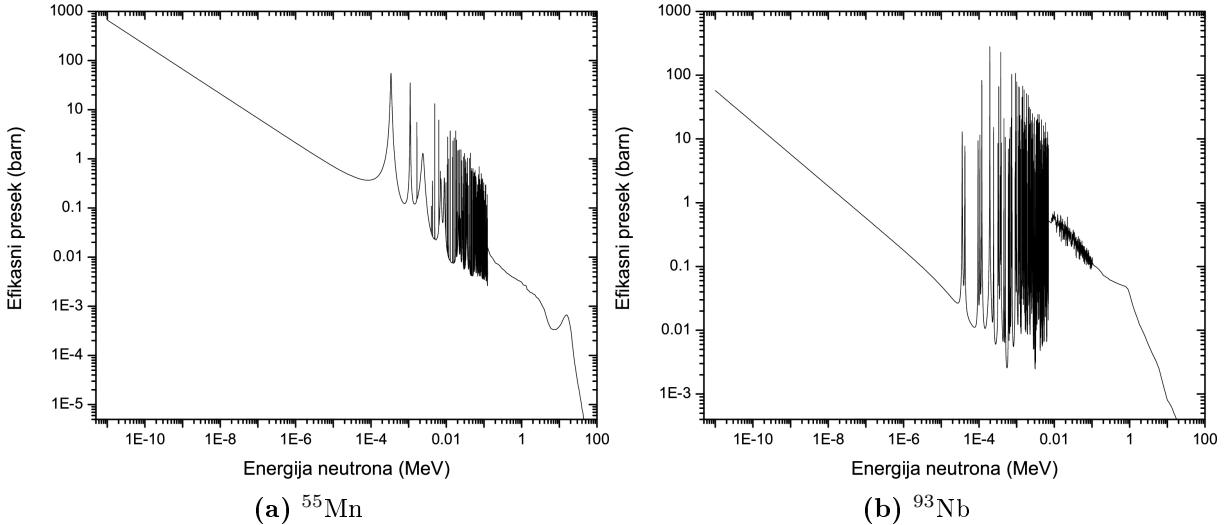
Језгро приликом гама распада може и да дође у ситуацију да се нађе на метастабилном нивоу, чије су вредности спина и парности такве да брза деексцитација на ниже нивое није могућа, те се овај ниво деексцитује тек након некон времена које је значајно дуже од емисије промпних гама кваната. У неким случајевима, овај ниво се деексцитује на основно стање путем интерне конверзије или распадом. У случају распада језгра из метастабилног стања или ситуације када је језгро након емитовања гама кваната и преласка у основно стање радиоактивно, доћи ће до емисије гама кваната у језгру које настаје након распада сложеног језгра. Гама кванти који се емитују у овом случају се називају одложени и потпадају под област проучавања ДГАА анализе.



Слика 1.4: Шематски приказ захвата неутрона и гама распада сложеног језгра, као и одложених гама кваната, уколико је језгро након деексцитације гама квантима нестабилно. Слика прилагођена након преузимања из [81]

За гама спектрометријску анализу захватом неутрона се најчешће користе термални неутрони. Један од разлога је што су флуксеви термалних неутрона који су доступни у истраживачким реакторима далеко већи од флуксева које дају извори брзих неутрона. Примера ради, флукс неутрона на истраживачком реактору у Гархингу износи $5 \cdot 10^{10} \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$, док неутронски генератори који користе (d,t) реакцију за добијање неутрона енергије 14.1 MeV имају максималан флукс од $1 \cdot 10^8 \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Други разлог је што се средњи ефикасни пресек за захват смањује са повећањем енергије неутрона, док се ефикасни пресек за конкурентну реакцију еластичног и, на вишим енергијама неутрона, нееластичног расејања,

повећава. Ефикасни пресеци за захват неутрона на језгра ^{93}Nb и ^{55}Mn су приказани на слици 2.3. Такође, на ниским енергијама неутрона, готово сви захвати неутрона се одвијају путем креирања сложеног језгра, тј. могуће је занемарити допринос директних реакција. Ово као последицу има изотропну емисију гама кваната након захвата неутрона.



Слика 1.5: Ефикасни пресеци за захват неутрона на ^{55}Mn и ^{93}Nb . Подаци преузети из [51].

Иако извори термалних неутрона никада не дају строго моноенергијске неутроне, у литератури се најчешће цитирају вредности ефикасног пресека за термалне неутроне енергије 25 meV. За језгра ^{93}Nb и ^{55}Mn , ове вредности износе 1.15 и 13.36 barn.

Већина експеримената која се бави проучавањем гама кваната у основи припада области чисте гама спектроскопије, тј. мерења енергија и интензитета гама кваната емитованих након захвата неутрона [16]. Ове вредности се након тога користе за истраживање особина језгра, попут шеме гама распада и спинова нивоа, приликом чега се примењују различите методе за обраду података. Једна од основних експерименталних техника је директно мерење гама кваната који се емитују након распада језгра које настаје након захвата неутрона на језгру мети. Ова мерења се углавном врше тако што се мета постави у сноп термалних неутрона који излазе из неутронских водича, при чему се емитовани гама квanti детектују гама спектрометром, који је у последње време најчешће HPGe детектор око којег се ставља одговарајућа заштита у циљу редукције фонског зрачења.

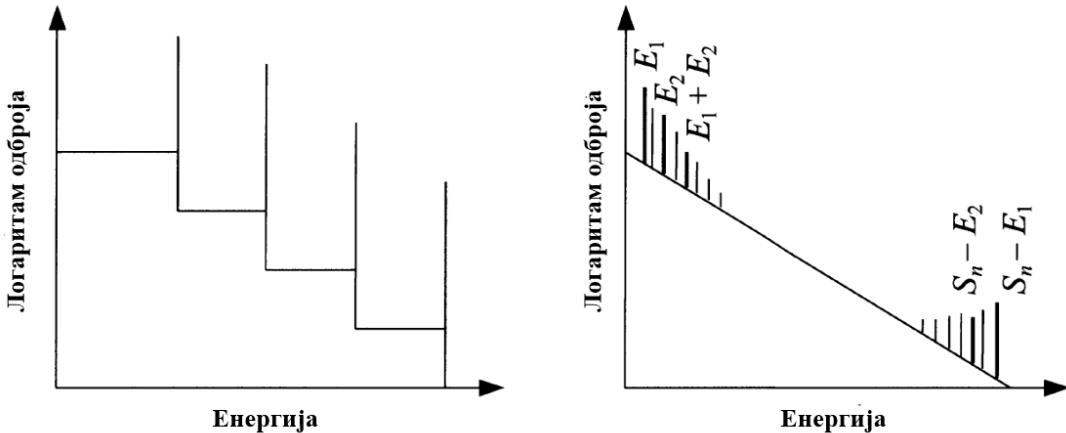
Друга, често коришћена, експериментална техника је мерење апсолутних интензитета и ефикасног пресека за захват [16]. Ово мерење може бити извршено на различите начине. Уколико су познати и број захвата у секунди у језгру мети као и апсолутна ефикасност детектора, могуће је израчунати апсолутне интензитете преко одброја различитих гама кваната. Овај метод је компликован услед зависности процене брзине захвата од познавања дистрибуције неутронског флуksа (просторне и енергијске) у околини мете. Апсолутни интензитети гама кваната који се емитују након распада могу бити одређени поређењем њиховог одброја у спектру са одбојем гама кваната познатог интензитета, који се емитује након распада сложеног језгра, уколико је језгро које настаје захватом неутрона радиоактивно. Ова техника захтева познавање функције релативне ефикасности спектрометра који се користи, као и апсолутног интензитета референтног гама кванта, али не захтева прецизно познавање неутронског флуksа у околини језгра мете као ни апсолутне ефикасности детектора. Уколико не постоје адекватни референтни гама квanti, мерење се може извршити мешањем материјала мете са познатом количином материјала који или емитује

одговарајући гама квант путем распада или емитује гама квант, чији је апсолутни интензитет познат, након захвата неутрона. Тада, уколико су добро познати ефикасни пресеци за захват неутрона, је могуће одредити апсолутне интензитеете гама кваната који се испитују поређењем њихових интензитета са интензитетом референтног гама кванта.

Гама-гама коинцидентне технике [82] и технике угаоних корелација се такође могу применити коришћењем реакторских неутрона. У овим техникама се неутронски сноп и мета могу користити за проучавање коинциденција између каскадних гама кваната. Најчешће коришћени детектори за ове технике су HPGe детектори високе резолуције. Приликом проучавања коинцидентних мерења, неопходно је имати два или више спектрометара. Доња граница интензитета који се могу мерити овим техникама зависи од фонског зрачења присутног у експерименту. Као што је поменуто раније, за s -таласни неутронски захват, својим зрачењем се емитује изотропно у односу на правца упадних неутрона. Међутим, угаоне корелације између сукцесивних каскада гама прелаза у општем случају нису изотропне и могу се проучавати променом угла између детектора. Ово мерење може да да податке о мултиполности каскадних гама кваната. Додавањем додатног детектора, ова техника може бити проширена на поларизационо-просторне корелације каскадних гама кваната, што омогућава одређивање промене парности приликом гама прелаза.

1.4.2 Општи изглед гама спектара емитованих након захвата термалних неутрона

Број гама кваната који се емитује након неутронског захвата зависи од броја стања испод енергије захвата неутрона на којима могу да се одиграју прелази. У најлакшем сложеном језгру, ${}^2\text{H}$, постоји само једно такво стање, основно стање. Приликом деексцитације на основно стање емитује се гама квант енергије 2.227 MeV. Дакле, спектар који се емитује након захвата садржи само једну гама линију. Како се повећава масени број језгра, тако расте и број потенцијалних нивоа за деексцитацију и спектри тешких језгара су углавном веома комплексни [34].



Слика 1.6: Типичан изглед промптног гама спектра за лака (лево) и тешка језгра (десно). Слика преузета из [34].

Захват неутрона производи комплексније спектре ако приликом захвата настаје непарно-непарно језгро, у односу на спектре суседних парно-непарних или парно-парних језгра [34, 83]. На ниским масеним бројевима, снажни гама квanti који се емитују деексцитацијом сложеног језгра се налазе на високоенергијском делу спектра. Како спектар постаје

сложенији, у тежим језгрима се центроида спектра помера ка нижим енергијама. За тежа језгра, многи пикови се преклапају те се релативно мали број карактеристичних врхова који су енергијски разрешени налази на нискоенергетским и високоенергетским крајевима спектра. Пикови у спектру који се налазе на високим енергијама углавном представљају примарне гаме прелазе који се врше са енергије захвата неутрона на неки од нископобуђених нивоа, док енергетски разрешени врхови на ниским енергијама представљају прелазе на основни ниво са нископобуђених стања, као и прелазе између два различита нископобуђена стања. Овакав изглед спектра је карактеристичан за сва тежа језгра и пример ове структуре, као и структуре карактеристичне за лака језгра, се може видети на слици 1.6.

1.4.3 Детекторски системи и заштита

Детекторски системи

Основни део било ког система за детекцију промпних гама кваната који настају након захвата термалних неутрона представља детектор гама кваната, који конвертује енергију гама кванта у електронски сигнал. Сам гама детектор је део гама спектрометра, који се састоји од додатних јединица које служе за појачавање, обликовање, дигитализацију и чување ових сигнала. Гама квант остављају енергију у детектору путем три ефекта [1]:

1. фотоелектрична апсорпција - гама квант предаје сву своју енергију електрону који је чврсто везан у атому (ослобођени електрон потом прави парове електрон-шупљина у полуправодничким материјалима и јонске парове у осталим материјалима);
2. Комптоново расејање - гама квант предаје део своје енергије електрону, у зависности од угла расејања (електрон врши јонизацију, а гама квант који однесе преосталу енергију може да се поново расеје или доживи фотоелектричну апсорпцију);
3. производња парова - гама квант високе енергије (барем 1024 MeV) ствара електронско-позитронски пар, који врши јонизацију или стварање пара електрон-шупљина (након термализације, позитрон се анихилира са електроном, приликом чега се емитују два гама кванта).

У неутронској активационој анализи гама квanti од интереса се налазе у широком енергијском опсегу који се простире од скоро 0 па до максималних 12 MeV . За практичне сврхе, постоје два детектора која могу да врше ефикасну детекцију гама кваната у целом поменутом енергијском опсегу: сцинтилациони детектори и HPGe детектори. Сцинтилациони детектори имају лошије карактеристике, али своју примену налазе у индустрији, јер имају бољу издржљивост, отпорност на вибрације и ударце, једноставни су за коришћење и могу да се користе у широком опсегу температура, влажности и притисака [84].

За осетљивију анализу гама кваната насталих након захвата неутрона, која је неопходна за фундаментална истраживања, најчешће се користе HPGe детектори, који представљају најзначајније детекторе у области гама спектрометрије. Највећа предност HPGe детектора је њихова одлична енергијска резолуција, која је последица чињенице да је енергија потребна за стварање пара електрон-шупљина реда величине неколико eV. Ова чињеница омогућава раздвајање врхова од гама линија које се емитују у ниско- и високоенергетском делу гама спектара прикупљених након захвата, где број линија може бити толики да код детектора слабије резолуције долази до преклапања линија, приликом чега се отежава спектрометријска анализа.

Заштита

Приликом детекције гама кваната у експериментима у овом раду, осим гама кваната који потичу од неутронског захвата, појављују се и гама квант који потичу из других извора и који представљају сметњу приликом мерења. Због тога, познавање ових извора зрачења, које се назива фонским, је веома битно у гама спектрометријским мерењима [85].

Фонско зрачење у мерењима у којима се користе неутронски спонови, као што су она извршена у овом раду, се могу поделити у две категорије на основу порекла. Прва компонента је собно фонско зрачење, које је увек присутно на месту мерења. Ово зрачење примарно потиче од природних радиоактивних низова (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U) и ^{40}K . Ови нуклиди се налазе у материјалима од којих су направљене зграде у којима се врши мерење. Такође, унутар спектра могу да се нађу додатни пикови од гама кваната (и X-зрака) који потичу од континуалне активације и ексцитације материјала заштите, структурних материјала, као и самог HPGe детектора од стране космичког зрачења [85].

Друга компонента представља фон који се јавља када је неутронски спон укључен (фон спона). Чак и без присуства мете, неутронски спон повећава фонско зрачење неколико пута у односу на чисто собно фонско зрачење. Овај допринос фонском спектру потиче од расејања спона на колиматорима, прозорима неутронских водича и материјалима који служе за заустављање спона [34].

Заштита од гама кваната се у експериментима ове врсте углавном решава, до неке мере, оловном заштитом дебљине неколико центиметара, која се поставља око детектора, чиме се смањује флукс фонског гама зрачења. Мимо заштите од фонског гама зрачења, неопходно је детекторски систем заштитити и од самих неутрона који могу путем расејања да дођу унутар активне запремине детектора и врше активацију језгра детектора, да интерагују са материјалима у непосредној околини детектора, као и да доведу до оштећења детектора.

Идеалан материјал за заштиту неутрона би требало да апсорбује неутроне свих енергија на кратком растојању без производње додатних гама кваната или производње резидуалне активности материјала који се активирају приликом интеракције са неутронима. У пракси се примарно користе три апсорбера (^{10}B , ^{7}Li и ^{113}Cd) од којих сваки има одређене предности и недостатке и чији се избор за конкретан експеримент врши на основу карактеристика самог експеримента [34]. За потребе експеримената коришћених у овом раду, најбитнији су ^{10}B и ^{7}Li .

^{10}B има висок ефикасни пресек за захват термалних неутрона и енергија неутронског захвата од 2.8 MeV углавном бива однешена преко алфа честице и узмака језгра потомка ^{7}Li . Проблем код ове заштите је што 94% апсорбованих неутрона призводи гама квант енергије 478 keV. Погодна чињеница је да слој олова дебљине 4 mm смањује интензитет овог зрачења на половину [34].

Коришћењем ^{7}Li , не долази до стварања гама кваната, али високо енергетска језгра трицијума производе секундарне неутроне високих енергија приликом интеракције са лаким елементима, попут O, F или чак и самим Li путем (t,n) реакције. Принос ових реакција је око 10^{-4} брзих неутрона по једном термалном неутрону. До овог процеса долази и приликом интеракције алфа честица из ^{10}B заштите, али је, услед веће Кулонове баријере за (α,n) реакцију, овај ефекат за два реда величине мањи од ефекта у ^{7}Li [34].

1.4.4 Процена неутронског спектра током гама спектроскопских мерења

Познавање неутронског спектра на позицији детектора у експерименту се заснива на коришћењу неутронских спектрометара на позицији експеримента што омогућава како процену брзине нуклеарне реакције у експерименту, тако и процену неутронског фона који ће бити присутан у експерименту. Проблем познавања неутронског спектра се јавља у истраживач-

ким институцијама које не поседују неутронске спектрометре и нису у стању да директним мерењем одреде спектар неутрона који је присутан током експеримента. Ово се не односи само на експерименте који користе реакторске неутроне за истраживање (мада они углавном поседују адекватне неутронске спектрометре), већ и на експерименте који не користе неутронски сноп, а у којима неутрони примарно потичу од интеракције миона из космичког зрачења са материјалима заштите. Како би се проценио фон који потиче од неутрона, потребно је дефинисати метод који је у стању да да процену неутронског снопа без примене неутронских спектрометара. Један такав метод је развијен и у овом раду [45]. Метод се заснива на чињеници да неутрони интерагују са језгрима германијума у детектору приликом чега долази до (n,n') и (n,γ) реакције. Мерењем интензитета деексцитација које настају приликом интеракције неутрона са језгрима германијума и примене *unfolding* процедуре [86] процењен је спектар неутрона који се налазио на позицији детектора, а потиче од интеракције космичких миона са оловном заштитом.

Теоријски увод

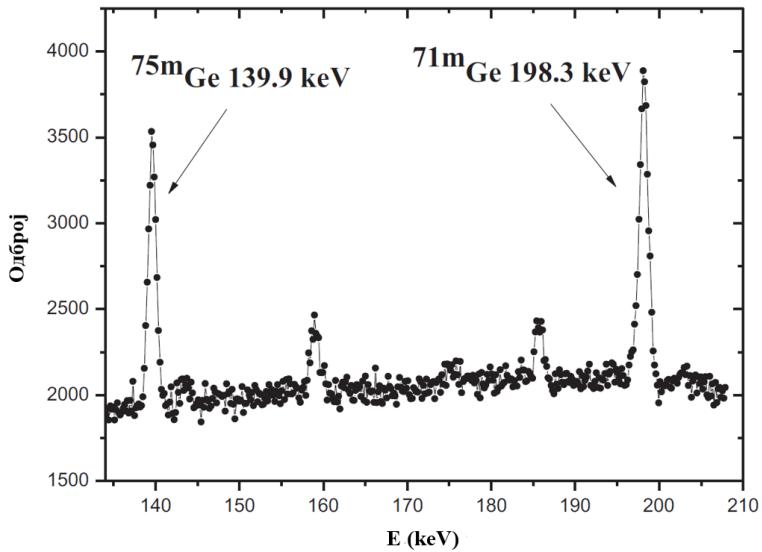
Неутронске интеракције са HPGe детектором и околним материјалима, путем реакција захвата и расејања, производе гама активност која се детектује у експериментима [87]. Како ова активност представља један од примарних извора фона, анализа неутронског присуства је важна за неутронску активациону анализу, као и нискофонске експерименте [88]. Анализирање неутронских интеракција са германијумским детекторима је извршено у великом броју радова [87–102]. Међутим, одређивање неутронског спектра унутар HPGe детектора током гама спектроскопских мерења је и даље проблем који је неопходно решити [103–105]. За потребе овог рада, искоришћене су *unfolding* методе које се иначе користе у неутронској активационој анализи [106]. Примена ових метода се заснива на чињеници да је активност индукована неутронима у случају активираног радионуклида k , пропорционална производу ефикасног пресека за производњу радионуклида и неутронског флукса:

$$A_k = \sum_{n=1} \sigma_{ik} \Phi_i; i = 1, 2 \dots c; k = 1, 2 \dots m \quad (1.4)$$

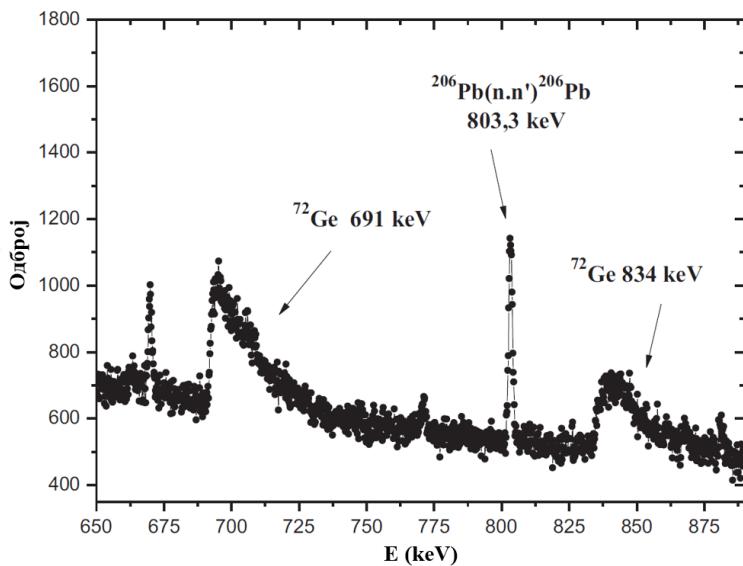
где су σ_{ik} вредности функције ефикасности, а Φ_i је неутронски флукс за одређени опсег енергије E_i . Индекс k врши сумирање преко броја коришћених радионуклида, док максимална вредност индекса i , c , представља број енергетских интервала у неутронском спектру и функцији ефикасног пресека. У овом раду, A_k представља активност изотопа германијума индуковану различитим неутронским реакцијама, док су подаци о ефикасним пресецима σ_{ik} за реакције од интереса преузети из ENDF базе података [51]. Применом *unfolding* процедуре и ових података одређен је неутронски спектар на позицији Ge детектора. Потребно је нагласити да је овај приступ другачији од приступа из ранијих анализа [103–105], које се заснивају на анализи функције одзива детектора за одређене неутронске индуковане пикове путем Монте Карло симулација. Нови метод за одређивање неутронског спектра је у овом раду тестиран моделирањем фонског неутронског спектра током гама спектроскопских мерења са HPGe детекторима у лабораторији за испитивање радиоактивности узорака и дозе јонизујућег и нејонизујућег зрачења на Природно-математичком факултету у Новом Саду [97, 107]. Неутрони у овој лабораторији примарно потичу од мионских захвата на језгрима олова од којих је направљена пасивна заштита за детектор [97]. За *unfolding* процедуру коришћен је GRAVEL алгоритам [86, 108].

Мерење гама активности индуковане неутронима

За мерење гама активности индуковане неутронима, коришћен је HPGe детектор релативне ефикасности 100% и активне запремине 380 cm^3 . Пасивна заштита детектора је била од олова тежине 1633 kg и дебљине 15 cm. Експериментални подаци су прикупљени снимањем фонских спектара током 5886293 s (~68 дана), у циљу добијања задовољавајуће статистике детектованих гама кваната, који се стварају услед интеракције неутрона са језгрима германијума. На сликама 1.7 и 1.8 приказани су делови прикупљених спектара са карактеристичним гама пиковима индукованим неутронима [97, 109]. Идентификовани Ge гама пикови, њихово порекло и детектовани интензитети су представљени у табели 1.4. Гама пикови са задовољавајућом статистиком су изабрани за анализу [97, 104].



Слика 1.7: Нискоенергијски део спектра са гама пиковима индукованим од стране неутрона прикупљеног HPGe детектором у оловној заштити.



Слика 1.8: Део спектра са $\text{Ge}(n,n')$ гама пиковима индукованим од стране неутрона прикупљеног HPGe детектором у оловној заштити.

Табела 1.4: Опште информације о детектованим гама пиковима и одговарајуће брзине бројања.

Енергија (keV)	Нуклид	Реакција	Брзина бројања (s^{-1})
66.7	^{73m}Ge	$^{72}\text{Ge}(\text{n},\gamma)^{73m}\text{Ge}$	2.10(12)
		$^{74}\text{Ge}(\text{n},2\text{n})^{73m}\text{Ge}$	
139.9	^{75m}Ge	$^{74}\text{Ge}(\text{n},\gamma)^{75m}\text{Ge}$	1.77(11)
		$^{76}\text{Ge}(\text{n},2\text{n})^{75m}\text{Ge}$	
198.3	^{71m}Ge	$^{70}\text{Ge}(\text{n},\gamma)^{71m}\text{Ge}$	2.43(11)
		$^{72}\text{Ge}(\text{n},2\text{n})^{71m}\text{Ge}$	
		$^{73}\text{Ge}(\text{n},3\text{n})^{71m}\text{Ge}$	
562.8	^{76}Ge	$^{76}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')^{76}\text{Ge}$	2.51(22)
691.3	^{72}Ge	$^{76}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')^{76}\text{Ge}$	6.67(21)

Интензитети стандардних пикова Гаусијанског облика (66.7 keV, 139 keV и 198.3 keV) су одређени коришћењем GENIE2000 софтвера. За одређивање интензитета асиметричних $\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$ пикова енергија 562.8 keV и 691.0 keV коришћена је функција [90, 109]:

$$C(E) = a_0 E F R C \left[-\frac{E - E_0}{\sigma_0} \right] \cdot \exp \left[-\frac{E - E_0}{\Delta} \right] + \sum_{i=1}^n a_i \cdot \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_i^2} (E - E_i)^2 \right] + F \quad (1.5)$$

Први члан у горњој једначини представља интензитет $\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$ пика. У другом члану, израз испод суме представља Гаусову функцију која одговара симетричним гама пиковима које се могу наћи у региону од интереса. Ови пикови могу да буду $\text{Ge}(\text{n},\gamma)$ гама пикови или неки други пикови који потичу од фоне. Параметар F се односи на фонски континуум који је овде описан линеарном функцијом. Параметри фита су: a_0 , a_i , E_0 , E_i , σ_0 , σ_i и Δ . E_0 и E_i одговарају енергијама детектованих гама пикова; a_0 и a_i представљају максималне амплитуде ових пикова; σ_0 и σ_i су одређене пуном ширином на половини висине (FWHM) и одговарају енергијској резолуцији детектора. Параметар Δ описује експоненцијални реп $\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$ пикова. Први корак приликом фитовања података је подешавање нивоа фонског континуума. Квалитет резултата добијених фитовањем $\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$ пика зависи од енергијског региона одабраног за фит, као што је показано у [90]. Следећи корак је подешавање региона за фитовање за одабрани асиметрични пик. Различите вредности фонског континуума и енергијског региона су тестиране у циљу добијања χ^2/NDF вредности што ближе јединици. Фитовање је обављено помоћу ROOT софтвера за обраду података [110]. На основу израчунатих интензитета, активност за производњу одређеног Ge изотопа по атому природног германијума је рачуната као [97, 104]:

$$A_k = \frac{C \cdot M}{t \cdot p \cdot (\epsilon + \alpha) \cdot m \cdot N_a} \quad (1.6)$$

где је C одброј испод пика, t време мерења, p је вероватноћа емисије гама зрака [111], α је конверзиони коефицијент [112], ϵ је ефикасност врха пуне апсорпције (израчуната коришћењем GEANT4 софтвера [97, 113]), M је моларна маса германијума, m је маса германијумског кристала, а N_a је Авогадрова константа. Вредности за активност A_k , које су добијене на овај начин су приказане у табели 1.5.

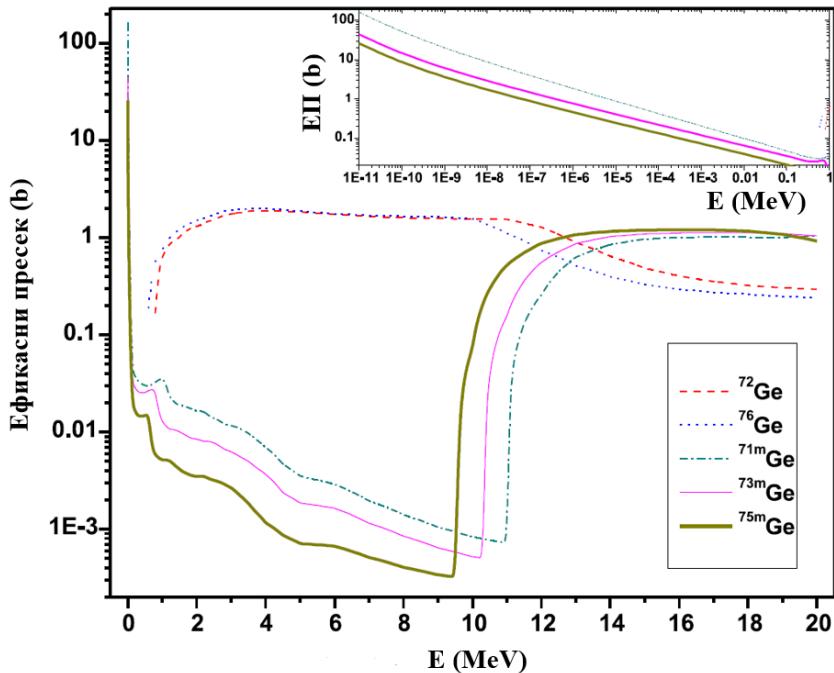
Ефикасни пресеци и *a priori* спектар

Ефикасни пресеци за производњу Ge изотопа су добијени сумирањем ефикасних пресека за различите неутронске реакције, што је приказано у табели 1.4. Ефикасни пресеци за

Табела 1.5: Активности германијумских изотопа

Изотоп	$A_k (10^{-24} \text{ Bq/атому})$
^{71m}Ge	0.173(9)
^{73m}Ge	0.095(7)
^{75m}Ge	0.118(9)
^{72}Ge	0.398(13)
^{76}Ge	0.44(4)

неутронске реакције су преузети из ENDF базе података (ENDF/B-VII.1) [51], као што је представљено на слици 1.9. За примену *unfolding* процедуре, ефикасни пресеци су подељени у 200 енергијских опсега од 0 до 20 MeV, јер алгоритам није у могућности да ради са континуалним функцијама, већ само са усредњеним вредностима за одређен број енергијских интервала.



Слика 1.9: Ефикасни пресеци за производњу германијумских изотопа путем неутронских реакција са увећаним нискоенергијским регионом.

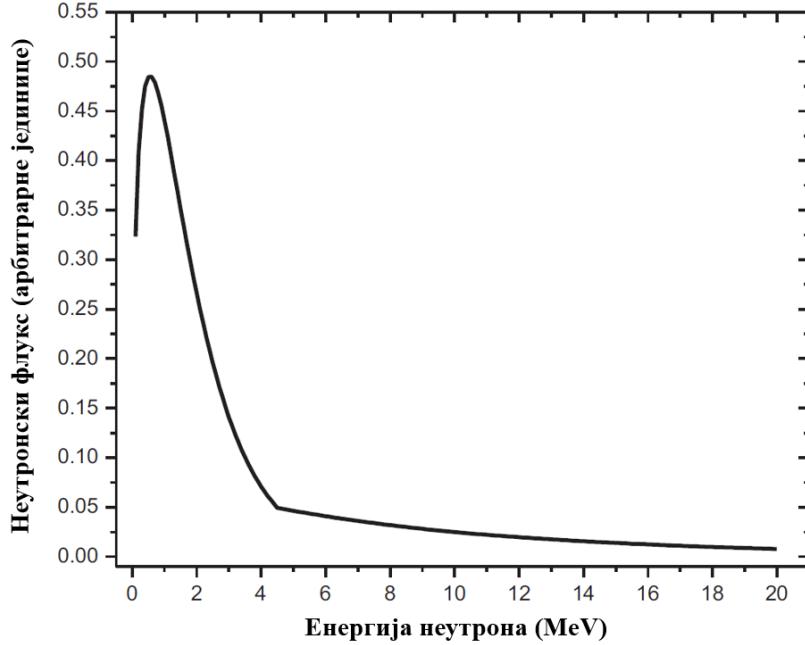
A priori неутронски спектар се користи као полазна тачка за *unfolding* процедуре како би се добио финални спектар. Овај спектар се конструише тако што се користе све информације о неутронском спектру које су доступне експериментатору. Главни извори фонских неутрона су спонтана фисија U и Th, (α, n) реакције као и космички зраци [87]. У лабораторијама које се налазе на земљи или су плитко укопане, највећи број неутрона потиче од мионских интеракција са материјалима заштите високог редног броја [97]. Како је ово случај и у мерењима у овом раду, за почетни спектар је коришћена емпириска једначина доступна у [114] за општи облик неутронског спектра. За енергије неутрона између 1 MeV и 4 MeV, спектар је описан као

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} e^{-E/\Theta} \quad (1.7)$$

где је E енергија неутрона а Θ ефективна нуклеарна температура чија је вредност 1.22 MeV. За неутронски спектар изнад 4 MeV коришћена је следећа зависност:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto e^{-E/E_d} \quad (1.8)$$

где је E_d параметар који за енергијски опсег од 4.5-10 MeV има вредност 8 ± 1 MeV, а за опсег од 10-50 MeV има вредност 8.6 ± 0.5 MeV. Почетни спектар коришћен у овом раду је приказан на слици 1.10.



Слика 1.10: Почетни неутронски спектар коришћен у анализи.

Резултати

GRAVEL алгоритам [86] је итеративни алгоритам који почиње почетним спектром, који се модификује након сваког корака итерације до најбољег слагања са експерименталним резултатима. Уколико се посматра J -та итерација неутронског спектра (Φ_i^J , за енергијски опсег E_i), следећи итеративни корак, Φ_i^{J+1} се рачуна као:

$$\Phi_i^{J+1} = \Phi_i^J \cdot f(A_k, \epsilon_k, \sigma_{ki}, \Phi_i^J) \quad (1.9)$$

Функција f се рачуна на следећи начин:

$$f = \exp\left(\frac{\sum_k W_{ik}^J \log\left(\frac{A_k}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J}\right)}{\sum_k W_{ik}^J}\right), \quad W_{ik}^J = \frac{\sigma_{ki} \cdot \Phi_i^J}{\sum_i \sigma_{ki} \cdot \Phi_i^J} \frac{A_k^2}{\epsilon_k^2} \quad (1.10)$$

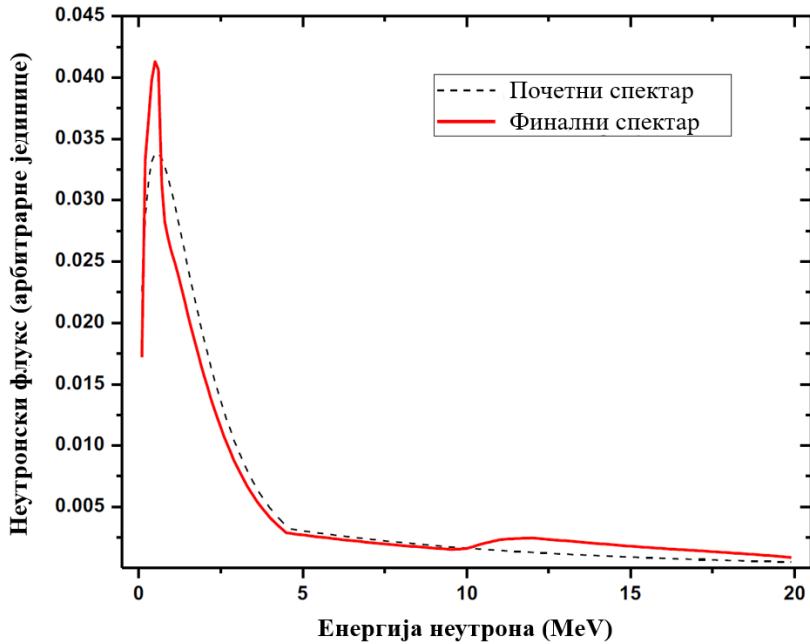
где је W_{ik}^J тежински фактор, A_k је измерена активност, ϵ_k је несигурност мерења, а σ_{ki} су ефикасни пресеци за производњу k -тог изотопа у енергијском региону E_i . Након сваке итерације проверава се вредност параметра χ^2 по степенима слободе n (једнак броју коришћених радионуклида):

$$\chi^2/n = \frac{1}{n} \sum_k^n \frac{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i - A_k}{\epsilon_k} \quad (1.11)$$

Табела 1.6: Односи између израчунатих A_c и измерених A_m активности.

Радионуклид	почетна вредност $\frac{A_c - A_m}{A_m}$	крајња вредност $\frac{A_c - A_m}{A_m}$
^{73m}Ge	-0.16197	0.07832
^{71m}Ge	0.04694	0.02852
^{75m}Ge	-0.42702	-0.15732
^{72}Ge	0.04293	0.00726
^{76}Ge	0.03737	0.02377
S	0.053506	0.008079

Итеративни процес се завршава када је за одређени итеративни корак $\chi^2/n \approx 1$. Добијени неутронски спектар је приказан на слици 1.11, заједно са почетним спектром.



Слика 1.11: Финални спектар добијен применом GRAVEL алгоритма и почетни спектар. Оба су нормирана на јединицу.

Како би се верификовали добијени резултати, активност A_c је израчуната за почетни и крајњи спектар неутрона и упоређена са експерименталним вредностима A_m у табели 1.6. Сума квадрата одступања, S , је израчуната као:

$$S = \frac{1}{p-1} \sum_{i=1}^k \left(\frac{A_{ci} - A_{mi}}{A_{mi}} \right)^2 \quad (1.12)$$

где је p број изотопа германијума (у овом раду $p = 5$). Подаци из табеле 1.6 показују да се коришћењем *unfolding* процедуре добија спектар који боље описује експерименталне податке од почетног спектра. У поређењу са почетним спектром, финални је померен ка низшим енергијама. Разлог за ово може бити промена енергије неутрона путем расејања у околним материјалима.

Добијени резултати показују да би техника презентована у овом раду могла дати корисне информације о неутронском спектру приликом мерења са Ge детекторима. Такође, ова мерења могу бити добра основа за будућа истраживања. За будуће анализе неопходно

је узети у обзир неколико ствари у циљу добијања квалитетнијих резултата. Болја статистика мерења, на пример, би значајно смањила грешке мерених активности. Експерименти са различитим неутронским пољима су такође пожељни за додатно тестирање методе. Коришћење различитих алгоритама за *unfolding* је такође пожељно, јер је установљено да постоје девијације у резултатима добијеним коришћењем различитих *unfolding* алгоритама. Након свих ових поправки, метод презентован у овом раду би могао да буде коришћен као стандард за процену неутронског спектра током гама спектроскопских мерења са Ge детекторима.

Глава 2

Параметри структуре атомског језгра

Атомска језгра представљају различите конфигурације протона и неутрона који су везани јаком интеракцијом и која чине цео свет око нас. Протони и неутрони се и сами сastoје од још фундаменталнијих кваркова и глуона чије је понашање дефинисано квантном хромодинамиком, која представља фундаменталну теорију јаке интеракције, при чему је облик јаке интеракције између протона и неутрона (нуклеарна сила) аналоган Ван дер Валсовим силама код електромагнетне интеракције. Облик ове сile није тачно познат, што значајно отежава егзактно описивање атомског језгра. Други фактор који доприноси овом проблему потиче од броја конституената истог. Језгра (осим најједноставнијих система, попут језгра водоника које се сastoји од једног протона) садрже превелик број конституената да би теоријски могла бити третирана егзактно, а са друге стране садржи премали број конституената да би ефекти коначности могли бити занемарени, као на пример у случају монокристалне структуре и других система где је број конституената довољно велик да се ови ефекти могу занемарити, или узети у обзир у виду мањих корекција.

2.1 Преглед модела атомског језгра

Открићем неутрона 1932. започиње модерно доба истраживања структуре атомског језгра. Овим открићем комплетирано је знање о основним конституентима језгра: протонима и неутронима. Убрзо након овог открића, развијен је први нуклеарни модел који је заснован на претпостављеној краткодометној јакој интеракцији између неутрона - модел течне капи [9, 10]. Идеја колективног понашања конституената језгра се показала као врло корисна приликом објашњавања битних особина језгра, од којих је вероватно највећи успех био могућност модела течне капи да објасни процес фисије. Овај модел, и његове касније модификације, поседују три главне предности [4]:

1. модел је у стању да објасни енергију везе аналогно са везивањем честица у екстремно малим капима течности;
2. модел може да објасни чињеницу да величина језгра у великој мери зависи од броја протона и неутрона унутар њега, имплицирајући да се атомско језгро понаша као да се сastoји од честица од којих свака заузима константну запремину;
3. Аналогија са капи течности може да објасни одређена вибрационана стања атомског језгра, као и распад атомског језгра услед ових вибрационих побуда у процесу фисије.

Иако је успех овог модела био непобитан, временом је уочено да у атомском језгру постоје одговарајуће субструктуре. Установљено је да одређена лака језгра имају необично

високе везивне енергије. Проучавањем оваквих језгара и бројевима протона и неутрона при којима долази до аномалија у везивној енергији у односу на предвиђања модела течне капи, зачета је идеја да унутар језгра можда постоје стабилне конфигурације алфа честица. Такође, рођена је и идеја о затвореним љускама које формирају протони и неутрони за одређене вредности њиховог броја у језгру, такозваних магичних бројева. Модел алфа честица [115, 116], који је претпостављао да се језгро састоји од стабилних кластера алфа честица, које су слабо повезане између себе, или између нуклеона, који се не налазе у алфа кластерима, је нашао ограничenu примену за мали број језгара, за које је било могуће предвидети везивне енергије и одређене вредности њихових побуђених стања. Објашњавање уочених скокова у везивној енергији језгара које садрже одређен број неутрона и протона је био експериментални податак који је било потребно објаснити. За ове потребе развијен је модел љусака [7, 8], унутар којег су у раним данима магични бројеви били: 2, 8, 20, 50, 82 и 126. Основна претпоставка модела љусака је била у супротности са основним претпоставкама модела капи. У моделу љусака језгро није густо пакована течност нити агрегат алфа честица, већ је у суштини „гас“ протона и неутрона који се крећу независно једни од других под утицајем централног средњег потенцијала унутар језгра. У раним данима, овај модел је био привлачен услед чињенице да је аналоган орбитирању неутронаoko централног позитивно наелектрисаног језгра. Основна разлика, која значајно компликује било какву дубљу аналогију, се заснива на чињеници да у моделу љусака потенцијал не потиче од централно лоцираног материјалног ентитета, већ да настаје од временски усердњених вредности свих интеракција између нуклеона. За разлику од модела капи, био је у стању да објасни побуђена стања у атомском језгру, а такође је био заснован на квантној механици, која је представљала чврст математички формализам који је обећавао могућност добијања квалитетних информација о атомском језгру.

Један од главних успеха модела љусака је успешно увођење квантномеханичког формализма у теорију атомског језгра. Међутим, што се тиче квантитативних могућности, модел љусака је добро функционисао за објашњавање особина магичних језгара и језгара која се налазе у њиховој близини, док је за остала, посебно за тешка језгра, примена модела била ограничена. Покушаји да се објасне особине ових језгара довео је до развијања колективног модела [4, 11]. У овом моделу нуклеарне особине су приписане површинском кретању које је аналогно кретању код капи течности; дозвољавајући да језгро поприми облике који нису сферни, било је могуће квалитативно објаснити магнетне и квадруполне моменте. Овај модел је био заснован на модификацији модела течне капи коришћењем потенцијала сличном потенцијалу који се користи у моделу љусака. Овај модел је био у стању да предвиди разна вибрациона и ротациона стања која су накнадно експериментално верификована. Модел је назван „уједињени модел“, алудирајући при том на спајање особина модела течне капи и модела љусака, који представљају два фундаментално различита начина посматрања језгра.

Након открића да протон и неутрон не представљају фундаменталне честице, већ да се сastoје од мањих конституената, било је покушаја да се испитивањем понашања кваркова објасне особине атомског језгра [117]. Иако је предложено неколико модела који се заснивају на доприносу кваркова нуклеарној физици, ови модели се до данас нису истакли као водећи за објашњавање особина атомског језгра. Међу експериментаторима који проучавају особине језгра, опште је прихваћено да је за проучавање нискоенергетских особина атомског језгра укључивање субнуклеарних параметара непотребно.

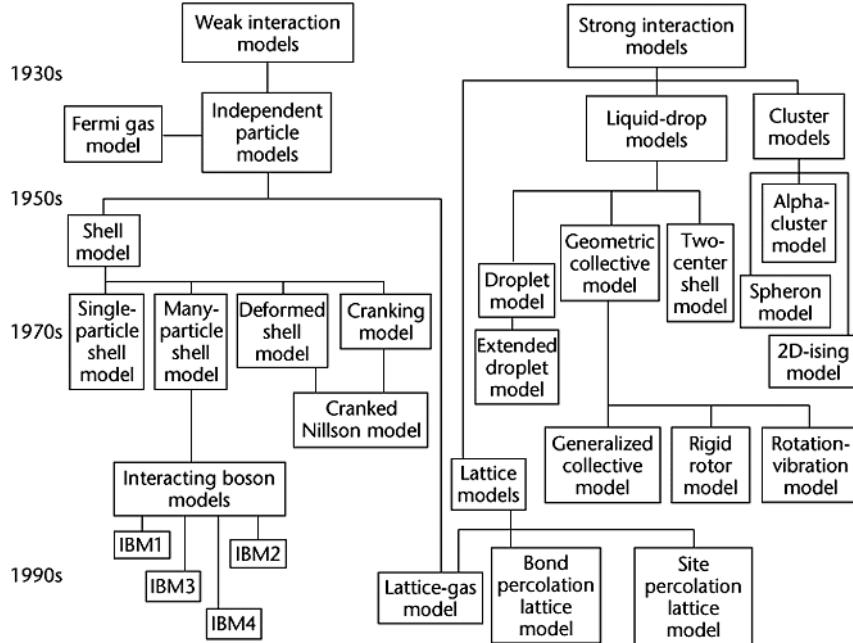
Данас је у употреби преко 30 различитих модела језгра који се користе за проучавање различитих особина језгра. Концептуалном поделом модела језгара добијају се три дистинктне категорије:

1. микроскопски модели, који се заснивају на принципу протона и неутрона као незави-

сних честица унутар језгра. Главни представник ове групе модела је модел љусака;

2. колективни модели, који се заснивају на идејама модела течне капи. У овој групи главни представници су модел течне капи и модел Ферми гаса;
3. мешовити модели, који покушавају да споје претходне две области комбинацијом одговарајућих делова из микроскопских и колективних модела у целину.

На слици 2.1 приказан је кратак преглед развоја модела атомског језгра од 30-их година прошлог века до почетка 21. века [118].



Слика 2.1: Кратак преглед еволуције модела језгра до почетка 21. века. Већина модела је и данас у мањој или већој употреби, у зависности од особина језгра које се проучавају. Слика преузета из [118].

Модел који је од значаја за овај рад је модел интерагујућих бозона (IBM - Interacting boson model) [119], који је дефинисан 1977 [120] и заснива се на специјалној природи честиčних корелација у језгру. Наиме, ако се посматра резидуална интеракција између две идентичне честице, она је снажна (≈ 1.5 MeV) и привлачна када се две честице спаре тако да им је угаони момент $J = 0$, умерено снажна (≈ 0.5 MeV) и привлачна када су две честице у конфигурацији у којој је $J = 2$, и мала или одбојна за веће вредности J . Ова чињеница се узима у обзир увођењем Куперових парова (који потичу из суперпроводности) у језгро. Третирање ових парова као честица бозонског типа представља основ модела интерагујућих бозона [121]. Модел има три основна подтипа: IBM-1, IBM-2 и IBFM (Interacting boson-fermion model).

IBM-1 је модел који се користи за парно-парно језгра у којима су основни конституенти парови нуклеона који се третирају као бозони, при чему се протони и неутрони не разликују. IBM-2 исто служи за описивање парно-парних језгара, али се у њему експлицитно уводе посебни степени слободе за протоне и неутроне. У овом моделу основни конституенти језгра су протонски и неутронски парови који се третирају као бозони. IBFM је настао из потребе за описивањем непарно-непарних и парно-непарних језгара. У овом моделу, барем

једна честица није упарена и мора се разматрати ситуација у којој у исто време постоје колективни степени слободе бозонских парова, као и једночестични степени слободе [119].

2.2 Шеме енергетских нивоа и радијациони гама прелази у атомском језгру

Једна од највећих препрека одређивању параметара атомског језгра је непознавање потпуних шема распада истих. Ове шеме су потпуне само за лаке елементе са атомским бројем $Z < 20$. Уколико се посматрају средње тешка и тешка језгра, њихови гама спектри су далеко сложенији и садрже на стотине карактеристичних гама кваната за сваки природни изотоп [34]. За ниске ексцитационе енергије нуклеарни нивои имају дискретну структуру. Ово у пракси значи да, при довољно ниским ексцитационим енергијама, постојећи детекторски системи који имају довољно добру резолуцију могу да раздвоје суседне нивое, тако да је могуће експерименталним путем доћи до дискретне шеме нивоа. Са повећањем ексцитационе енергије, средње растојање између нивоа се смањује, и изнад 1 или 2 MeV, у зависности од тога која је маса језгра које се проучава, експериментално је немогуће раздвојити ова стања [122]. Иако је реално очекивати даљи развој детекторских система, на довољно високим ексцитационим енергијама разлика између два суседна нивоа постаје мања од природне ширине нивоа Γ , тј. долази до преклапања нивоа. Дакле, чак ни у теорији се не може очекивати експериментално раздвајање нивоа на довољно високим енергијама ексцитације. Овај проблем изискује коришћење различитих модела како би се урачунао допринос ових нивоа у шеми распада и како би било могуће одредити параметре структуре атомског језгра. Како би се овај проблем решио, уведени су статистички појмови који омогућавају разумевање нуклеарне структуре, као и реакција које укључују гама прелазе. То су густина нивоа и функција јачине прелаза. Густина нивоа је дефинисана као број нивоа по јединици ексцитационе енергије, док функција јачине прелаза карактерише просечне вредности електромагнетних особина побуђених језгара у функцији од енергије гама кваната.

Детекција гама кваната представља један од основних начина за одређивање шеме распада, која представља гама квант који се еmitују приликом деексцитације језгра, као и за одређивање енергија нуклеарних нивоа побуђених у нуклеарним реакцијама. Енергија гама квант који представља енергијски размак између нивоа са којег је гама квант еmitован и нивоа на којем се језгро нашло након емисије гама кванта. Наравно, енергија гама квант који се еmitује из језгра које мирује увек има нешто мању енергију, што је условљено енергијом узмака језгра, о чему је је било речи у поглављу 2. Такође, уколико до деексцитације гама квантима долази након алфа или бета распада, приликом чега се језгро креће услед енергије узмака добијене након распада, енергија гама квант која се детектује може бити мања или већа услед Доплеровог ефекта. Иако ови ефекти утичу на детектовану енергију гама квант, највећа грешка приликом директне детекције гама кванта потиче од детекторског система, чак и у случају детектора високе резолуције, попут HPGe детектора. Ова грешка је неколико редова величине већа од ефеката узмака језгра и Доплеровог ефекта [1, 123].

Анализирање енергија гама кваната је почетна тачка за конструкцију шеме нивоа. Уколико је шема нивоа једноставна, као у случају лаких језгара, могуће је једнозначно одредити енергије нивоа на основу детектованих гама прелаза чак и коришћењем детектора слабије резолуције. Како број нивоа и еmitованих гама кваната расте, ова анализа постаје компликованија и потребне су прецизније и тачније измерене вредности енергије гама кваната како би одређивање енергија нивоа било могуће [34].

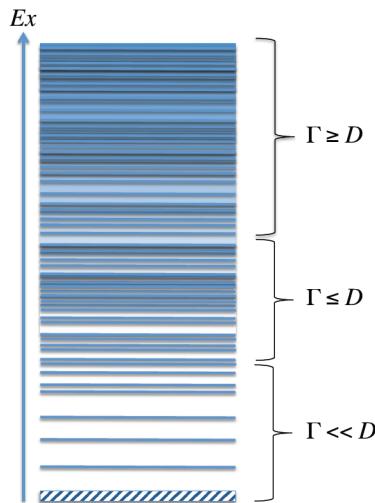
Одређивање интензитета прелаза у шеми распада је такође користан показатељ да ли су правилно одређене енергије нивоа и енергије гама прелаза. Уколико се посматра један ниво, неопходно је да сума интензитета прелаза са тог нивоа на нивое ниже енергије буде једнака

суми свих интензитета прелаза који, након деексцитације са виших нивоа од посматраног, остављају језгро на нивоу који се посматра. Такође, спинови и парности нивоа мораји бити конзистентни са експерименталним подацима.

2.3 Функција густине нивоа атомског језгра

Нуклеарне ексцитације се могу поделити у три региона у зависности од ширине гама линије Γ и средњег енергетског размака између нивоа D . Први регион је дискретни регион у којем је са садашњим детекторским системима могуће извршити „пребројавање“ нивоа. Квазиконтинуални регион је регион у којем се нивои и даље могу раздвојити у индивидуалне нивоје, али је могућност раздвања лимитирана резолуцијом модерних детектора. У континуалном региону, као што је раније речено, долази до преклапања нивоа. Неопходно је поменути, да границе између дискретног и континуалног региона у многоме зависе од реакција које се користе за испитивање језгра, као и од коришћених детекторских система и експерименталних услова.

За одређивање густине нивоа у језгру данас постоје разноврсне експерименталне технике. Најочигледнији метод за коришћење унутар дискретног региона са слике 2.2 је пребројавање нивоа ΔN унутар интервала енергије ΔE , одакле се густина нивоа може израчунати као $\rho(E) = \Delta N / \Delta E$. Овај метод захтева познавање свих нивоа унутар дискретног региона.



Слика 2.2: Шематски приказ дискретне, квазиконтинуалне и континуалне области густине нивоа. Слика преузета из [124].

Унутар квазиконтинуалног и континуалног региона, неопходно је прећи са индивидуалног третмана сваког нивоа на колективни опис нивоа у језгру преко функције густине нивоа, која се, у општем случају, за систем од A честица који је побуђен на ексцитациону енергију E , може дефинисати као:

$$\rho(A, E) = \frac{dN(A, E)}{dE} \quad (2.1)$$

Ова величина представља број различитих начина на који се индивидуални нуклеони могу сместити у различита једночестична стања чија енергија лежи у интервалу од E до $E + \Delta E$. За аналитички облик ове функције се најчешће узима експоненцијална функција. Приликом рачунања функције густине нивоа, она се обично представља као производ три фактора:

$$\rho(E_{ex}, J, \pi) = \rho_\pi(E_{ex}, \pi) \times \rho_J(E_{ex}, J) \times \rho_E(E_{ex}) \quad (2.2)$$

У овој једначини E_{ex} представља енергију ексцитације, J спин, а π парност. Први члан у суми представља дистрибуцију парности, и углавном се узима да је његова вредност $1/2$. Приликом систематизације експерименталних вредности из овог рада, ова хипотеза ће бити тестирана за сва проучавана језгра. Други члан у суми представља дистрибуцију спинова, а трећи укупну густину нивоа, и члан је чији се експлицитни облик највише разликује између различитих модела.

Најчешће коришћени емпириски модели за одређивање густине нивоа у језгру су модели Ферми гаса и Гилберт-Камерунов модел (A.Gilbert и A.G.W.Cameron).

2.3.1 Модел Ферми гаса

Бете (Hans Bethe) је 1936. први пут извршио процену густине стања коришћењем неинтерагујућег модела Ферми гаса [125]. Аналитичка форма зависности густине нивоа од енергије побуде, E_{ex} је:

$$\rho(E_{ex}) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aE_{ex}})}{a^{\frac{1}{4}} E_{ex}^{\frac{5}{4}}} \quad (2.3)$$

где је параметар густине нивоа и дефинисан је као $a = \pi^2 g/6$; g представља суму протонских и неутронских густина једочестичних нивоа у близини Фермијеве површине.

Након поређења експерименталних података са Бетеовом теоријом, испоставило се да је аналитичкој форми неопходно додати спински фактор. Користећи до тада скупљене експерименталне податке и крећући од Бетеовог почетног израза, Ериксон (Torleif Ericson) предлаже аналитичку форму за густину нивоа која садржи спински фактор [126] и која је данас позната као *Back shifted* модел Ферми гаса (BSFG):

$$\rho(E_{ex}, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \exp\left(\frac{-(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\exp(2\sqrt{aE_{ex}})}{a^{\frac{1}{4}} E_{ex}^{\frac{5}{4}}} \quad (2.4)$$

где су J , σ и U параметри који урачунају спин. J представља укупни угаони моменат језгра, σ репрезентује ширину дистрибуције угаоног момента и у литератури се често назива *cut-off* параметром, док је U енергија која је у односу на Бетеов аналитички облик померена за $U = E_{ex} - \Delta$, где је Δ емпириски параметар коју узима у обзир и енергију спаривања нуклеона. Ако се претходна формула просумира по свим спиновима добија се укупна густина нивоа:

$$\rho(E_{ex}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aE_{ex}})}{a^{\frac{1}{4}} E_{ex}^{\frac{5}{4}}} \quad (2.5)$$

Из ових једначина следи да су три параметра која одређују укупну густину нивоа: Δ , σ и a . Аналитичка форма до које је дошао Бете, а коју је касније проширио Ериксон, је постала основа за развој највећег броја нових модела за одређивање густине стања атомског језгра.

2.3.2 Гилберт-Камерунов модел

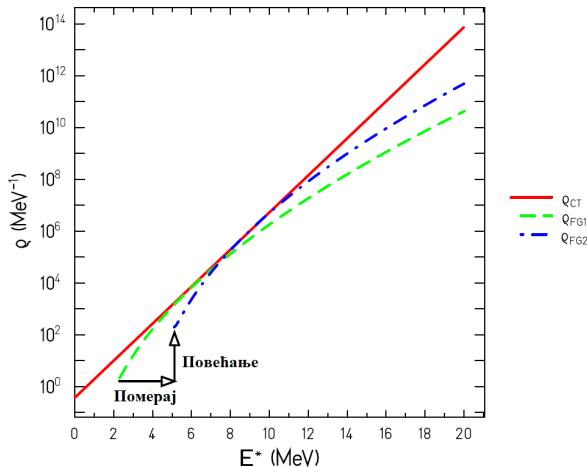
У случају Гилберт-Камеруновог модела претпоставља се комбиновање модела константне температуре језгра (СТ) за ниске ексцитационе енергије са моделом Ферми гаса за високе ексцитационе моделе. Модел константне температуре претпоставља да се фазни прелази у

језгу, са макроскопске тачке гледишта, дешавају без промене температуре када језгро добија енергију, тј. да је температура независна од ексцитационе енергије. Модел Ферми гаса претпоставља да су једночестична стања једнако раздвојена и попуњена неинтерагујућим фермionима.

Гилберт и Камерун су проучавањем експерименталних података закључили да се укупан број нивоа мења експоненцијално. Зависност густине нивоа од ексцитационе енергије E_x је дата као:

$$\rho(E_{ex}) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (2.6)$$

где је E_0 енергијски померај, а параметар T се прилагођава експерименталним дискретним нивоима. Овај модел се углавном користи до одређене граничне енергије, након које овај модел прелази у модел Ферми гаса. Физичко објашњење овог наглог прелаза може да буде прелазак језгра из суперфлуидног у несуперфлуидно стање, услед тога што долази до кидања нуклеарних парова. Општи облик функције густине стања коју предвиђају BSFM и Гилберт-Камерунов модел је приказан на слици 2.3.



Слика 2.3: Шематска илустрација различитих модела густине стања за језгро Sm-154. Црвена линија: Део са константном температуром. Зелена испрекидана линија: BSFM део оригиналног описа Гилберта и Камеруна. Плава испрекидана линија: Модификован BSFG са повећаним *Back Shift* параметром и фактором који повећава укупан број нивоа. Слика прилагођена након преузимања из [127].

2.3.3 Суперфлуидни модели

Претходно наведени модели су опште прихваћени јер, иако не користе потпуно тачне претпоставке, омогућавају предвиђање општег тренда густине нивоа у језгру за широк опсег енергија помоћу једноставног приступа. Ови модели, међутим, не укључују на ексципуцијан начин колективне ексцитационе механизме у језгру који се јављају у форми колективних вибрација и ротационих ефеката, иако би ови ефекти требало да буду експлицитно описаны унутар параметра густине нивоа a и енергијског параметра Δ који одговара енергетском померају. Наравно, овај једноставан принцип није доволно добар да би се добило доволно квалитетно разумевање структуре нисколежећих нуклеарних нивоа, као ни тачан број доступних енергетских нивоа по јединици ексцитационе енергије, нити разумевање колективних ефеката унутар језгра. Модели који садрже експлицитно изражене колективне

ефекте на густину нивоа се могу наћи у [128, 129]. Мимо ових ефеката, за разлику од модела Ферми гаса, вредност параметра a у овим моделима зависи од ексцитационе енергије U . У суперфлуидним нуклеарним моделима, потреба да параметар a зависи од ексцитационе енергије потиче од потребе да се унутар језгра опише прелазак између суперфлуидног стања језгра у нормално стање [130].

Општи облик зависности густине стања од спина и енергије побуде се може записати као:

$$\rho_l(E_{ex}, J) = \frac{(2J+1) \cdot \exp\left(-(J+1/2)^2 / 2\sigma^2\right)}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \cdot \Omega_n(E_{ex}) \quad (2.7)$$

где је $\Omega_n(E_{ex})$ теоријски или експериментални модел густине нуклеарних стања. Неопходно је нагласити да је овај израз применљив за било коју парност. Један од суперфлуидних модела густине нивоа је модел Стратинског (Strutinsky) [131] у којем је густина n -квазичестичних стања дата као:

$$\Omega_n(E_{ex}) = \frac{g^n(E_{ex}-U_l)^{n-1}}{\left(\left(\frac{n}{2}\right)!\right)^2(n-1)!} \quad (2.8)$$

где је E_{ex} ексцитациона енергија, $g = 6a/\pi^2$ густина једночестичних стања у близини Фермијеве површи, U_l је енергија кидања l -тог Куперовог пара, σ је *Cut-off* параметар за спин J за ексцитовано стање сложеног језгра које се налази изнад максималне енергије E_d до које се нивои могу сматрати дискретним.

2.3.4 Колективне ексцитације

У случају када се разматрају магична језгра која имају затворене љуске, или језгра која су близу истих (на пример, имају један или два нуклеона ван љусака), претходно описани модели могу да дају корисне информације о језгрима. До највеће разлике између теоријских и експерименталних података долази у случају језгара чији је број нуклеона такав да прва непопуњена љуска садржи половину броја нуклеона који су потребни за њено попуњавање. Ови нуклеони изазивају деформацију језгра и нарушавања сферне симетрије. У случају деформисаних језгара, нуклеони се тада крећу у потенцијалу који није сферно симетричан. Језгра која су деформисана се могу побудити на два додатна начина: променом облика или променом оријентације у односу на неку задату осу. Промена облика резултује вибрационим ексцитацијама, док се промена оријентације манифестију ротационим ексцитацијама [132].

Услед додатних начина ексцитација језгра, долази до повећавања вредности функције густине нивоа, што се мора узети у обзир. Модели који су поменути до сада немају експлицитну зависност од колективних ефеката. Ови ефекти се узимају у обзир тако што се густина једночестичних стања множи са факторима који описују ротационе $K_{rot}(E_x)$ и вибрационе $K_{vib}(E_x)$ побуде атомског језгра:

$$\rho_{tot}(E_x, J) = \rho(E_x, J)K_{rot}(E_x)K_{vib}(E_x) \quad (2.9)$$

За ротациони фактор повећања густине нивоа за сферна језгра се обично узима да је једнак јединици [133], док је за деформисана језгра овај фактор $\Theta_{\perp}T$, где је Θ_{\perp} пројекција нуклеарног момента инерције нормална на осу симетрија и дата је са:

$$\Theta_{\perp} = \frac{2 m_0 R^2 A}{5 (\hbar c)^2} \quad (2.10)$$

где је m_0 маса неутрона, R је полупречник језгра, а A укупан број нуклеона. T је нуклеарна температура која зависи од ексцитационе енергије.

Једна од процена вибрационог фактора повећања густине нивоа је дата унутар модела течне капи [133], и износи:

$$K_{vib}(E_{ex}) \approx \exp(0.0555A^{2/3}T^{4/3}) \quad (2.11)$$

Вибрациони и ротациони фактори могу имати велики утицај на густину нивоа [134] ($K_{vib} \sim 3$ и $K_{rot} \sim 10 - 100$).

2.4 Емисија гама кваната

2.4.1 Вероватноће γ прелаза

Када језгро интерагује путем нуклеарних реакција, оно може остати у побуђеном стању. Један од видова деексцитације овог побуђеног стања је емисија гама кванта енергије E_γ . Класификација гама прелаза се врши на два начина: на основу типа и мултиполности. На основу типа X , гама прелази се деле на електричне E и магнетне M прелазе. Прелази се дефинишу као електрични или магнетни у зависности од тога да ли до емисије гама кванта долази услед промене у дистрибуцији наелектрисања или промене у дистрибуцији струје, тим редом. Мултиполност је повезана са моментом L који гама квант односи приликом прелаза и одређује се као 2^L . Најбитнији прелази су прелази за које је $L = 0$, мултиполност 1 и називају се монополним, $L = 1$, мултиполности 2, који се називају диполним, као и прелази за које је $L = 2$ имају мултиполност 4 и називају се квадруполним. Прелази виших редова се ретко појављују у пракси [132, 135].

Вајскоф и Блат (Weisskopf и Blatt) су први дефинисали везу између мултиполности L , енергије E_γ и вероватноће прелаза $T(L)$ на следећи начин [132]:

$$T(L) = \frac{8\pi(L+1)}{[2L+1!]^2} \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \cdot B_{eg}(L) \quad (2.12)$$

где величина $B_{eg}(L)$ представља редуковану вероватноћу прелаза и садржи све специфичне нуклеарне величине, приликом чега индекс eg означава прелаз из побуђеног у основно стање. Редуковани матрични елемент је величина која зависи од модела који се користи. У процени Московског (Moszkowski), у којој се претпоставља да се протон у језгру креће независно у пољу осталих нуклеона и да се гама прелаз реализује променом квантног стања овог протона, редуковани матрични елемент за електричне прелазе је [132]:

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3R^L}{L+3}\right)^2 \quad (2.13)$$

а за магнетне прелазе:

$$B(ML) = 10 \left(\frac{\hbar}{M_p c R}\right)^2 \cdot B(EL) \quad (2.14)$$

2.4.2 Селекциона правила

Разматрање електромагнетне интеракције са аспекта мултиполности омогућава карактеризацију гама прелаза и поједностављује израчунавање параметара прелаза. Из овог разматрања следе селекциона правила за прелазе која ограничавају могуће прелазе између два стања. Ако се разматра прелаз између иницијалног стања које има парност π_i на финално стање које има парност π_f , парност се одржава на следећи начин [132, 135]:

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L \text{ за EL прелазе} \quad (2.15)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L + 1 \text{ за } ML \text{ прелазе} \quad (2.16)$$

За прелазе између стања са угаоним моментима J_i и J_f , укупни угаони момент система мора бити очуван, одакле следи друго селекционо правило [132, 135]:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad (2.17)$$

Једини изузетак од ових правила је прелаз $0 \rightarrow 0$ који је забрањен услед чињенице да је спин фотона 1. Такође, нису могући ни $M0$ ни $E0$ гама прелази. $E0$ прелази су могући само уколико се деексцитација дешава путем интерне конверзије. Емисија гама кванта између два $J = 0$ стања се може одиграти емисијом два гама кванта, што представља процес другог реда који је пар редова величине слабији од емисије једног гама кванта и интерне конверзије [135].

Поменута селекциона правила омогућавају да се приликом разматрања неког иницијалног и финалног стања, одреде потенцијалне мултиполности прелаза. Уколико се разматра, на пример $2^+ \rightarrow 1^+$ прелаз, могуће су $M1$, $E2$ и $M3$ мултиполарности. У овом случају, $M3$ прелаз се може занемарити, јер вероватноћа прелаза снажно опада са повећањем мултиполности. У пракси, најчешће долази до мешавине $E2$ и $M1$ прелаза или, у случају прелаза између неких других нивоа, $E1$ и $M2$ прелаза. Остале мултиполности прелаза углавном имају занемарљив допринос [135].

2.4.3 Функција јачине прелаза

Концепт функције јачине прелаза гама кваната је уведен од стране Блата и Вајскофа [136]. Физички смисао ове функције је да представља меру просечног електромагнетног одговора атомског језгра. Предложена дефиниција функције јачине прелаза k је независна од модела; за прелаз мултиполарности XL (где је L мултиполарност гама прелаза, а X се односи на електрични или магнетни карактер гама прелаза) функција зависи од парцијалне радијативне ширине Γ_i , размака између нивоа D_i и енергије прелаза на следећи начин:

$$k = \frac{\Gamma_i}{E_\gamma^{2L+1} D_i} \quad (2.18)$$

Како је густина струје која доводи до магнетног карактера гама прелаза мања од густине наелектрисања за фактор v/c , где је v брзина кретања наелектрисања, *a priori* се очекује да је магнетно зрачење око реда величине слабије од електричног зрачења исте мултиполарности. Најбитније функције јачине прелаза које се проучавају су електрична диполна ($E1$), магнетна диполна ($M1$) и, у мањој мери, електрична диполна ($E2$) [137].

За $E1$ прелазе се најчешће претпоставља да функција јачине прелаза зависи од особина џиновске електричне диполне резонанце (GEDR - Giant Electric Dipole Resonance) у околини њене резонантне енергије (10-20 MeV). Приликом поређења експерименталних резултата и Вајскофове теоријске једначине, испоставило се да овако дефинисана функција јачине прелаза не описује добро експерименталне резултате на ниским енергијама. Последично, Кадмински, Маркушев и Фурман (Kadmen'skii, Markushev и Furman) су развили KMF модел који узима у обзир енергијску и температурну зависност ширине џиновске електричне диполне резонанце [138]. Овај модел и његове разне модификације се користе данас, при чemu је још увек потребна додатна експериментална верификација. Модели функције распада за $E1$ који се најчешће користе за теоријски рачун и упоређивање са експерименталним подацима, као што је, на пример, представљено у [139] су:

1. стандардни модел циновске електричне диполне резонанце (GEDR) заснован на Бринк-Акселовом (Brink-Axel) приступу [140, 141]:

$$k_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} \frac{\sigma_{E1} E_\gamma \Gamma_{E1}^2}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{E1}^2} \quad (2.19)$$

где су σ_{E1} , Γ_{E1} и E_{E1} параметри циновске електричне диполне резонанце;

2. модел Кадминског, Маркушева и Фурмана (KMF) [138]:

$$k_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} \frac{0.7\sigma_{E1} \Gamma_{E1}^2 (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2)}{E_{E1} (E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2} \quad (2.20)$$

где је T температура језгра која се обично одређује као $T = \sqrt{U/a}$, где је U шифтована ексцитациона енергија, a параметар густине нивоа. Зависност ширине GEDR од енергије и температуре у овом моделу је изражена као:

$$\Gamma_{E1}(E_\gamma, T) = \frac{\Gamma_{E1}}{E_{E1}^2} (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2) \quad (2.21)$$

Што се тиче M1 прелаза, експерименталне информације су још мање доступне, иако се генерално претпоставља да у њиховом случају Вајскофова релација, у којој је диполна функција јачине прелаза независна од енергије гама квента, сасвим добро описује M1 функцију јачине прелаза. Данас постоји велики број модела функције јачине прелаза. Модели функције распада за M1 који се најчешће користе за теоријски рачун и упоређивање са експерименталним подацима, као што је, на пример, представљено у [139] су:

1. модификован једночестични модел Вајскофа [136] у којем је $k_{M1}(E_\gamma)$ независно од E_γ , и чија је вредност одређена k_{M1}/k_{E1} односом у околини везивне енергије неутрона [142];
2. Лоренцијан заснован на постојању циновске магнетне диполне резонанце (GMDR) за коју се претпоставља да је повезана са *spin-flip* прелазима између једночестичних стања [143]:

$$k_{M1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} \frac{\sigma_{M1} E_\gamma \Gamma_{M1}^2}{(E_\gamma^2 - E_{M1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{M1}^2} \quad (2.22)$$

Глава 3

Одређивање функције густине енергетских нивоа и јачине прелаза

Сви експерименти који се баве истраживањем структуре побуђеног атомског језгра се за-снивају на снимању спектара гама кваната, и директно су повезани са ефикасним пресеком. За добијање свеобухватних и поузданих информација о процесу гама распада, експеримент мора да омогући одређивање и густине нивоа ρ и емисионих ширина за производе нуклеарне реакције Γ (величина од које зависи вредност функције јачине прелаза) за сва побуђена стања, на основу измерених интензитета у спектру [144]. Главни проблем приликом одређивања вредности ρ и Γ је непостојање спектрометара са довољно добром резолуцијом, који би могли детектовати све индивидуалне нивое у језгру. За оваква директна мерења би била потребна и висока временска резолуција, реда пикосекунди. Као што је раније напоменуто, због овакве ситуације могуће је добити само средње вредности броја ексцитованих нивоа и средње вредности парцијалних ширина у фиксним енергијским интервалима.

Нуклеарни параметри који се добијају преко измерених спектара описују процесе емисије реакционих производа. За проучавање нуклеарне често се користе две различите процедуре: проучавање *single* реакција [145–148] и двостепених реакција [33, 149–152].

У случају првих, било који гама квант (или нуклеон) који се емитује из сложеног језгра се снима без узимања у обзир енергије ексцитованог нивоа (укупна енергија свих реакционих продуката је једнака ексцитационој енергији сложеног језгра). Код двостепених реакција, врши се коинцидентно снимање два гама кванта који припадају истој каскади. Дакле, овом методом се региструју и секундарне гама транзиције каскаде на основни ниво и одређени број нископобуђених стања. Само овај тип реакција укључује информацију о енергији интермедијалних нивоа у обраду података.

Фундаментална разлика између ова два приступа постаје очигледна приликом одређивања густине нивоа путем проучавања евапорисаног спектра. Како се корелација густине нивоа и коефицијената пенетрације за таласну функцију ексцитованог стања не узима у обзир у *single* експериментима, могуће је одредити само производ функција ρ и Γ . Такође, услед снажне антикорелације између ове две функције, појављује се непозната систематска несигурност приликом њиховог одређивања.

Само у двостепеним експериментима је могуће смањити несигурност приликом одређивања ρ и Γ функција. Смањење у методичким грешкама потиче од чињенице да је интензитет каскада $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ у функцији енергије примарне транзиције, у суштини, конволуција два практично независна експеримента, тј. може се сматрати да спектар примарних транзиција и дистрибуција коефицијената рачвања секундарних транзиција представљају две независне дистрибуције.

Пораст у квалитету података двостепених експеримената се добија применом:

1. методе дигиталног побољшања енергијске резолуције без редукције ефикасности снимања каскаде;
2. алгоритма за одређивање секвенце разрешених каскадних гама кваната у било ком интервалу енергија њихових примарних транзиција, користећи методе и резултате нуклеарне спектроскопије.

У наредним одељцима процес обраде података и одређивања параметара структуре атомског језгра биће објашњен на примеру језгра ^{28}Al , приликом чега ће бити објашњен првобитни начин одређивања ових параметара, док ће практични модел гама распада неутронских резонанци бити представљен у глави 6.

3.1 Преглед експерименталних метода за одређивање функције густине нивоа и функције јачине прелаза

Функције јачине прелаза и густине нивоа зависе од релативно великог броја параметара, те се у зависности од метода проучавања могу добити различите информације о овим функцијама. Такође, у зависности од реакција које се користе, покривен је различит енергијски опсег за који се могу добити подаци о овим функцијама. У овом одељку ће бити дат кратак преглед експерименталних техника које служе за одређивање ових функција.

3.1.1 Експерименталне методе за одређивање густине нивоа

Најелементарнији начин за одређивање густине нивоа представља пребројавање индивидуалних нивоа у дискретном региону путем коинцидентних спектроскопских мерења коришћењем различитих типова нуклеарних реакција. Основна идеја је да се проучавањем коинцидентних гама спектара конструише шема нивоа, након чега се груписањем тих нивоа у енергетске опсеге врши пребројавање нивоа, што је резултат који се може упоредити са теоријским прорачунима. Оно што треба напоменути је да ће различите нуклеарне реакције побуђивати различите спинове, то јест, да је за добијање комплетне слике о нивоима у дискретном региону, потребно користити различите једначине за побуђивање различитог опсега спинова. Експериментални подаци о усвојеним нивоима и њиховим спиновима се могу пронаћи у ENSDF бази података [38]. Предност ове технике је да даје информације о спинском *cutoff* параметру као и о односу између позитивне и негативне парности нивоа. Недостаци ове технике су немогућност конструкције потпуне шеме нивоа за све енергије, као и да је ограничена на ниске енергије, јер у једном тренутку распоред нивоа постаје квазиконтинуалан. Овај проблем је посебно уочљив у тежим језгрима.

Други метод који се може користити је анализирање неутронских резонанци на ниским енергијама како би се добила информација о густини нивоа у сложеном језгру у околини везивне енергије неутрона [20]. Уколико су неутрони термални, интеракција са метом је таква да је угаони момент $l = 0$. Уколико се језгро мета налази у стању са спином 0, једина вредност спина сложеног језгра може да буде $1/2$. Уколико језгро мета има ненулти спин J сложено језгро може да има спин $J-1/2$ и $J+1/2$. Вредности спинова добијене на овај начин су корисна информација приликом одређивања потенцијалних спинова нивоа коришћењем методе двоструких гама каскада, о чему ће детаљније бити речи касније. Овај лимит на вредности спина за сложено језгро значи да се у мерењима виде добро разрешена стања, чак иако је укупна густина нивоа толико велика да долази до преклапања нивоа. Ово је јединствена ситуација у којој мерење у којем се детектују енергијски разрешени нивои може бити спроведено у региону у којем се нивои преклапају. Недостатак ове методе је да што, услед јединствено одређене парности и ограниченог броја вредности спина, укупна

густине нивоа може да се одреди само ако су познати односи парности и спински *cutoff* параметар. У пракси ово значи да овај метод даје вредност густине нивоа у једној тачки, одакле се не може добити никаква информација о енергијској зависности густине нивоа.

Ако након стварања сложеног језгра долази до емитовања честица, тј. евапорације, могуће је повезати евапорациони спектар који настаје након нуклеарне реакције са густином нивоа у језгру [21]. Облик евапорационог спектра зависи од нуклеарне температуре, која се може повезати са густином нивоа, као и од трансмисионалног коефицијента излазне честице, који се може израчунати користећи потенцијале оптичког модела [153]. Приликом коришћења ове методе, потребно је бити пажљив, јер присуство нееквибиријумских реакција може да дисторзира резултате. Примарни канали распада за сложено језгро су неутрони, протони и алфа честице. Додатна компликација интерпретирања резултата је могућност вишеструке емисије честица на вишим енергијама.

Једна од метода која може пружити информације на вишим енергијама, чак до 25 MeV је проучавање Ериксонових флукутуација [22]. Ова метода се заснива на праћењу флукутуација у ефикасним пресецима за формирање сложеног језгра са променом енергије снопа и могућа је само уколико је могуће осигурати добру енергијску резолуцију како би флукутуације постале видљиве. До ових флукутуација долази услед интерференције између преклапајућих нивоа. Амплитуда ових флукутуација се може повезати са густином сложеног језгра. Са повећањем густине нивоа, додуше, долази до све мањих флукутуација, што ограничава опсег примене ове методе.

Метода која се у последње време намеће као водећа за симултано одређивање и функције густине нивоа и функције јачине прелаза је Осло метода [23], која представља конкурентску методу оној која је коришћена у овом раду. Заснива се на коришћењу честица-гама коинцидентне матрице која се добија путем нееластичног расејања (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}'\gamma$), као и путем трансфер реакције (${}^3\text{He}, \alpha\gamma$). Неке од експерименталних карактеристика и поређење са другим моделима је дато у [154].

3.1.2 Експерименталне методе за одређивање функције јачине прелаза

Као што је поменуто у претходном одељку, једна од метода која се користи за проучавање функције јачине прелаза је Осло метод. У Осло методу, проучавају се коинциденције између честица и гама кваната. Мерења овим методом су, до сада, вршена детекцијом протона, деутерона, тритона, хелиона и алфа честица. Овај метод као резултат даје облик функције јачине прелаза, али не и његову апсолутну вредност. Мимо овог метода, истичу се још два помоћу којих се могу добити корисне информације о функцији јачине прелаза.

Први метод који је коришћење фотонуклеарних реакција. Када су енергије побуде за неколико стотина keV изнад неутронске сепарационе енергије, доминантан процес за де-ексцитацију језгра је емисија честица, а не емисија гама кваната [24]. У овом случају, претпоставља се да је апсорбициони ефикасни пресек једнак суми ефикасних пресека за емисију различитих честица сабраних са ефикасним пресеком за фисију, уколико је језгро које се проучава фисибилно.

Квази-моноенергетски сноп гама кваната са енергијском ширином 100-200 keV се постиже позитронском анихијацијом у лету. [155]. За потребе стварања снопа гама кваната користи се сноп брзих неутрона који интерагује са метом ниског редног броја Z , при чему енергијска ширина зависи од дебљине мете и опсега вредности импулса позитронског снопа. Ова техника омогућава мерење функције јачине прелаза у региону циновске електричне диполне резонанце.

Уколико је енергија побуде мања од сепарационе енергије неутрона, укупни ефикасни пресек за апсорбицију се рачуна као збир ефикасног пресека за еластично расејање гама кваната и ефикасних пресека за различита нееластична расејања. Допринос нееластичних

ефикасних пресека је тежак за одредити и углавним се процењује. Средњи ефикасни пресек за еластично расејање може бити измерен, као што је приказано у [156, 157].

Други метод је метод двоструких каскада, који је коришћен у овом раду. Овај метод ће бити представљен у наредним одељцима.

3.2 Метод двоструких гама каскада

Метод двоструких каскада се заснива на мерењу коинцидентних гама кваната након захвата термалних неутрона. Састоји се од тражења два коинцидентна гама кванта чија сума одговара разлици између енергије захвата и основног или неког од нископобуђених нивоа у језгру које се проучава. Стандардни модели двоструких гама каскада фитују добијене гама спектре са различитим функцијама јачине прелаза, при чему се претпоставља облик функције густине нивоа. Недавно је метод проширен и на протонски захват [158]. Метод двоструких каскада који је коришћен у овом раду функционише на сличан начин, осим што су модификација овог модела и развој одговарајућих метода фитовања омогућили симултано одређивање и функције густине прелаза и функције густине нивоа.

3.2.1 Експериментална поставка

Експериментална поставка за мерење двоструких гама каскада се састоји од неколико основних елемената од којих су најбитнији:

1. извор термалних неутрона;
2. мета;
3. гама спектрометри;
4. неутронска и гама заштита;
5. одговарајући аквизициони систем.

Као извор неутрона користе се истраживачки реактори који су у стању да дају високе флуксеве термалних неутрона са релативно малим уделом епитетрмалних неутрона [36, 37].

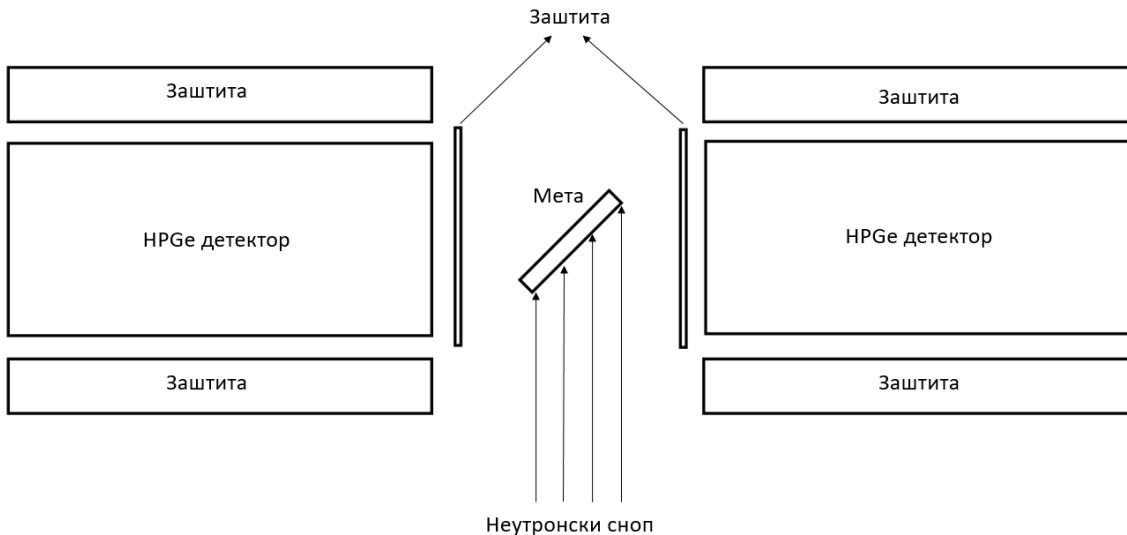
Од квалитета мете зависи како квалитет добијених података, тако и сложеност анализе истих. Пожељно је да мета буде високе чистоће, како се не би појављивали додатни пикови у гама спектрима који потичу од материјала који контаминира материјал мете. Најједноставнија језгра за анализу су она која су монизотопна и за која је могуће направити мету довољно високе чистоће.

За коинцидентно снимање гама кваната у експериментима са двоструким гама каскадама користе се два гама спектрометра. Најбољи детектори за овај тип експеримената су HPGe детектори, услед своје високе резолуције. Два детектора су неопходна како би се детектовала оба гама кванта који се емитују приликом двоструких каскада. Приликом постављања детектора у експерименту, потребно је водити рачуна о растојању између мете и детектора. Уколико је растојање превелико, брзина бројања ће бити премала, јер се брзина бројања коинциденција смањује грубо као четврти степен удаљености. Уколико је растојање премало, није могуће конструисати довољно добру заштиту од гама кваната и неутрона, а такође се и значајно повећава мртво време, што смањује квалитет прикупљених података. Проверавање исправности растојања на којем је постављен индивидуални детектор се врши коришћењем калибрационог спектра ^{60}Co . Уколико је у гама спектру који је снимљен детектором однос одбороја испод сумарног пика од 2505 keV (настаје као

симултана детекција гама кваната енергија 1173 keV и 1332 keV [159]) и одброја испод пика енергије 1332 keV) око 0.003-0.005 детектор се налази на довољној удаљености како би се постигло ефикасно прикупљање коинцидентних догађаја.

Приликом експеримента, детектори морају да буду заштићени, не само од фонских гама кваната, већ и од неутрона. Заштита од гама кваната се обично постиже конструисањем оловне заштите у околини детектора, док се заштита од неутрона постиже материјалима који су добри апсорбери неутрона, попут бора и литијума [34]. Квалитет заштите се може проверити директно снимањем пробних спектара приликом чега се може уочити тренд фонског одброја и, уколико је потребно, модификовати заштита.

Посебно битан део експерименталне поставке је аквизициони систем који се користи. Овај систем мора бити такав да омогући детекцију коинцидентних догађаја. Уколико се користе аналогни аквизициони системи, потребно је унапред дефинисати коинцидентно коло које ће од сигнала који стижу у детектор снимати само оне који су у коинциденцији. Предност дигиталних аквизиционих система је у томе што имају могућност да се коинцидентна анализа изврши *offline*, тј. након завршетка прикупљања података, што у аналогним аквизиционим системима није могуће. Ово омогућава тестирање различитих приступа обради података. Дакле, како се у експерименту проучавају коинцидентни догађаји, неопходно је да аквизициони систем има могућност записивања како енергије гама квант који је регистрован детектором, тако и времена у ком је гама квант регистрован у детектору. Записивање времена детекције за гама квант омогућава коинцидентну анализу.



Слика 3.1: Стандардна експериментална поставка за мерење двоструких гама каскада.

3.2.2 Систематске грешке приликом коинцидентног снимања гама спектара

Могуће систематске грешке које могу да утичу на детектовани интензитет гама каскада потичу од физике емисионих процеса, као и од процеса детекције гама кваната каскаде. Од извора систематских грешака приликом мерења каскадних интензитета издвајају се [12]:

1. погрешна идентификација троструке гама каскаде као двоструке;
2. енергијска зависност ширине временске криве разрешивости од односа каскадних енергија прелаза;

3. процес интерне конверзије;
4. угаона корелација каскадних прелаза;
5. самоапсорција унутар узорка;
6. грешке у одређивању ефикасности.

Вероватноћа детекције троструке гама каскаде у форми појединачног пика је веома мала. Једина трострука каскада која је имала незанемарљив удео у спектру је $6523+589+454$ keV каскада у ^{146}Nd са интензитетом $(2.6\pm1.0)\cdot10^{-4}$ по распаду [160]. Троструке каскаде из других језгара имају знатно мањи допринос. Ред величине двоструких каскада детектованих у овом раду је 10^{-2} , услед чега је овај допринос занемарљив.

Ширина криве која описује временску дистрибуцију коинцидентних пулсева зависи од енергије гама кваната. Ако је временски интервал превише узак, последица може бити дисторзија облика функције која повезује дистрибуцију интензитета у зависности од енергије примарне каскаде. Међутим, овај ефекат се може избећи уколико се праг детекције постави на доволно високу енергију (на пример 520 keV) и уколико је временски прозор селекције коинциденција бар три пута већа од FWHM вредности криве разрешења детекције паре гама кваната енергије 511 keV.

У пракси [44], само E1, M1 и E2 прелази су детектовани у $(n,2\gamma)$ реакцији. Праг детекције који је обично постављен на 520 keV, омогућава занемаривање доприноса интерне конверзије интензитетима детектованих каскада.

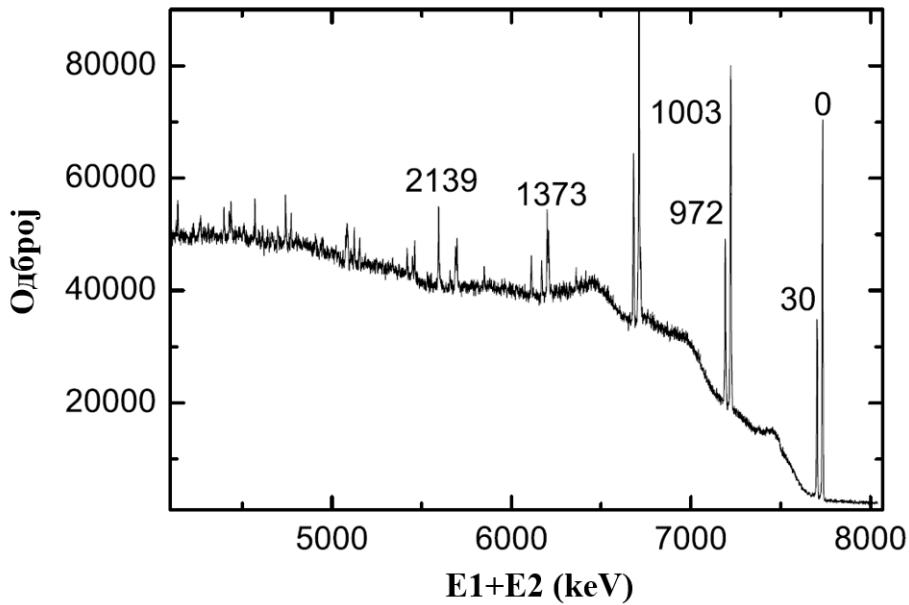
Угаоне корелације каскадних прелаза у принципу могу да утичу на вредности интензитета побуђивањем интермедијалних нивоа различитог спина (за фиксна иницијална и финална стања каскаде). Допринос анизотропије емисије интензитету каскада је прорачунат на $\approx 5\%$ [12].

Улога самоапсорције унутар узорка је умањена коришћењем прага детекције од 520 keV. Монте Карло симулације ефикасности детекције каскада показују да је релативна ефикасност детекције каскаде $5.5+0.5$ eV 95% ефикасности детекције каскаде $3+3$ eV, док је за $5+1$ eV ова вредност 98.5% [12].

Приликом рачунања вредности каскадних интензитета на основу експерименталних дистрибуција неопходно је добро познавати релативну ефикасност детектора у опсегу од 0 до 9 MeV. Релативна ефикасност у експериментима са захватом неутрона се одређује употребом $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ реакције, при чему се емитују гама квант који се користе за калибрацију. Како би се смањиле грешке приликом одређивања функционалне зависности ефикасног пресека од енергије, узорак за калибрацију треба да има исту геометрију као и узорак јегра које се испитује. Такође, додатно смањење грешке се може постићи тако што се калибрациони спектар измери и пре и после главног мерења. Преостали извор грешке приликом одређивања ефикасности је коинцидентно сумирање које се дешава када два гама квента из калибрационог извора стигну у исто време у један од детектора, приликом чега се могу лажно детектовати као гама квант који има енергију једнаку збире енергија пристиглих гама кваната. До овога долази услед тога што је у $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ реакцији мултиплититет каскада којима се језгро ^{36}Cl деексцитује углавном већи од један. Максималан допринос ове систематске грешке је око 20%, иако је у пракси мањи од ове вредности.

3.2.3 Спектри двоструких гама каскада

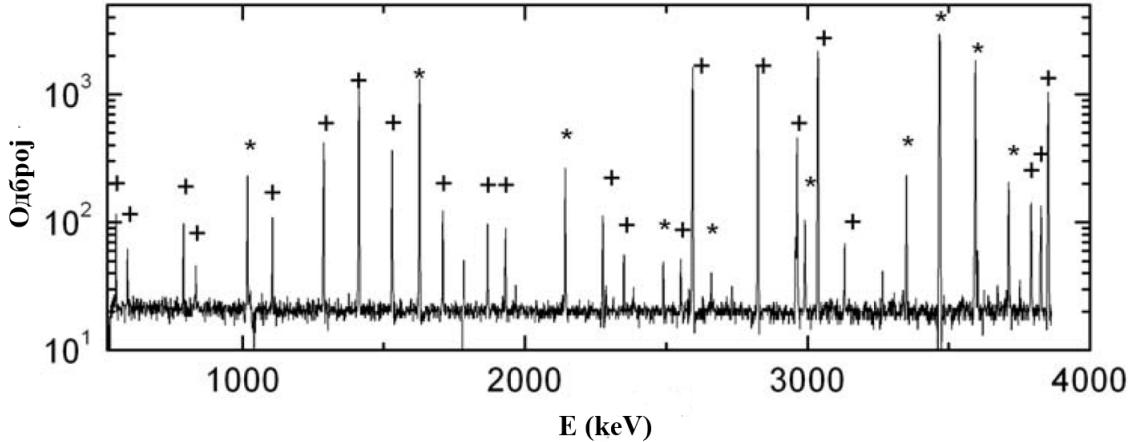
Обрада података почиње креирањем листе парова гама зрака који се налазе у коинциденцији. Ова листа се формира коришћењем одговарајућих софтвера за тражење коинциденција, од којих ће два бити споменута касније у раду.



Слика 3.2: Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{28}Al . Бројевне вредности на графику поред врхова означавају финални ниво на којем се језгро налази након емисије два гама кванта.

Следећи корак у обради података је добијање спектра суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP спектар). Овај спектар се добија тако што се енергија догађаја у првом детектору сабере са њему коинцидирајућом енергијом догађаја у другом детектору, након чега се врши хистограмисање овако добијених догађаја. Овај спектар представља расподелу вредности суме енергија коинцидирајућих гама кваната и за пример језгра ^{28}Al приказан је на слици 3.2. Врхови који се виде на слици одговарају емитовању два гама кванта од стране језгра које настаје након термалног захвата неутрона, при чему ово језгро након емисије два гама кванта завршава у основном стању или у неком од нископобуђених стања. Остатак врхова одговара догађајима који потичу од околних материјала или понекад хватању два гама кванта који припадају каскадама са три или више гама кваната (на пример, први и трећи гама квант троструког гама каскаде). Ови врхови нису од интереса за експеримент. Из SACP спектра ^{28}Al коришћено је шест врхова који одговарају прелазима са енергије захвата неутрона (7725 keV) на основно стање и првих пет побуђених стања са енергијама 30, 972, 1003, 1373 и 2139 keV.

Након што се у SACP спектру идентификују врхови од интереса, прелази се на конструкцију спектара двоструких гама каскада (TSC спектара). Ови спектри се добијају тако што се унутар коинциденција траже догађаји чији збир енергија одговара области унутар једног врха у SACP спектру. Одговарајући догађаји у једном и другом детектору се засебно хистограмишу након чега се врши сабирање ових спектара и добија спектар двоструких гама каскада. Одбијање Комптонског фона и случајних коинциденција се врши „гејтовањем“ региона у околини пика од интереса приликом чега се одређује вредност фона која ће бити одбијена од финалног спектра. Пример прве половине TSC спектра за ^{28}Al је приказан на слици 3.3. Другу половину TSC спектра чине огледалско симетрични пикови који заједно са својим паром из првог дела спектра представљају примарне и секундарне прелазе двоструких гама каскада. Положај пикова одговара енергијама E_1 и E_2 примарних и секундарних гама кваната каскаде, док је релативни интензитет сваког пика пропорционалан његовој површини.



Слика 3.3: Пример прве половине TSC спектра за двоструке гама каскаде у ^{28}Al са збирном енергијом од 7225 keV. Завршни ниво ове каскаде је основни ниво. Примарни гама кванти су означени плусевима, а секундарни звездицом. Другу половину спектра чине огледалско симетрични пикови.

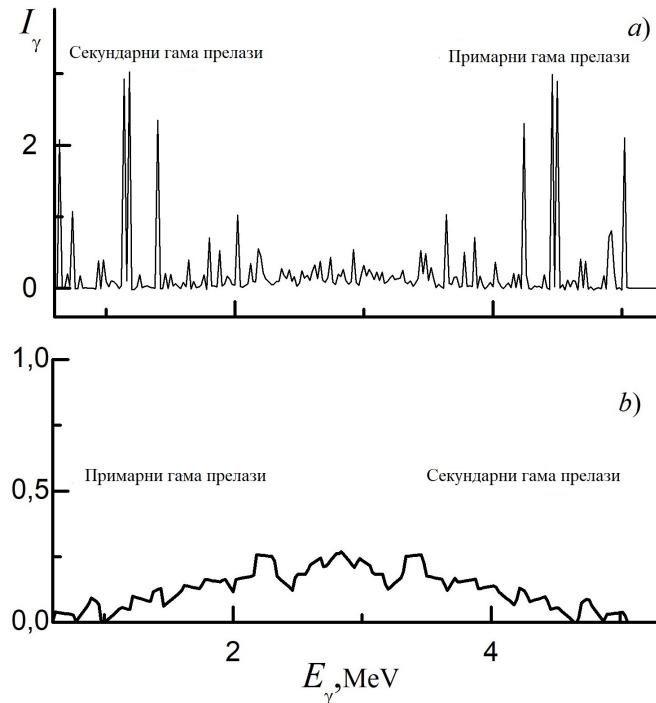
Из TSC спектара могуће је, анализом, пронаћи парове гама кваната са задовољавајућом статистиком. Наравно, иако језгро емитује гама квантне унутар једног пара секвенцијално, коришћењем два HPGe детектора није могуће експериментално утврдити редослед емисије гама кваната. Један од разлога зашто се, иако је експериментална изведба једноставна, не мере троструке гама каскаде за проучавање параметара језгра, је чињеница да је за три гама квента број могућих емисионих секвенци 6, при чему је наравно само једна секвенца тачна. Код двоструких гама каскада постоје само две опције, од којих је такође само једна тачна. Детаљан приказ начина за одређивање редоследа каскадних прелаза код двоструких гама каскада је приказан у [12].

Типичан изглед зависности интензитета двоструких гама кваната је приказан на слици 3.4. На слици 3.4a је приказан део спектра који садржи енергетски разрешене каскаде у виду издвојених енергетских врхова. Овај део спектра настаје када су примарне гама транзиције такве да им је енергија $E_1 > 0.5B_n$, тј. када се интермедијални нивои, који се ексцитују овим прелазом, налазе у „доњој“ половини шеме распада ($E_i < 0.5B_n$). У овом случају је гама квант емитован тако да побуди нивое који се налазе у дискретном или делимично квазиконтинуалном стању. На слици 3.4б приказан је континуум енергетски неразрешених двоструких гама каскада у којима су енергије примарних гама транзиција $E_1 < 0.5B_n$, тј. побуђени нивои се налазе у региону $E_i > 0.5B_n$. Овде се емисија примарног гама квента врши између нивоа који се налазе у континуалном региону енергетских нивоа језгра.

На бази истраживања двоструких гама каскада за више од 40 језгара [40], експериментално је утврђено да:

1. када је број снимљених догађаја који одговарају двоструким каскадама 5000 или више, око 2/3 интензитета свих примарних транзиција припада енергетски разрешеном делу на слици 3.4a;
2. Гама квант који припада енергетски разрешеном делу, по правилу има енергију $E_1 > 0.5B_n$;
3. Око 1/3 интензитета свих примарних транзиција припада енергетски неразрешеном континууму са енергијама $E_1 < 0.5B_n$ приказаним на слици 3.4б, док 1/10 интензитета

припада прелазима у региону енергија где важи $E_1 \approx 0.5B_n$ и где долази до мешања слабих примарних и слабих секундарних транзиција.



Слика 3.4: Општи изглед TSC спектра за двоструке гама каскаде. а) спектар енергетски разрешених прелаза б) континуум енергетски неразрешених прелаза

Како би се експериментални подаци о интензитетима упоредили са постојећим подацима у базама података за најинтензивније примарне транзиције са E_1 , коефицијенти гранања њихових секундарних транзиција I_2 су прикупљени независно, из ENSDF базе података [38]. Вредности укупног интензитета двоструких гама каскада, $I_{\gamma\gamma}$, које су израчунате на овакав начин су неопходне за одређивање функције густине нивоа и функције јачине прелаза, о чему ће бити речи касније.

Када се одреди редослед гама кваната у секвенци, приступа се поређењу добијених информација о енергијама примарних и секундарних транзиција, као и енергијама интермедијалних нивоа са подацима у базама података. Овим поређењем, као што ће касније бити описано за језгра ^{94}Nb и ^{56}Mn , могуће је потврдити детекцију нових нивоа који не постоје у базама података, као и нових гама прелаза, а такође је могуће одредити, или препоручити неколико потенцијалних вредности за спинове интермедијалних нивоа који су детектовани у експерименту. Као излазни подаци овог дела обраде података добијају се шема нивоа и интензитет гама каскада, који се користи за даљу обраду.

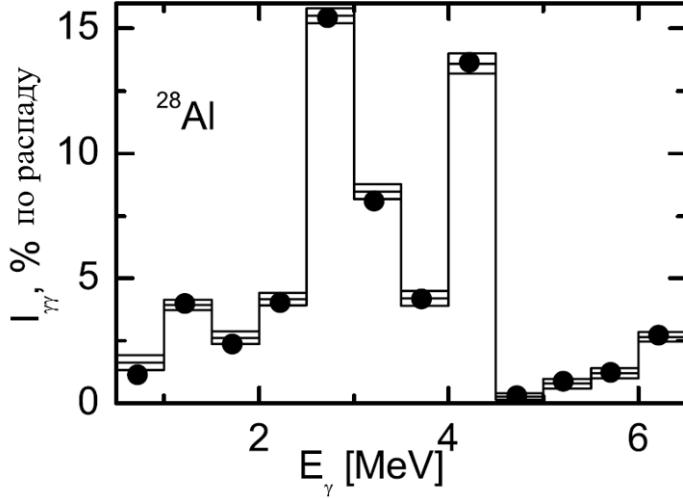
3.2.4 Одређивање функција густине нивоа и јачине прелаза

Интензитет двоструких гама каскада

Претходни одељак се примарно бавио обрадом података ради конструисања шеме распада и рачунања интензитета каскада. У овом одељку биће објашњена даља анализа података из претходног одељка у циљу одређивања густине нивоа и функције јачине прелаза.

Први корак представља одређивање зависности интензитета каскада (у проценту по распаду) од енергије прве транзиције у каскади, тј. $I_{\gamma\gamma}(E_1)$. Експериментално искуство

[40] је показало да је за праћење општег тренда интензитета каскада могуће сумирати интензитеете каскада унутар енергијског интервала од 250 или 500 keV, у зависности од статистике експеримента и језгра које се проучава.



Слика 3.5: Хистограм дистрибуције интензитета двоструких гама каскада ^{28}Al на основно, прво и друго побуђено стање у функцији енергије примарне транзиције. Тачке представљају вредности добијене фитовањем функција густине стања и јачине прелаза.

Резултати који су добијени сумирањем експериментално добијених интензитета за ^{28}Al су приказани на сликама 3.5. Овај спектар је повезан са неутронским резонанцама λ (ексципитационе енергије E_{ex}) које се распадају на финалне нивое f преко интермедијалних нивоа i путем диполних прелаза. Ова веза се може изразити преко следеће једнакости:

$$I_{\gamma\gamma}(E_1) = \sum_{\lambda, f} \sum_i \frac{\Gamma_{\lambda i}}{\Gamma_{\lambda}} \frac{\Gamma_{if}}{\Gamma_i} = \sum_{\lambda, f} \sum_j \frac{\Gamma_{\lambda j}}{\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle m_{\lambda j}} n_j \frac{\Gamma_{jf}}{\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf}} \quad (3.1)$$

где је сума сума парцијалних ширина за примарне транзиције $\Sigma_i \Gamma_{\lambda i}$ на $M_{\lambda i}$ интермедијалних нивоа $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle M_{\lambda i}$, док је ова сума за секундарне прелазе на m_{if} интермедијалних нивоа $\langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}$ (јер је $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle = \sum_i \Gamma_{\lambda i} / M_{\lambda i}$ и $\langle \Gamma_{if} \rangle = \sum_i \Gamma_{if} / m_{if}$). Укупан број интермедијалних нивоа у малом енергијском интервалу ΔE_j је $n_j = \rho \Delta E_j$. Кофицијенти гранања за примарне $[\Gamma_{\lambda j} / (\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle M_j)]$ и секундарне $[\Gamma_{jf} / (\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf})]$ прелазе су фиксирани за свако ΔE_j .

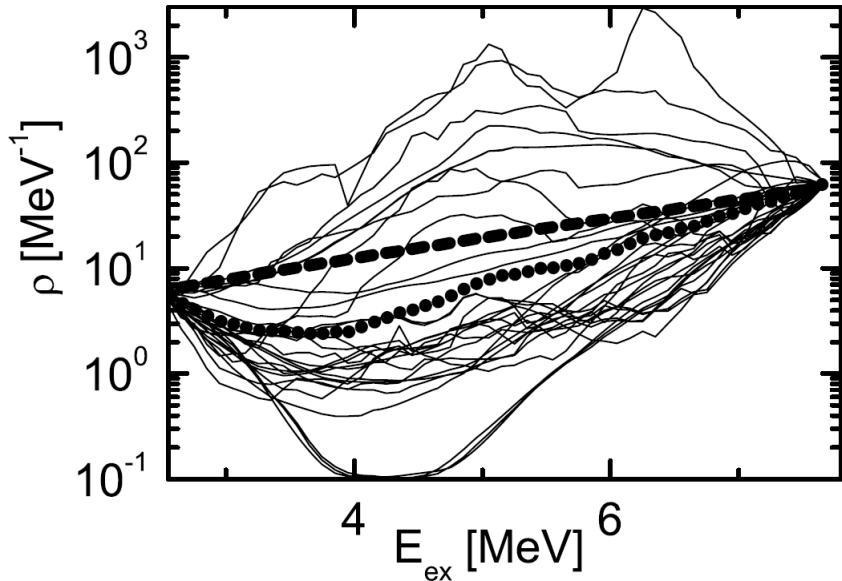
Ова зависност представља основу за одређивање параметара атомског језгра, као што су функција јачине прелаза и функција густине стања. Као што видимо, интензитет двоструких гама каскада у функцији примарног гама квантa каскаде директно зависи од ових параметара. У наредном поглављу биће описана могућност да се на основу ове чињенице одреде параметри структуре атомског језгра на основу измерених интензитета двоструких гама каскада.

Лоцирање области нуклеарних параметара

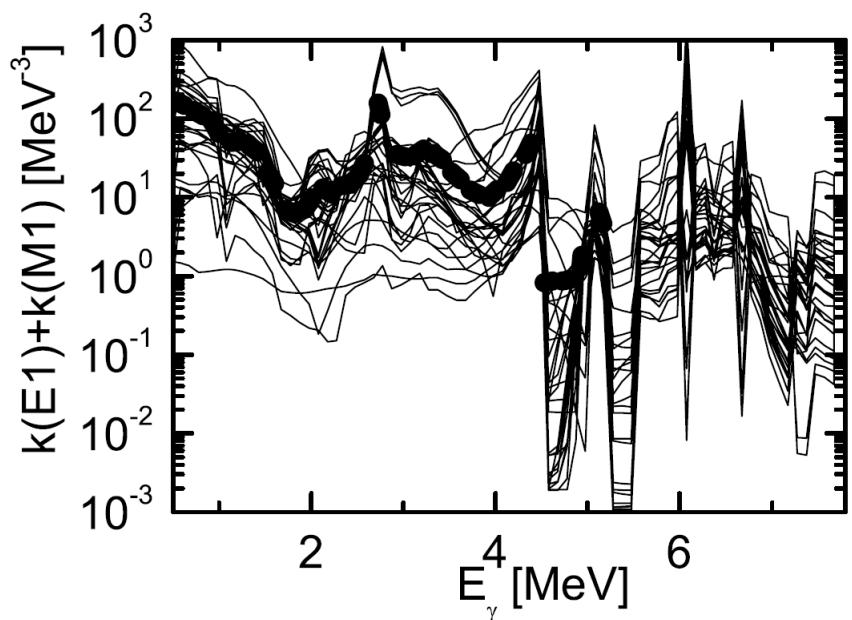
Систем нелинеарних једначина, представљен једначином 3.1, који се користи за тражење непознатих функција $\rho = f(E_{ex})$ и $\Gamma = \Phi(E_1)$ је потпуно дегенеративан, у смислу да постоји бесконачно много облика функција $\rho = f(E_{ex})$ и $\Gamma = \Phi(E_1)$ које могу, иако немају никаквог физичког смисла, да задовоље ову једначину. Упркос томе, ове функције могу бити

одређене, али само као могуће вредности у ограниченим, коначним областима. Због нелинепарности ових функција, њихове вредности не могу бити бесконачне. Први покушаји одређивања вредности ρ и Γ користили су већ познате облике функција $\rho = f(E_{ex})$ и $\Gamma = \Phi(E_1)$ из разних модела, од којих је најчешће коришћен модел Ферми гаса, као и екстраполација репа циновске диполне резонанце [15]. Циљ је био модификација ових функција која би описала експериментално добијене вредности $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ интензитета. У сваком кораку итерације ових функција додаване су мале, локалне дисторзије у ρ и Γ спектрима у циљу добијања минималне χ^2 вредности. На овај начин, испитиване су различите и независне почетне вредности ρ и Γ , при чему је мењан и вектор корекције, који дефинише количину девијације у спектрима приликом локалних дисторзија, све док се не постигне минимална вредност за χ^2 . Овај приступ даје стабилна решења, уколико је могуће уклонити део анткорелације између ρ и Γ вредности. Ово је постигнуто узимањем у обзир коефицијената гранања за другу транзицију у каскади, који зависе од односа између парцијалне ширине Γ_{if} секундарне транзиције и укупне гама ширине Γ_i интермедијалних нивоа i . Различите енергијске зависности за спектре примарних прелаза и за спектре секундарних прелаза, заједно са коефицијентима гранања, омогућавају ограничавање могућих вредности насумичних ρ и Γ функција. Добро дефинисана степенаста структура за функцију густине нивоа се добија итеративним поступком за велики број фитовања са било којим почетним параметрима. За језгро ^{28}Al , на сликама 3.6 и 3.7 приказани су сетови различитих насумичних функција које могу да објасне интензитетете каскада са слике 3.5.

Примена итеративног поступка је показала да се применом методе двоструких гама каскада могу добити информације о областима у којима се налазе вредности функције густине стања и функције јачине прелаза. Успех овог поступка је био основ за развој феноменолошког практичног модела за гама распад неутронских резонанци, који ће бити представљен касније.



Слика 3.6: Сет насумичних функција густине нивоа које могу да репродукују интензитетете за ^{28}Al са слике 3.5. Средња вредност целог сета насумичних функција је приказана тачкама док су испрекиданом линијом представљене вредности које предвиђа BSFG модел.



Слика 3.7: Сет насумичних функција јачине прелаза које могу да репродукују интензитете за ^{28}Al са слике 3.5. Средња вредност целог сета насумичних функција је приказана тачкама.

Глава 4

Истраживање гама прелаза и шеме нивоа језгра ^{94}Nb помоћу $^{93}\text{Nb}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције

У овој глави биће представљени нови подаци о шеми нивоа и гама прелазима у језгру ^{94}Nb , коришћењем $^{93}\text{Nb}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције. Спектроскопске информације су прикупљене коришћењем гама-гама коинцидентне поставке са два HPGe детектора на истраживачком реактору у Будимпешти којим управља центар за енергетска истраживања и који се налази унутар КФКИ истраживачког комплекса. Детекцијом двоструких гама каскада и анализом добијених података одређене су вредности енергија примарних и секундарних гама прелаза, енергије интермедијалних нивоа каскада, као и интензитети каскада. Анализом најинтензивнијих каскада, допуњена је шема нивоа и распада за ^{94}Nb . Поређењем са ENSDF базом података [38], установљено је да 27 примарних транзиција, 29 интермедијалних нивоа, као и 183 секундарне транзиције могу бити препоручене као нови нуклеарни подаци. Анализом података додељене су и потенцијалне вредности спинова за нове нивое који су по први пут детектовани у овом раду, као и вредности спинова за нивое који се налазе у бази података, а који до сада нису имали додељене вредности спинова.

4.1 Преглед постојећих резултата

Језгро ^{94}Nb је изабрано за експеримент из више разлога. Са аспекта примене, ниобијум се већ користи у нуклеарној технологији и очекује се да, услед високе тачке топљења и релативно ниског ефикасног пресека за захват термалних неутрона, нађе примену и у наредној генерацији нуклеарних реактора. Са теоријског аспекта, ^{94}Nb је интересантан као непарно-непарно језгро за проучавање различитих ефеката. У оквиру модела лјусака, ^{94}Nb се може посматрати као језгро ^{90}Zr (магични број неутрона и полумагични број протона) на које су додата три неутрона и један протон. Такође, у шеми распада ^{94}Nb , само основно стање и прво побуђено стање имају чврсто одређене вредности спина и парности, док су остале вредности претпостављене од стране аутора који су вршили одговарајућа мерења. Последњи, практични аспект, је чињеница да је ^{93}Nb , који представља мету, моноизотоп, па је добијање мете велике чистоће значајно олакшано [161–165].

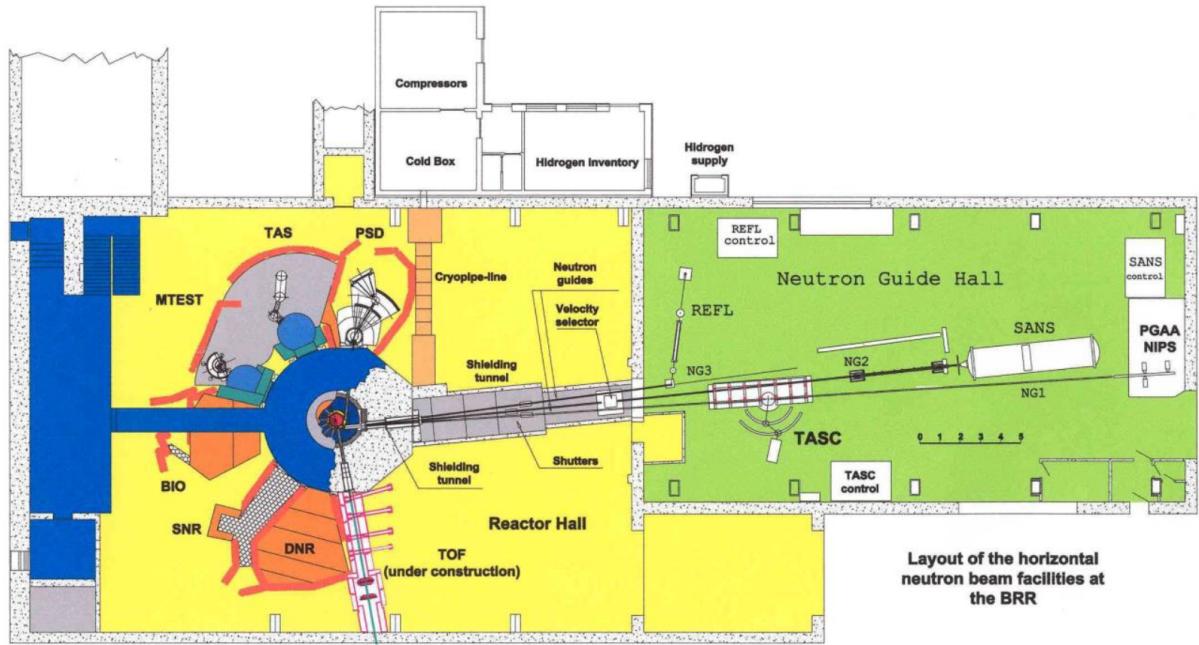
^{94}Nb је до сада проучаван различитим експерименталним методама. Проучавање ^{94}Nb путем IT распада је извршено у [166–174]. У овим радовима су мерени К-конверзиони коефицијенти за изомерне прелазе у ^{94m}Nb . $^{93}\text{Nb}({}^{16}\text{O}, {}^{15}\text{O})$, $^{82}\text{Se}({}^{19}\text{F}, 3\nu\alpha\gamma)$ и $^{92}\text{Zr}(\alpha, d)$ реакције су коришћене за проучавање високоспинских стања [161, 175, 176]. У [161] су, на пример, у-

чене каскадне транзиције са високоспинских стања које су се завршавале на $(6)^+$ основном стању, приликом чега су детектована високоспинска стања са енергијама ексцитације до 6.5 MeV и спиновима који имају вредност око 19. „Стрипинг” реакције, $^{93}\text{Nb}(\text{d},\text{p})$, коришћене су у [177–180]. ^{94}Nb је такође проучаван и $^{93}\text{Nb}(\text{p},\text{n}\gamma)$ реакцијама коришћењем протона различитих енергија [181–186]. Од неутронских реакција, које су најбитније за овај рад, ^{94}Nb је проучаван реакцијама са резонантним захватом неутрона, [187–191] као и термалним захватом неутрона [162, 178, 187, 191, 192]. Први експериментални рад који се детаљно бавио структуром ^{94}Nb користио је закривљени кристални спектрометар у циљу истраживања нископобуђених стања ^{94}Nb коришћењем $^{93}\text{Nb}(\text{n},\gamma)^{94}\text{Nb}$ и извршен је од стране аутора из референце [162]. Детаљнија шема нископобуђених стања извршена је у [178], коришћењем исте реакције уз примену γ - γ коинцидентних мерења, као и коришћењем резултата који су добијени „стрипинг” реакцијама из рада [177]. Успех ових мерења био је донекле ограничен карактеристикама Ge(Li) спектрометара који су коришћени за прикупљање података. Прве експерименте који су користили спектрометре високе резолуције извршили су аутори из радова [191] и [192], допунивши тиме базу нивоа за ^{94}Nb . У скорије време, извршена су комплетна мерења (n,γ) спектра за EGAF (Evaluated Gamma-ray Activation File) као део пројекта интерне стандардизације свих гама спектара природних изотопа [193, 194]. Оно што је карактеристично за све поменуте експерименте је да до сада нису извршена значајнија мерења ^{94}Nb која су истовремено користила ($\text{n},2\gamma$) реакцију као и гама спектрометре високе резолуције, те експеримент који је изведен у овом раду коришћењем ($\text{n},2\gamma$) реакције и два HPGe детектора може да пружи корисне додатне спектроскопске информације о ^{94}Nb .

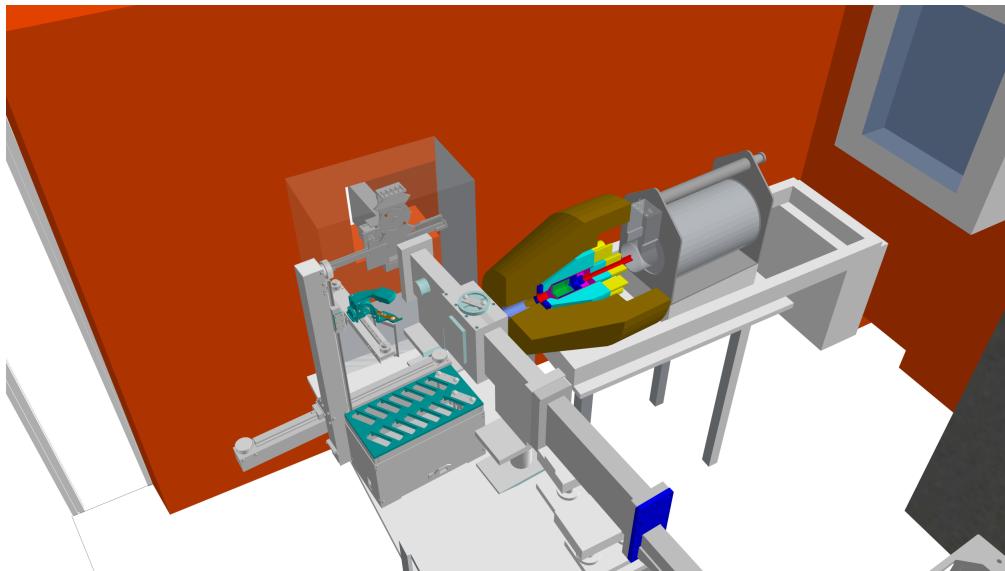
4.2 Истраживачки реактор BRR, у Будимпешти (Мађарска)

Истраживачки реактор у Будимпешти [195] представља водећу истраживачку структуру у Мађарској и једну од највећих у централној Европи. Овај реактор је VVR-типа (вода се користи за хлађење и као модератор). Реактором оперише Центар за енергетска истраживања Мађарске академије наука. 1993. је формиран конзорцијум Будимпештанског неутронског центра BNC, у којем учествују лабораторије чије се истраживање заснива на коришћењу неутрона. Максимални термални флукс неутрона је око $2.1 \cdot 10^{14}$ слободних неутрона по квадратном центиметру у секунди. Шематски приказ реактора и тренутно постојећих мерних станица је приказан на слици 4.1. Научници се на 18 експерименталних станица баве истраживањима из области физике, хемије, материјала, биологије, инжењерства и истраживања културне баштине.

PGAA мерна станица [36, 196], на којој је извршен експеримент, налази се на крају неутронског водича 10/1. Примарна сврха мерне станице је недеструктивна елементална анализа узорака, детекцијом гама кваната који настају након захвата неутрона. Пре доласка снопа у експериментални део мерне станице, сноп се дели на два подснopa уз помоћ колиматора, омогућавајући да се на мерној станици врше два експеримента истовремено. Један сноп се користи за PGAA мерења, а други се користи за NIPS/NORMA мерне станице. Максималан флукс термалних неутрона на позицији узорка који се мери је $9.6 \cdot 10^7 \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Стандардна поставка PGAA мерне станице се састоји од HPGe детектора релативне ефикасности од 27%, који се налази у BGO Комптонској заштити и приказана је на слици 4.2. У случају потребе, на мерној станици је доступан додатни HPGe детектор релативне ефикасности од 23% који се по потреби може додати. За потребе експеримента у овом раду, коришћена су оба детектора.



Слика 4.1: Шема зграде истраживачког реактора BRR са именима мерних станица и експерименатна. Мерења за докторат су вршена на PGAA/NIPS мерној станици. Слика преузета из [197].



Слика 4.2: Шема стандардне поставке PGAA мерне станице. Слика преузета из [198].

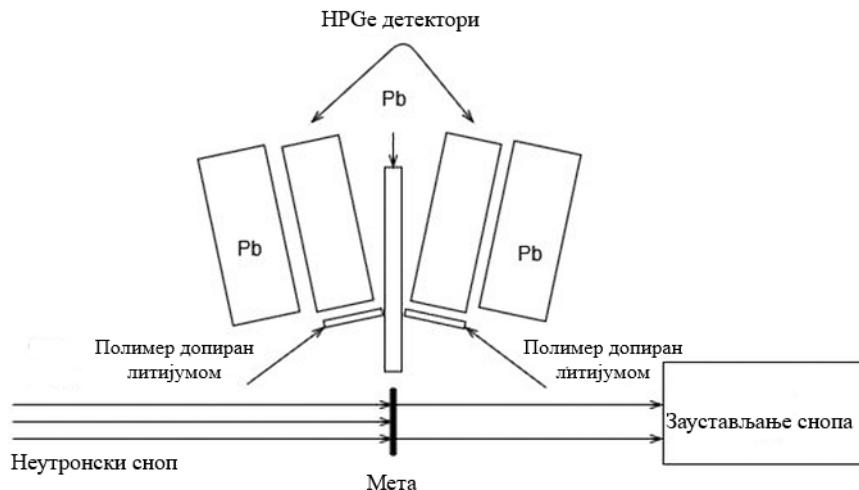
4.3 Експериментална поставка

Гама спектроскопска мерења након захвата неутрона на ^{93}Nb , $^{93}\text{Nb}(n_{th},2\gamma)$ реакција, су извршена на PGAA мерној станици истраживачког реактора у Будимпешти [36, 196]. За потребе експеримента набављена је ниобијумска мета високе чистоће (99.9%) у облику танке плочице. Маса мете је била 10.82 g, док су димензије мете биле $25 \times 25 \times 2 \text{ mm}^3$. Мета

је била монтирана на носач и постављена у равни нормалној на правац неутронског снопа. За детекцију гама кваната коришћена су два HPGe детектора релативних ефикасности 23% и 27%. Детектори су били постављени један поред другог, са исте стране у односу на неутронски сноп. Детектори су били постављени под углом $\pm 11.6^\circ$ у односу на осу која пролази кроз мету и нормална је на правац неутронског снопа, као што је приказано на сликама 4.3 и 4.4. Прозори детектора су се налазили на 7.5 см од центра ниобијумске мете. Блиска геометрија је коришћена за прикупљање што већег броја коинцидентних до-гађаја. За заштиту детектора од фонског гама зрачења коришћено је олово, а за заштиту од неутрона коришћен је слој полимера допираниог ${}^6\text{Li}$ дебљине 2 mm који је био постављен испред прозора детектора.



Слика 4.3: Експериментална поставка са делимично постављеном заштитом.



Слика 4.4: Шема експерименталне поставке за мерење двоструких гама каскада на истраживачком реактору у Будимпешти.

За потребе прикупљања података коришћен је четвороканални дигитализатор CAEN N6724 [199]. Предност коришћења овог типа дигитализатора је могућност снимања инфор-

мација о енергији догађаја (амплитуди сигнала) и времену регистраовања догађаја у оба HPGe детектора, што омогућава анализу након завршетка прикупљања података.

Релативна ефикасност детектора је одређена из гама спектара прикупљених коришћењем PVC мете и $^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$ реакције. Живо време мерења двоструких гама каскада током експеримента је било 506 ks.

4.4 Обрада експерименталних података

4.4.1 Калибрација спектара

Први корак у обради експерименталних података је калибрација енергије, ефикасности и калибрација пуне ширине линије на половини висине (FWHM - Full Width at Half Maximum) за прикупљене спектре. Калибрација енергије је неопходна за прецизно одређивање енергија у спектру, калибрација ефикасности је неопходна за одређивање интензитета, док је FWHM калибрација неопходна за фитовање пикова у циљу одређивања интензитета врхова унутар спектра.

За калибрацију енергије је потребно изабрати репрезентативне пикове у спектру. Пожељно је да ови врхови имају што бољу статистику, како би се прецизније одредио њихов положај у спектру, као и да избор врхова који се користе за калибрацију буде такав да садржи врхове из различитих енергетских делова спектра. Најинтензивнија гама линија која се емитује у ^{94}Nb након захвата неутрона има енергију 99.41 keV и релативно је лако пронаћи је на нискоенергетском делу спектра. Мимо ове линије, две интензивне линије које се увек виде у спектрима захвата неутрона су линија од 511 keV и линија од 2223.23 keV која потиче од захвата неутрона на језгрима водоника. Од интензивних линија са краја спектра одабрана је линија ниобијума енергије 6831.18 keV. Енергетска калибрација је рађена кривом другог реда и за детектор релативне ефикасности 23% је добијено:

$$E(\text{keV}) = 0.66669 + 0.89593 \cdot \text{Kanal} + 1.06879 \cdot 10^{-7} \cdot \text{Kanal}^2 \quad (4.1)$$

док је за детектор релативне ефикасности 27% добијено:

$$E(\text{keV}) = 0.58284 + 0.89984 \cdot \text{Kanal} + 1.76257 \cdot 10^{-8} \cdot \text{Kanal}^2 \quad (4.2)$$

FWHM калибрација се ради тако што се изабере неколико добро дефинисаних врхова унутар спектра за које се изврши процедура фитовања, како би се дефинисала зависност ширине линије од енергије. Калибрација је фитована линеарном функцијом. За детектор релативне ефикасности 23% је добијено:

$$FWHM(\text{keV}) = 3.49678 + 0.00026 \cdot E(\text{keV}) \quad (4.3)$$

док је за детектор релативне ефикасности 27% добијено:

$$FWHM(\text{keV}) = 3.37345 + 0.00027 \cdot E(\text{keV}) \quad (4.4)$$

Приликом калибрације ефикасности добијених спектара, потребно је имати у виду да се типичне енергије гама линија које се емитују након деексцитације језгра, које настаје захвatom неутрона, крећу до вредности од око 8-10 MeV. Стандардни калибрациони извори који се користе за калибрацију ефикасности, попут ^{152}Eu , не могу да покрију цео енергетски регион од интереса. У претходном одељку је речено да је калибрација рађена коришћењем PVC мете и $^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$ реакције. Ова реакција се стандардно користи за калибрацију у експериментима који користе неутронску активацију јер спектар који емитује ^{36}Cl садржи

довољан број интензивних гама линија у интервалу енергија од 500-8500 keV што је најчешће довољно за калибрацију ефикасности. Спектар који се добија активацијом ^{35}Cl је приказан на слици 4.5, док су информације о гама енергијама које се стандардно користе за калибрацију дате у табели 4.1.

Ефикасност детектора је фитована функцијом $\ln(\epsilon) = a \cdot \ln(E_\gamma) + b \cdot \ln(E_\gamma/1022) + c \cdot \ln^2(E_\gamma/1022)$ и за детектор релативне ефикасности 23% је добијено:

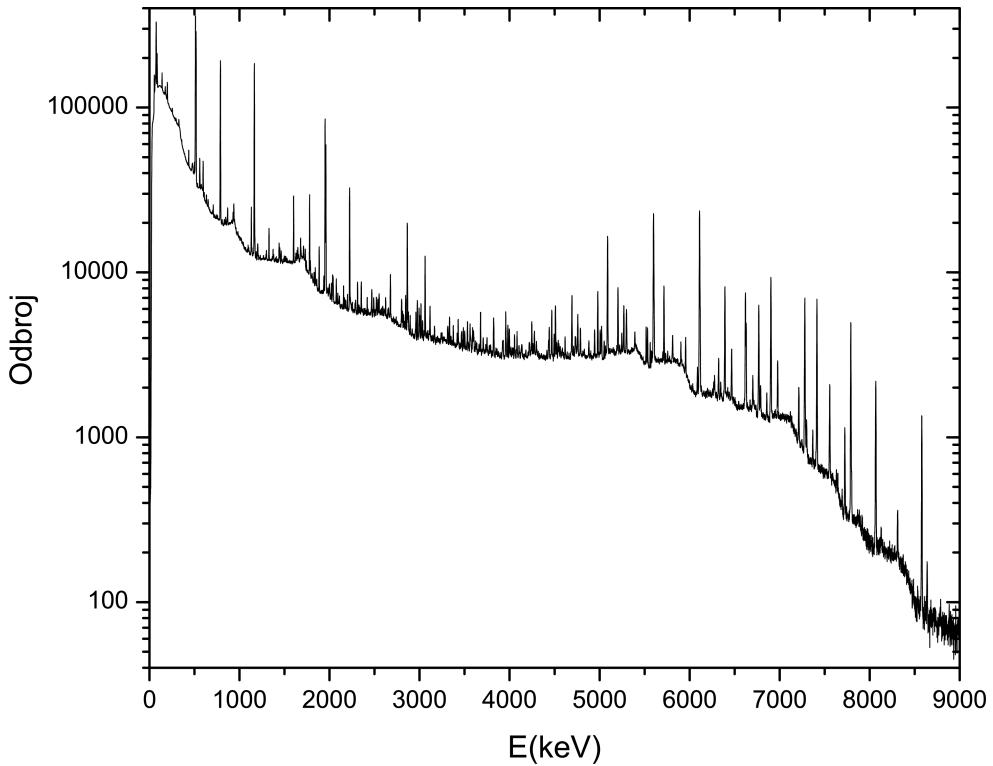
$$\ln(\epsilon) = -0.579735 \cdot \ln(E_\gamma) + 0.088315 \cdot \ln(E_\gamma/1022) - 0.257969 \cdot \ln^2(E_\gamma/1022) \quad (4.5)$$

док је за детектор релативне ефикасности 27% добијено:

$$\ln(\epsilon) = -0.751119 \cdot \ln(E_\gamma) + 0.281539 \cdot \ln(E_\gamma/1022) - 0.286767 \cdot \ln^2(E_\gamma/1022) \quad (4.6)$$

Табела 4.1: Подаци о најинтензивнијим гама линијама које се емитују након $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ реакције.

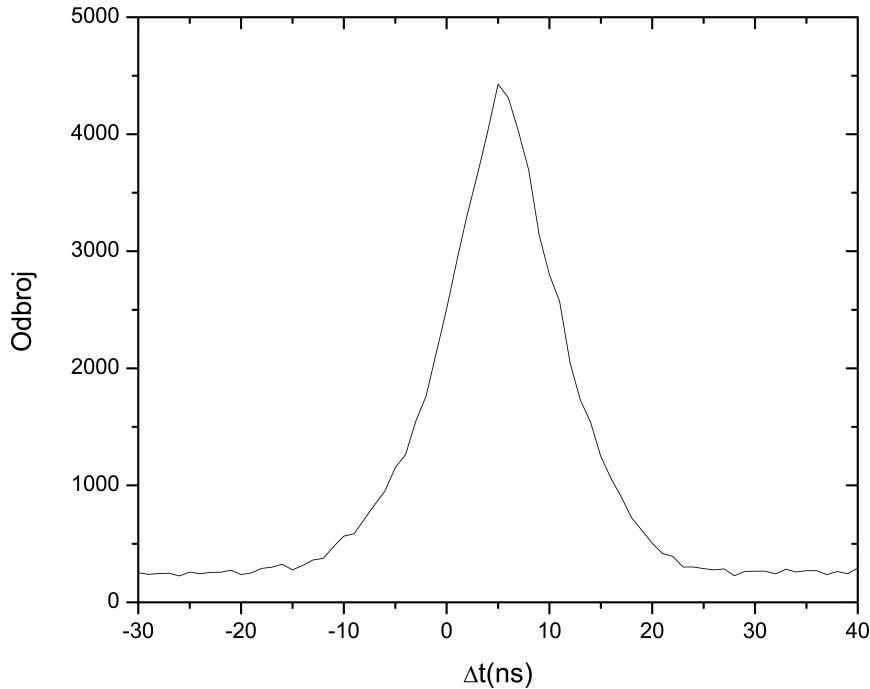
E_γ (keV)	dE_γ (keV)	P_γ	dP_γ
436.220	0.005	0.00939	0.00011
517.07006	0.00023	0.230	0.003
786.2970	0.0004	0.1038	0.0013
788.4230	0.0004	0.1645	0.0021
1164.8579	0.0005	0.271	0.003
1601.068	0.017	0.0368	0.0004
1951.1278	0.0014	0.1921	0.0021
1959.343	0.008	0.1244	0.0014
2676.31	0.03	0.01617	0.00012
2863.82	0.03	0.0552	0.0006
3061.83	0.04	0.0342	0.0004
4440.38	0.05	0.01143	0.00015
4979.72	0.05	0.0374	0.0005
5517.21	0.06	0.01699	0.00021
5715.20	0.06	0.0552	0.0007
6110.80	0.06	0.200	0.003
6619.57	0.07	0.0768	0.0010
6627.78	0.07	0.0445	0.0006
6977.79	0.07	0.0225	0.0004
7413.92	0.08	0.0999	0.0016
7790.28	0.08	0.0807	0.0012
8578.53	0.09	0.0268	0.0005



Слика 4.5: Сакупљени гама спектар након захвата неутрона на језгрима хлора ($^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$) који је коришћен за калибрацију ефикасности једног од детектора (релативне ефикасности 27%).

4.4.2 Спектар суме амплитуда коинцидентних догађаја (SACP) и спектар двоструких гама каскада (TSC)

Подаци који су прикупљени коришћењем CAEN N6724 дигитализатора [199] су број канала (амплитуда сигнала) у којем је регистрован догађај, као и време детекције догађаја (мерено у унутрашњим циклусима дигитализатора, које износи 10 ns по циклусу). Први корак у обради података је тражење коинциденција између два детектора, тј. тражење догађаја, унутар оба детектора, за које се може рећи да су се одиграли у приближно исто време. За тражење коинциденција коришћен је коинциденциони програм написан у програмском језику FORTRAN. Програм ради на следећем принципу: програм узима први догађај из првог детектора и тражи у другом детектору догађај такав да је разлика времена између детекције минимална. Након проналажења догађаја који испуњавају овај критеријум програм може, у зависности од избора експериментатора, да записује канале на којима су регистровани догађаји, као и времене детекције оба догађаја. Након тога, програм прелази на други догађај и упарује догађаје из оба детектора све док не дође до краја спектра. Пре него што се програм пусти у рад, потребно је одредити максималну временску разлику између детекције догађаја, за коју се може сматрати да је реч о тренутним догађајима. Ова временска разлика се одређује тако што се програм на одређеној количини података пусти без ограничења временске разлике, након чега се прта временска крива која приказује одброј догађаја у зависности од временске разлике (слика 4.6). Под расподелом која се налази у овом спектру се налазе догађаји који представљају праве временске коинциденције, и из граница врха у овом спектру се одређује максимална временска разлика између догађаја, након чега се програмом, уз овај временски услов, обрађују сви догађаји.



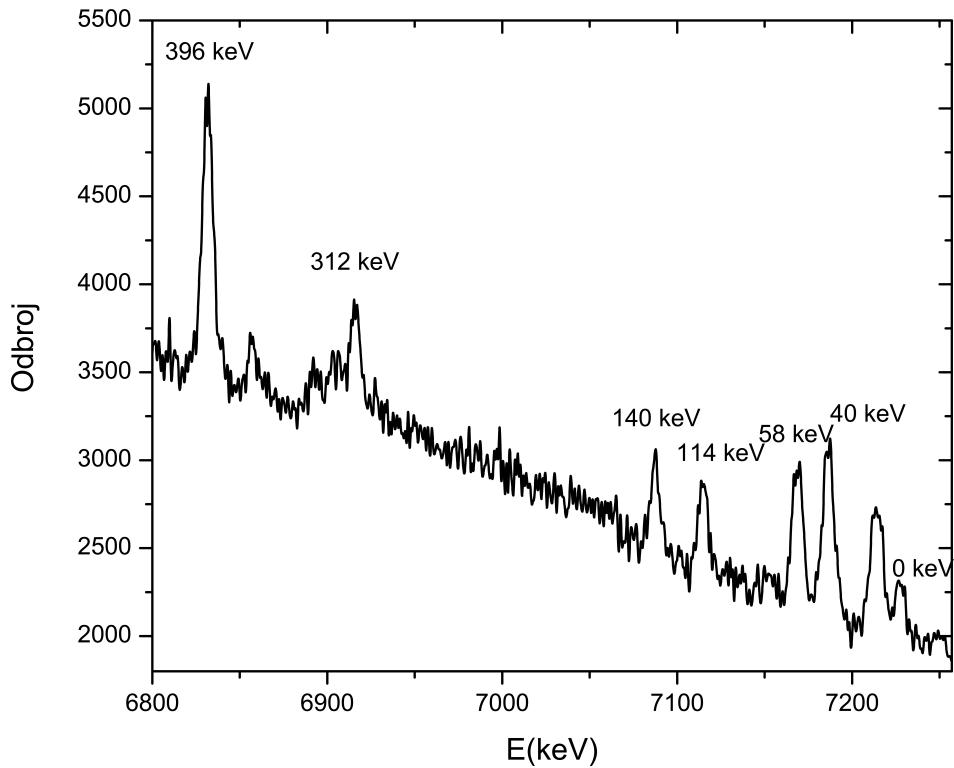
Слика 4.6: Расподела временских разлика између коинцидентних догађаја у детекторима.

Изабран је коинцидентни прозор од -17 до 25. На тај начин су издвојени коинциденциони догађаји и извршена је енергетска калибрација, што је даље омогућило добијање спектра суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP спектар). Добијени SACP спектар је приказан на слици 4.7. У SACP спектру ^{94}Nb уочавају се јасни пикови који потичу од сумарних коинцидентних догађаја. Анализом спектра је установљена детекција седам сумарних каскада које одговарају прелазима са енергије захвата неутрона ($7227.0(5)$ keV) на основно стање и првих шест побуђених стања са енергијама 40, 58, 114, 140, 312 и 396 keV. Подаци о детектованим гама коинциденцијама су приказани у табели 4.2.

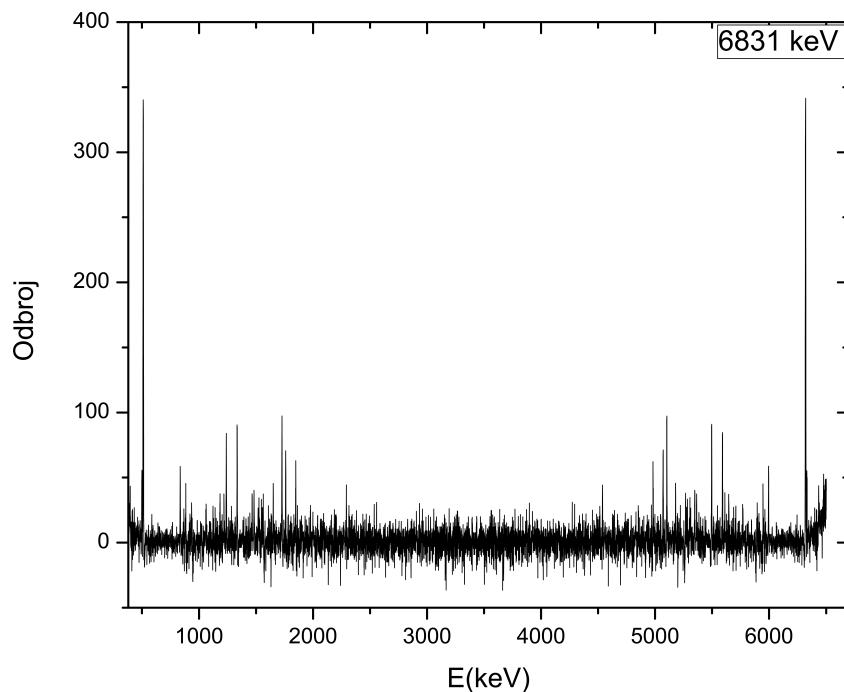
Следећи корак у обради података представља конструкцију спектара двоструких гама каскада (TSC спектара) за седам одабраних пикова. TSC спектри за каскаде на основно и првих шест побуђених стања у ^{94}Nb су приказани на сликама 4.8–4.14.

Табела 4.2: Информације о двоструким гама каскадама на основно стање и првих шест побуђених стања.

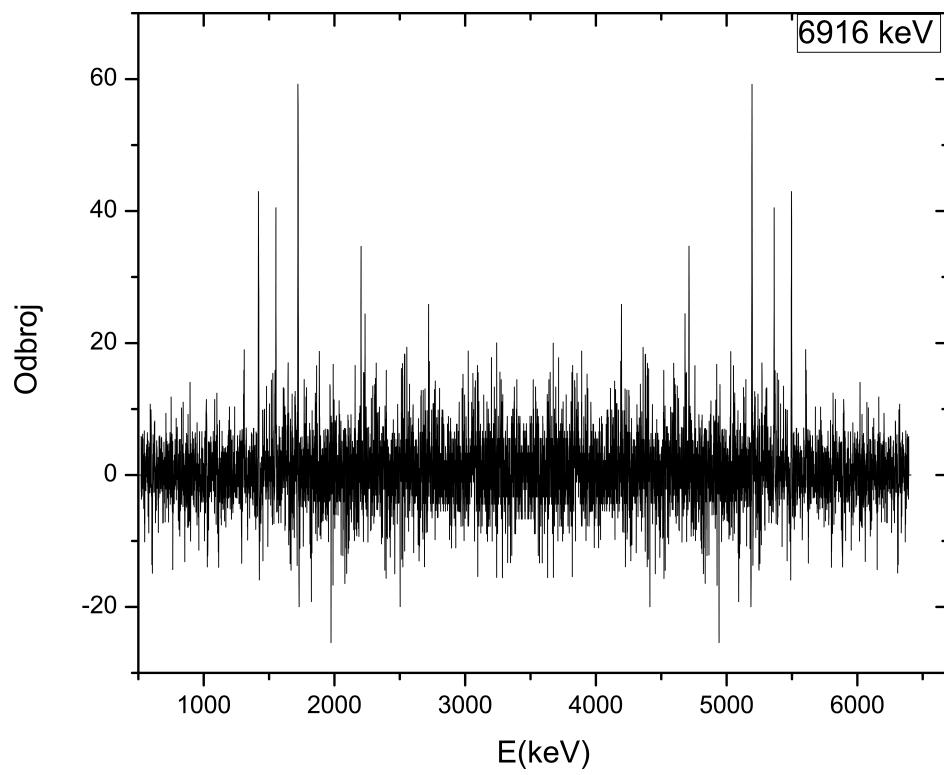
Укупна енергија гама каскада (keV)	Финални ниво (E_f) каскаде(keV)	Спин нивоа E_f	Део разрешених интензитета каскаде	Укупан интензитет % по распаду
7227	0	6+	0.25(2)	5.4(20)
7186	40.9	3+	0.71(2)	6.2(15)
7169	58.7	(4)+	0.60(1)	7.0(11)
7114	113.4	(5)+	0.42(2)	5.3(15)
7087	140.3	(2)-	0.84(1)	2.7(9)
6916	311.8	(4,5)+	0.57(3)	3.2(10)
6831	396.2	(3)-	0.51(3)	5.4(11)
Сума			0.56(2)	35.2(40)



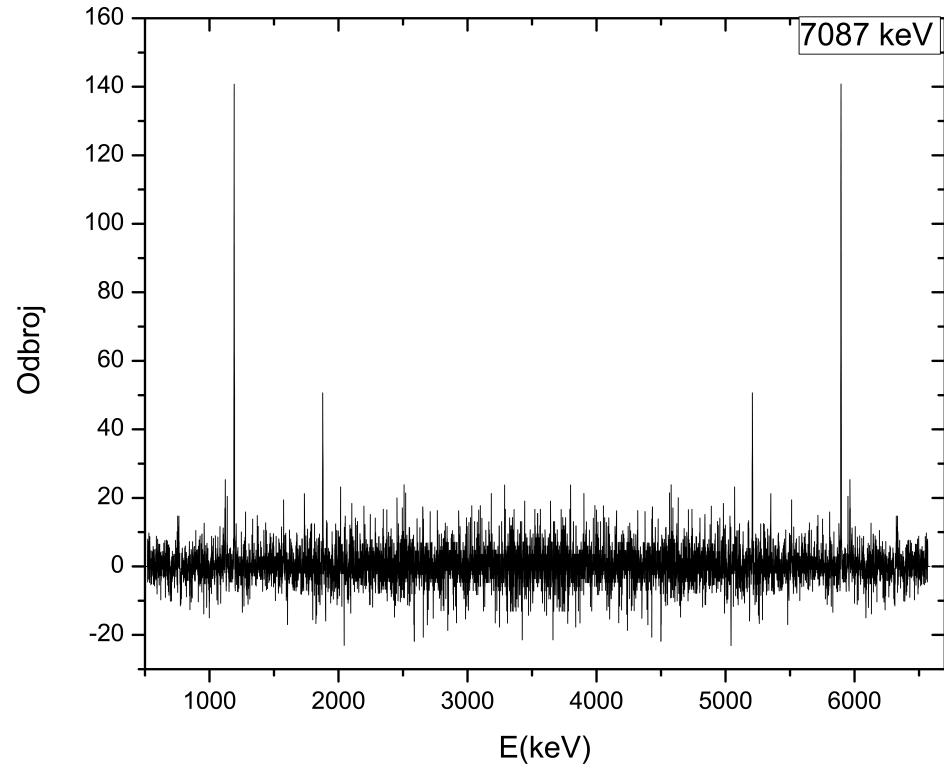
Слика 4.7: Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{94}Nb . Бројевне вредности на графику поред врхова означавају финални ниво на којем се језgro налази након емисије два гама кванта.



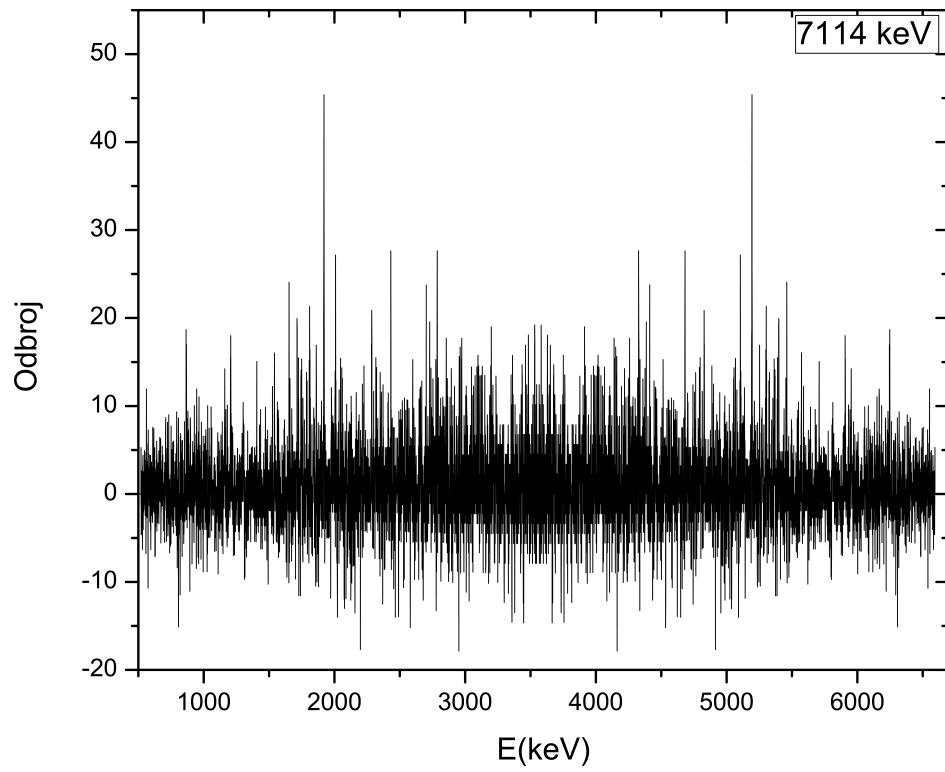
Слика 4.8: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 6831 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 396 keV.



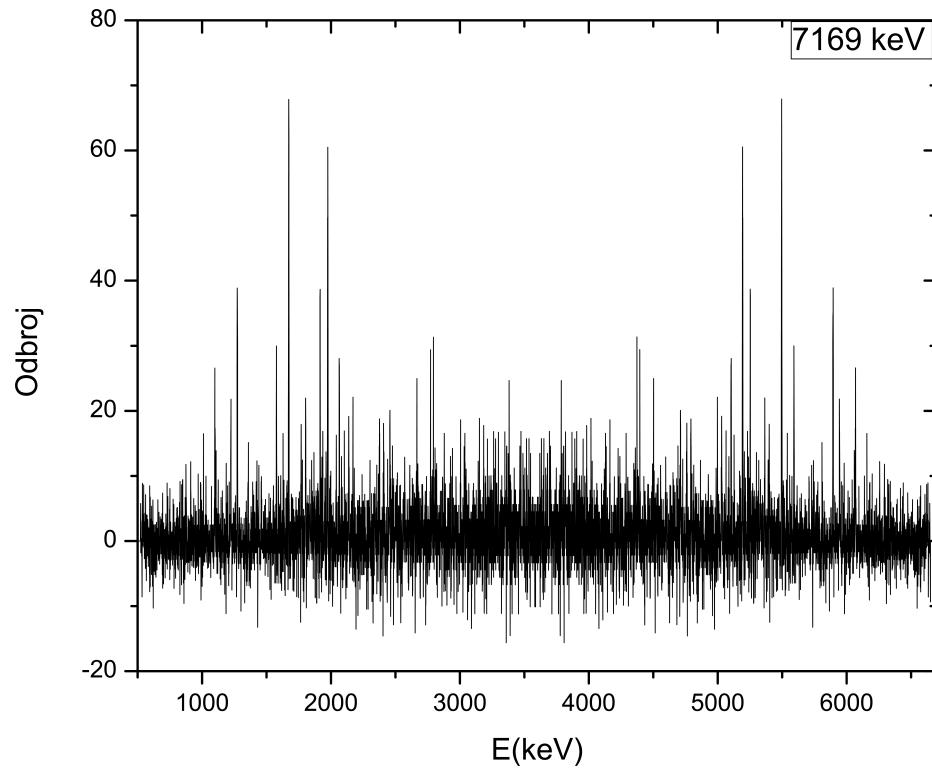
Слика 4.9: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 6916 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 312 keV.



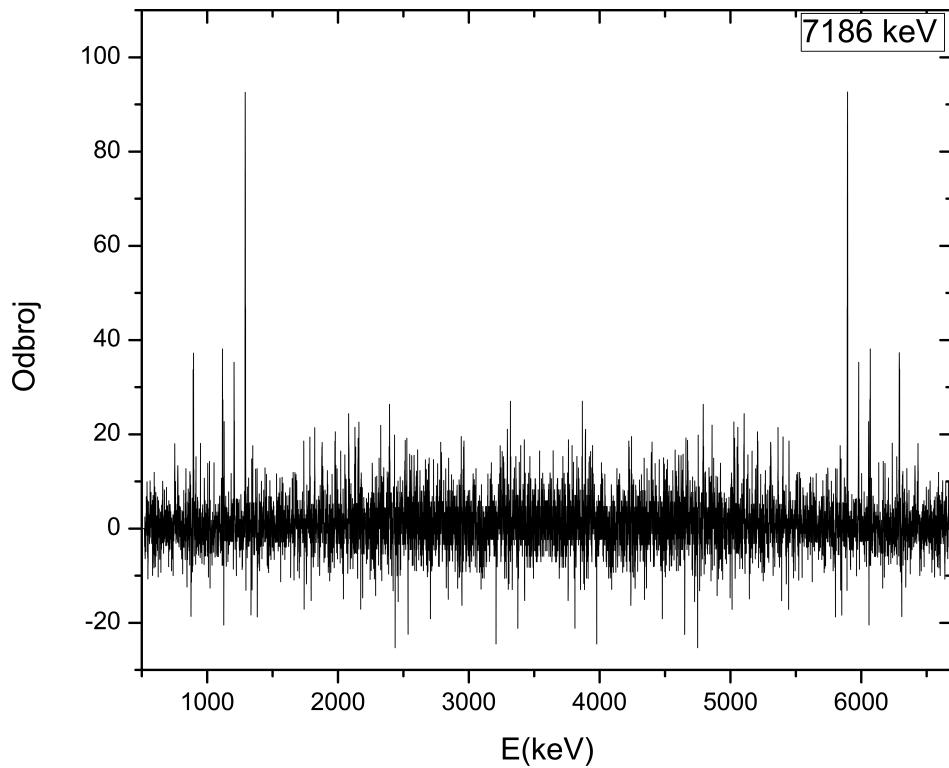
Слика 4.10: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7087 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 140 keV.



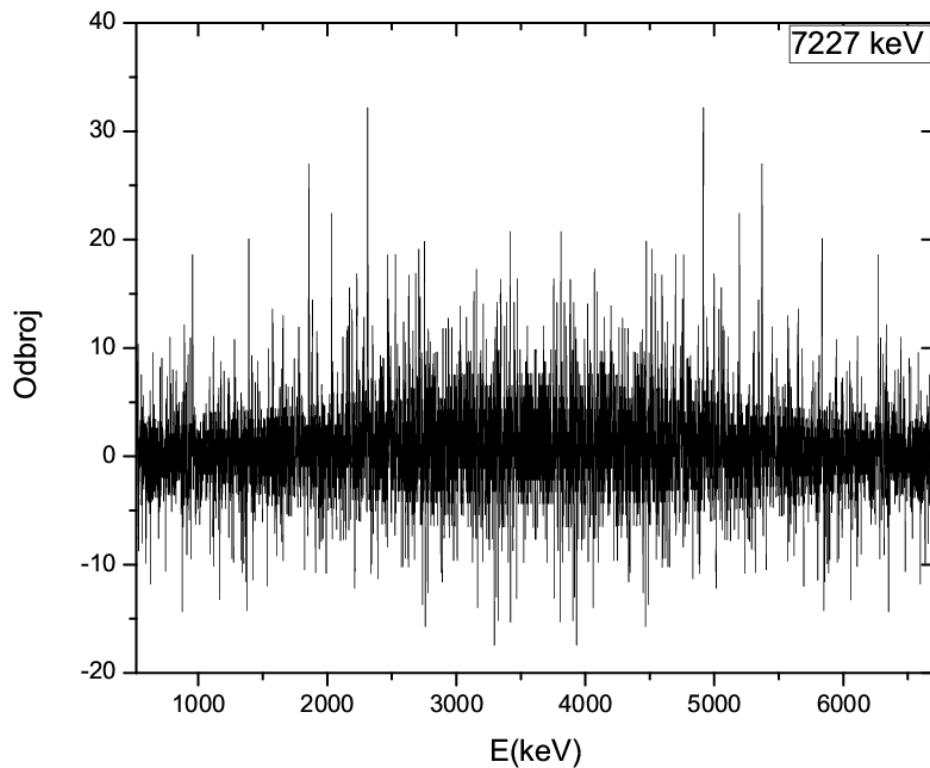
Слика 4.11: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7114 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 114 keV.



Слика 4.12: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7169 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 58 keV.



Слика 4.13: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7186 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 40 keV.



Слика 4.14: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{94}Nb са збирном енергијом од 7227 keV. Завршни ниво ове каскаде је основни ниво.

4.4.3 Конструкција шеме нивоа

TSC спектри омогућавају проналажење двоструких гама каскада. Анализом TSC спектара за ^{94}Nb пронађено је 216 двоструких гама каскада. У TSC спектру за основни ниво пронађено је 29 каскада, за ниво од 41 keV 54, за ниво од 58 keV 36, за ниво од 113 keV 35, за ниво од 140 keV 18, док је за нивое од 312 и 396 keV пронађено 17 и 27 каскада, тим редом.

Додатни детаљи о методу и функцији највеће вероватноће која је коришћена за одређивање енергије примарних и секундарних каскада се могу пронаћи у [12] као што је поменуто у Глави 3. Од 216 каскада, само у случају 26 парова каскада енергија примарног гама кванта је мања од енергије секундарног гама квантата. Све информације о енергијама примарних и секундарних гама кваната, енергијама интермедијалних нивоа, као и интензитетима каскада су презентоване у табели 4.2. Како би се експериментални подаци о интензитетима упоредили са постојећим подацима у базама података за најинтензивније примарне транзиције са $E_1 = 5997.0, 5898.0, 5591.6, 5496.5, 5369.7, 5364.9, 5103.5$ и 5070.4 keV, коефицијенти гранања њихових секундарних транзиција I_2 су прикупљени независно, из ENSDF базе података [38]. Вредности укупног интензитета двоструких гама каскада, $I_{\gamma\gamma}$, које су израчунате на овакав начин показују да је у овом експерименту детектовано 35% од укупног интензитета свих двоструких гама каскада, од чега 56% припада енергијски разрешеним каскадама (Табела 5.2). Интензитети каскада су неопходни за одређивање функције густине нивоа и функције јачине прелаза, о чему ће бити речи касније.

Табела 4.3: Поређење експерименталних података са ENSDF базом података. E_1 и E_2 су енергије првог и другог кванта каскаде, тим редом, E_i је енергија интермедијалног нивоа, а E_f је енергија финалног нивоа двоструке гама каскаде. $I_{\gamma\gamma}$ представља интензитет каскаде (на 100 распада) измерен у експерименту. Експериментална мерна несигурност за енергије E_2 имају исту апсолутну вредност као за E_1 (вредности приказане у табели). Болдоване вредности су вредности за које не постоје доступни подаци у ENSDF бази података.

Овај рад		ENSDF					
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
6917.90(19)	251.1	309.10(21)	0.32(15)	58.708(10)	6915.73(4)	253.115(5)	311.821(10)
6835.00(15)	334.1	392.10(17)	0.26(24)	58.708(10)	6831.18(4)	337.529(8)	396.227(12)
6835.00(9)	279.1	392.1(9)	0.098(24)	113.4009(8)	6831.18(4)	-	396.227(12)
6833.9(5)	253.1	393.1(5)	2.1(3)	140.298(12)	6831.18(4)	253.113(5)	396.227(12)
6435.3(7)	751.7	791.7(7)	0.08(4)	40.892(12)	6434.78(6)	751.78(7)	792.595(16)
6410.9(10)	776.1	816.1(10)	0.05(4)	40.892(12)	6410.64(14)	775.99(6)	816.83(3)
6332.0(14)	755.0	895.0(14)	0.06(4)	140.298(12)	6331.74(7)	755.28(7)	895.650(14)
6332.0(6)	499.0	895.0(6)	0.36(14)	396.227(12)	6331.74(7)	499.426(8)	895.650(14)
6292.7(5)	894.3	934.3(5)	0.26(8)	40.892(12)	6292.19(7)	894.24(5)	936.036(20)
6271.8(6)	955.2	955.3(6)	0.11(4)	g.s.	6270.57(11)	957.34(5)	957.34(5)
6246.3(8)	867.7	980.7(8)	0.038(20)	113.4009(8)	-	-	979.29(18)
6187.3(10)	1039.7	1039.7(10)	0.050(27)	g.s.	-	-	-
6188.8(11)	642.2	1038.2(11)	0.07(5)	396.227(12)	-	-	-
6160.0(19)	954.1	1067.1(19)	0.016(11)	113.4009(8)	-	-	-
6136.0(10)	695.0	1091.0(10)	0.12(8)	396.227(12)	-	-	-
6068.9(5)	1118.1	1158.1(5)	0.14(5)	40.892(12)	6068.44(8)	1118.00(25)	1158.71(4)
6068.9(4)	1100.1	1158.1(4)	0.13(6)	58.708(10)	6068.44(8)	1100.11(15)	1158.71(4)
6058.1(7)	1055.9	1168.9(7)	0.047(23)	113.4009(8)	6058.16(9)	1056.39(15)	1169.88(6)
6050.9(10)	1176.1	1176.1(10)	0.05(3)	g.s.	-	1179.61(6)	1179.61(6)
6029.6(10)	1197.4	1197.4(10)	0.044(28)	g.s.	-	-	-
5997.0(7)	834.0	1230.0(7)	0.32(13)	396.227(12)	5995.67(9)	835.72(3)	1231.92(3)
5981.1(9)	1187.9	1245.9(9)	0.057(26)	58.708(10)	5980.20(9)	1188.3(4)	1247.26(7)
5964.3(5)	1122.7	1262.7(5)	0.17(5)	140.298(12)	5964.34(8)	1122.65(25)	1262.82(7)
5964.3(13)	866.7	1262.7(13)	0.068(27)	396.227(12)	5964.34(8)	-	1262.82(7)
5952.8(6)	1161.2	1274.0(6)	0.07(3)	113.4009(8)	5952.94(10)	1160.0(5)	1272.83(4)

Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
5952.8(6)	878.2	1274.0(6)	0.12(8)	396.227(12)	5952.94(10)	879.75(14)	1272.83(4)
5945.3(7)	1281.7	1281.7(7)	0.11(4)	-	5946.33(9)	1281.44(11)	1281.44(11)
5945.3(7)	1223.7	1281.7(7)	0.10(4)	58.708(10)	5946.33(9)	1222.98(12)	1281.44(11)
5895.00(25)	1292.0	1332.00(26)	0.38(8)	40.892(12)	5894.93(8)	1291.3(5)	1332.6(3)
5895.0(4)	1274.0	1332.0(4)	0.25(6)	58.708(10)	5894.93(8)	1273.4(5)	1332.6(3)
5895.0(9)	1219.0	1332.0(9)	0.049(24)	113.4009(8)	5894.93(8)	1220.1(5)	1332.6(3)
5895.00(21)	1192.0	1332.00(22)	0.83(11)	140.298(12)	5894.93(8)	1192.2(5)	1332.6(3)
5835.1(4)	1391.9	1391.9(4)	0.17(6)	-	5834.74(11)	-	1392.73(12)
5819.9(11)	1294.1	1407.0(11)	0.028(16)	113.4009(8)	-	-	1405.0(10)
5808.6(9)	1305.4	1418.4(9)	0.058(27)	113.4009(8)	-	1304.8(5)	-
5808.6(10)	1022.4	1418.4(10)	0.13(9)	396.227(12)	-	-	-
5770.7(11)	1060.3	1456.3(11)	0.15(9)	396.227(12)	5769.77(9)	1061.45(11)	1458.12
5730.4(9)	1100.6	1496.6(9)	0.09(6)	396.227(12)	5727.98(11)	-	1499.92
5708.3(8)	1460.7	1518.7(8)	0.063(24)	58.708(10)	5708.73(11)	1459.6(14)	1519.0(10)
5708.3(9)	1405.7	1518.7(9)	0.056(28)	113.4009(8)	5708.73(11)	-	1519.0(10)
5647.4(8)	1439.6	1579.6(8)	0.038(21)	140.298(12)	5645.94(11)	-	1581.95(14)
5647.4(8)	1183.6	1579.6(8)	0.14(8)	396.227(12)	5645.94(11)	1185.1(3)	1581.95(14)
5617.0(7)	1552.0	1610.0(7)	0.059(22)	58.708(10)	-	-	1609.6(12)
5614.2(6)	1216.8	1612.8(6)	0.14(6)	396.227(12)	5612.72(11)	-	-
5607.6(7)	1307.4	1619.4(7)	0.09(4)	311.821(10)	5607(30)	1304.8(5)	1620.6(4)
5591.6(4)	1577.4	1635.4(4)	0.15(4)	58.708(10)	5591.32(10)	-	1636.14(11)
5591.6(6)	1239.4	1635.4(6)	0.29(12)	396.227(12)	5591.32(10)	1239.38(25)	1636.14(11)
5572.5(7)	1654.5	1654.5(7)	0.08(4)	-	5572.33(11)	-	1655.09(17)
5572.5(7)	1541.5	1654.5(7)	0.08(4)	113.4009(8)	5572.33(11)	-	1655.09(17)
5511.6(6)	1575.4	1715.4(6)	0.09(3)	140.298(12)	5511.28(11)	-	1716.66(19)
5508.3(8)	1678.7	1718.7(8)	0.07(4)	40.892(12)	5507.80(11)	-	1720.1(3)
5496.50(27)	1672.5	1730.50(28)	0.39(6)	58.708(10)	5496.15(10)	-	1731.4(13)
5496.5(6)	1590.5	1730.5(6)	0.065(28)	140.298(12)	5496.15(10)	-	1731.4(13)
5496.5(4)	1418.5	1730.5(4)	0.23(6)	311.821(10)	5496.15(10)	1419.6(13)	1731.4(13)
5496.5(5)	1334.5	1730.5(5)	0.47(16)	396.227(12)	5496.15(10)	1334.6(5)	1731.4(13)
5453.3(10)	1461.7	1773.7(10)	0.052(29)	311.821(10)	5450.98(11)	1459.6(14)	1776.92(14)
5448.3(7)	1778.7	1778.7(7)	0.12(5)	-	5447.18(13)	-	1779.72(5)
5448.3(16)	1466.7	1778.7(16)	0.029(21)	311.821(10)	5447.18(13)	-	1779.72(5)
5448.3(10)	1382.7	1778.7(10)	0.08(3)	396.227(12)	5447.18(13)	-	1779.72(5)
5414.2(9)	1772.8	1812(9)	0.06(3)	40.892(12)	5412.20(15)	-	1815.75(18)
5407.8(12)	1779.2	1819.2(12)	0.038(24)	40.892(12)	5406.92(18)	-	1821.2(7)
5369.7(9)	1545.3	1857.3(9)	0.08(4)	311.821(10)	5368.98(11)	-	1859.75(11)
5364.9(6)	1822.1	1862.1(6)	0.10(4)	40.892(12)	5363.80(11)	-	1864.13(14)
5364.9(5)	1804.1	1862.1(5)	0.12(4)	58.708(10)	5363.80(11)	-	1864.13(14)
5364.9(8)	1749.1	1862.1(8)	0.08(4)	113.4009(8)	5363.80(11)	-	1864.13(14)
5364.9(7)	1550.1	1862.1(7)	0.14(5)	311.821(10)	5363.80(11)	-	1864.13(14)
5364.9(9)	1466.1	1862.1(9)	0.10(10)	396.227(12)	5363.80(11)	-	1864.13(14)
5349.0(8)	1820.0	1878.0(8)	0.045(20)	58.708(10)	5348.56(11)	-	1879.35(14)
5349.0(8)	1738.0	1878.0(8)	0.13(5)	140.298(12)	5348.56(11)	-	1879.35(14)
5309.8(8)	1877.2	1917.2(8)	0.13(5)	40.892(12)	-	-	-
5307.3(8)	1523.7	1919.7(8)	0.11(6)	396.227(12)	5307.93(11)	-	1920.0(4)
5304.9(14)	1882.1	1922.1(14)	0.06(4)	40.892(12)	-	-	-
5300.5(10)	1886.5	1926.5(10)	0.080(28)	40.892(12)	5301.22(12)	-	1926.8(4)
5300.5(7)	1813.5	1926.5(7)	0.11(4)	113.4009(8)	5301.22(12)	-	1926.8(4)
5300.5(7)	1614.5	1926.5(7)	0.08(4)	311.821(10)	5301.22(12)	-	1926.8(4)
5284.0(6)	1885.0	1943.0(6)	0.041(19)	58.708(10)	5284.14(12)	-	1943.76(23)
5278.5(9)	1636.5	1948.5(9)	0.046(24)	311.821(10)	5277.43(19)	-	1950.4(3)
5270.4(9)	1916.6	1956.6(9)	0.044(25)	40.892(12)	5271.19(20)	-	1956.73(22)
5270.4(6)	1843.6	1956.6(6)	0.058(28)	113.4009(8)	5271.19(20)	-	1956.73(22)
5270.4(12)	1816.6	1956.6(12)	0.08(5)	140.298(12)	5271.19(20)	-	1956.73(22)
5270.4(6)	1644.6	1956.6(6)	0.08(5)	311.821(10)	5271.19(20)	-	1956.73(22)
5253.2(3)	1915.8	1973.8(3)	0.20(5)	58.708(10)	5252.51(12)	-	1975.5(4)
5212.8(6)	1702.2	2014.2(6)	0.059(26)	311.821(10)	5213.76(15)	-	2014.19(20)
5207.6(5)	1879.4	2019.4(5)	0.30(10)	140.298(12)	5207.94(12)	-	2020.0(3)

Овај рад		ENSDF					
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
5206.8(12)	1623.4	2019.4(12)	0.05(3)	396.227(12)	5207.94(12)	-	2020.0(3)
5193.7(9)	2033.3	2033.3(9)	0.07(4)	g.s.	5193.37(12)	-	2033.6(3)
5193.7(9)	1975.3	2033.3(9)	0.36(7)	58.708(10)	5193.37(12)	-	2033.6(3)
5193.7(9)	1920.3	2033.3(9)	0.25(7)	113.4009(8)	5193.37(12)	-	2033.6(3)
5193.7(9)	1721.3	2033.3(9)	0.30(7)	311.821(10)	5193.37(12)	-	2033.6(3)
5179.9(10)	2007.1	2047.1(10)	0.042(22)	40.892(12)	5179.99(12)	-	2047.94(15)
5179.9(11)	1907.1	2047.1(11)	0.09(5)	140.298(12)	5179.99(12)	-	2047.94(15)
5179.9(7)	1651.1	2047.1(7)	0.13(5)	396.227(12)	5179.99(12)	-	2047.94(15)
5131.0(10)	1983.0	2096.0(10)	0.052(29)	113.4009(8)	5129.15(13)	-	2098.78(16)
5120.7(8)	1993.3	2106.3(8)	0.07(3)	113.4009(8)	-	-	-
5104.1(7)	2122.9	2122.9(7)	0.08(3)	g.s.	5103.33(12)	-	2124.62(15)
5104.1(6)	2082.9	2122.9(6)	0.12(4)	40.892(12)	5103.33(12)	-	2124.62(15)
5104.1(4)	2064.9	2122.9(4)	0.14(4)	58.708(10)	5103.33(12)	-	2124.62(15)
5104.1(8)	2009.9	2122.9(8)	0.12(5)	113.4009(8)	5103.33(12)	-	2124.62(15)
5104.1(7)	1726.9	2122.9(7)	0.29(13)	396.227(12)	5103.33(12)	-	2124.62(15)
5071.1(8)	2015.9	2155.9(8)	0.08(5)	140.298(12)	5070.26(12)	-	2157.67(15)
5071.1(4)	1759.9	2155.9(4)	0.26(10)	396.227(12)	5070.26(12)	-	2157.67(15)
5066.8(9)	2047.2	2160.2(9)	0.06(3)	113.4009(8)	5065.65(13)	-	2162.28(16)
5058.3(10)	2128.7	2168.7(10)	0.040(25)	40.892(12)	5059.7(3)	-	2168.2(3)
5053.8(7)	2173.2	2173.2(7)	0.11(4)	g.s.	5052.88(15)	-	2175.4(24)
5053.8(10)	2115.2	2173.2(10)	0.040(25)	58.708(10)	5052.88(15)	-	2175.4(24)
5031.8(10)	2195.2	2195.2(10)	0.07(3)	g.s.	5032.07(13)	-	2195.86(16)
5031.8(5)	2155.2	2195.2(5)	0.068(29)	40.892(12)	5032.07(13)	-	2195.86(16)
5031.8(6)	2137.2	2195.2(6)	0.13(4)	58.708(10)	5032.07(13)	-	2195.86(16)
5031.8(11)	1883.2	2195.2(11)	0.038(26)	311.821(10)	5032.07(13)	-	2195.86(16)
5019.4(10)	2167.6	2207.6(10)	0.040(22)	40.892(12)	5020.9(3)	-	2207.0(3)
5008.4(9)	2178.6	2218.6(9)	0.07(3)	40.892(12)	5006.76(22)	-	2221.16(24)
4998.3(6)	2228.7	2228.7(6)	0.14(5)	g.s.	4997.96(14)	-	2229.98(17)
4984.0(6)	2103.0	2243.0(6)	0.058(28)	140.298(12)	4982.50(13)	-	2245.3(5)
4984.0(5)	1847.0	2243.0(5)	0.13(6)	396.227(12)	4982.50(13)	-	2245.3(5)
4947.7(9)	2221.3	2279.3(9)	0.041(21)	58.708(10)	4949.72(17)	-	2278.5(7)
4890.0(12)	1941.0	2337.0(12)	0.05(3)	396.227(12)	4891.2(9)	-	2336.7(7)
4886.4(6)	2200.6	2340.6(6)	0.057(26)	140.298(12)	-	-	-
4861.6(13)	2325.4	2365.4(13)	0.05(3)	40.892(12)	4864.40(19)	-	2363.54(21)
4833.0(10)	1998.0	2394.0(10)	0.09(5)	396.227(12)	4834.8(4)	-	2393.1(4)
4827.8(10)	2341.2	2399.2(10)	0.06(3)	58.708(10)	4827.62(14)	-	2398.6(15)
4827.8(6)	2286.2	2399.2(6)	0.10(4)	113.4009(8)	4827.62(14)	-	2398.6(15)
4791.8(10)	2435.2	2435.2(10)	0.06(4)	g.s.	4791.59(14)	-	2436.5(5)
4791.8(6)	2395.2	2435.2(6)	0.15(5)	40.892(12)	4791.59(14)	-	2436.5(5)
4791.8(7)	2377.2	2435.2(7)	0.09(4)	58.708(10)	4791.59(14)	-	2436.5(5)
4760.6(14)	2426.4	2466.4(14)	0.046(29)	40.892(12)	-	-	-
4760.6(14)	2408.4	2466.4(14)	0.041(28)	58.708(10)	-	-	-
4760.6(8)	2353.4	2466.4(8)	0.051(26)	113.4009(8)	-	-	-
4760.6(9)	2070.4	2466.4(9)	0.08(3)	396.227(12)	-	-	-
4756.2(10)	2430.8	2470.8(10)	0.06(3)	40.892(12)	4756.27(15)	-	2471.68(17)
4734.7(11)	2352.3	2492.3(11)	0.048(29)	140.298(12)	-	-	-
4711.9(9)	2457.1	2515.1(9)	0.05(4)	58.708(10)	4711.62(14)	-	2516.38(18)
4711.9(6)	2203.1	2515.1(6)	0.17(5)	311.821(10)	4711.62(14)	-	2516.38(18)
4700.1(10)	2486.9	2526.9(10)	0.06(3)	40.892(12)	4699.7(4)	-	2528.3(4)
4691.5(9)	2495.5	2535.5(9)	0.051(27)	40.892(12)	4691.1(4)	-	2537.3(7)
4691.5(13)	2477.5	2535.5(13)	0.046(29)	58.708(12)	4691.1(4)	-	2537.3(7)
4682.4(12)	2486.6	2544.6(12)	0.037(23)	58.708(12)	4681.96(15)	-	2545.93(25)
4682.4(6)	2431.6	2544.6(6)	0.11(4)	113.4009(8)	4681.96(15)	-	2545.93(25)
4682.4(7)	2232.6	2544.6(7)	0.11(4)	311.821(10)	4681.96(15)	-	2545.93(25)
4674.5(9)	2512.5	2552.5(9)	0.07(4)	40.892(12)	4672.15(15)	-	2555.80(17)
4674.5(12)	2156.5	2552.5(12)	0.06(4)	396.227(12)	4672.15(15)	-	2555.80(17)
4660.8(7)	2526.2	2566.2(7)	0.07(3)	40.892(12)	4662.31(16)	-	2565.63(18)
4641.5(6)	2545.5	2585.5(6)	0.08(3)	40.892(12)	4642.2(4)	-	2585.8(4)
4635.8(18)	2591.2	2591.2(18)	0.04(5)	g.s.	4635.42(15)	-	2592.54(17)

Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
4631.2(7)	2555.8	2595.8(7)	0.057(28)	40.892(12)	4629.89(15)	-	2598.07(17)
4631.2(8)	2537.8	2595.8(7)	0.08(3)	58.708(10)	4629.89(15)	-	2598.07(17)
4595.0(15)	2632.0	2632.0(15)	0.08(5)	g.s.	4594.44(15)	-	2633.52(17)
4595.0(10)	2592.0	2632.0(10)	0.06(3)	40.892(12)	4594.44(15)	-	2633.52(17)
4595.0(7)	2574.0	2632.0(7)	0.08(4)	58.708(10)	4594.44(15)	-	2633.52(17)
4595.0(8)	2519.0	2632.0(8)	0.07(3)	113.4009(8)	4594.44(15)	-	2633.52(17)
4560.4(11)	2626.6	2666.6(11)	0.04(8)	40.892(12)	4558.51(16)	-	2669.45(18)
4560.4(8)	2270.6	2666.6(8)	0.076(27)	396.227(12)	4558.51(16)	-	2669.45(18)
4557.0(10)	2612.0	2670.0(10)	0.045(24)	58.708(10)	4558.51(16)	-	2669.45(18)
4541.2(8)	2627.8	2685.8(8)	0.055(27)	58.708(10)	4543.2(3)	-	2685.0(4)
4512.7(8)	2714.3	2714.3(8)	0.13(6)	g.s.	-	-	-
4501.6(7)	2667.4	2725.4(7)	0.07(3)	58.708(10)	4501.41(16)	-	2726.55(18)
4428.0(7)	2799.0	2799.0(7)	0.10(5)	g.s.	-	-	-
4395.9(10)	2791.1	2831.1(10)	0.05(3)	40.892(12)	4395.05(16)	-	2832.91(18)
4395.9(11)	2773.1	2831.1(11)	0.041(26)	58.708(10)	4395.05(16)	-	2832.91(18)
4385.7(10)	2783.3	2841.3(10)	0.046(24)	58.708(10)	4384.25(18)	-	2843.73(20)
4385.7(9)	2728.3	2841.3(9)	0.07(3)	113.4009(8)	4384.25(18)	-	2843.73(20)
4363.2(9)	2823.8	2863.8(9)	0.042(25)	40.892(12)	-	-	-
4363.2(9)	2805.8	2863.8(9)	0.07(3)	58.708(12)	-	-	-
4330.9(10)	2896.1	2896.1(10)	0.08(5)	g.s.	4330.80(17)	-	2897.17(19)
4309.7(13)	2917.3	2917.3(13)	0.06(4)	g.s.	-	-	-
4304.4(11)	2922.6	2922.6(11)	0.06(4)	g.s.	4304.75(17)	-	2923.22(19)
4285.3(8)	2828.7	2941.7(8)	0.06(3)	113.4009(8)	4285.18(23)	-	2942.79(25)
4259.1(8)	2927.9	2967.9(8)	0.07(3)	40.892(12)	4260.77(17)	-	2967.3(6)
4259.1(8)	2827.9	2967.9(8)	0.10(5)	140.298(12)	4260.77(17)	-	2967.3(6)
4225.6(7)	2961.4	3001.4(7)	0.13(5)	40.892(12)	-	-	3003.6(8)
4225.6(9)	2888.4	3001.4(9)	0.06(3)	113.4009(8)	-	-	3003.6(8)
4217.3(8)	2969.7	3009.7(8)	0.058(26)	40.892(12)	4220.92(21)	-	3007.09(23)
4194.7(14)	3032.3	3032.3(14)	0.06(3)	g.s.	4196.67(18)	-	3031.21(20)
4194.7(7)	2992.3	3032.3(7)	0.07(3)	40.892(12)	4196.67(18)	-	3031.21(20)
4190.4(12)	2724.6	3036.6(12)	0.039(26)	311.821(10)	4191.04(20)	-	3036.8(3)
4154.1(8)	3032.9	3072.9(8)	0.10(4)	40.892(12)	4153.8(2)	-	3074.18(22)
4154.1(10)	2959.9	3072.9(10)	0.06(3)	113.4009(8)	4153.8(2)	-	3074.18(22)
4139.6(10)	2974.4	3087.4(10)	0.035(23)	113.4009(8)	4139.5(2)	-	3088.48(22)
4100.9(9)	3013.1	3126.1(9)	0.06(3)	113.4009(8)	4101.2(2)	-	3126.78(22)
4092.4(9)	3134.6	3134.6(9)	0.06(3)	g.s.	4090.5(2)	-	3137.6(3)
4071.7(9)	3155.3	3155.3(9)	0.06(3)	g.s.	4074.6(4)	-	3153.4(4)
4014.5(11)	3172.5	3212.5(11)	0.07(4)	40.892(12)	4015.9(2)	-	3212.09(22)
3960.5(8)	3226.5	3266.5(8)	0.06(3)	40.892(12)	3960.3(3)	-	3267.0(14)
3953.2(10)	3233.8	3273.8(10)	0.046(28)	40.892(12)	3955.7(2)	-	3272.29(22)
3947.7(10)	3239.3	3279.3(10)	0.06(4)	40.892(12)	3946.2(2)	-	3281.79(22)
3931.2(10)	3255.8	3295.8(10)	0.09(4)	40.892(12)	3931.7(2)	-	3296.29(22)
3920.8(8)	3266.2	3306.2(8)	0.09(4)	40.892(12)	3919.6(2)	-	3308.39(22)
3909.6(7)	3277.4	3317.4(7)	0.09(4)	40.892(12)	3912.7(2)	-	3315.29(22)
3891.9(6)	3295.1	3335.1(6)	0.15(6)	40.892(12)	3892.8(2)	-	3335.19(22)
3883.3(9)	3343.7	3343.7(9)	0.12(6)	g.s.	3885.9(2)	-	3342.09(22)
3867.3(10)	3319.7	3359.7(10)	0.06(3)	40.892(12)	3867.5(20)	-	3360.49(22)
2940.9(7)	4286.1	4286.1(7)	0.04(4)	g.s.	-	-	-
2940.9(7)	4246.1	4286.1(7)	0.07(3)	40.892(12)	-	-	-
2940.9(12)	4146.1	4286.1(12)	0.06(4)	140.298(12)	-	-	-
2784.6(11)	4402.4	4442.4(11)	0.05(3)	40.892(12)	-	-	-
2784.6(6)	4329.4	4442.4(6)	0.12(5)	113.4009(8)	-	-	-
2657.7(10)	4529.3	4569.3(10)	0.048(27)	40.892(12)	-	-	-
2657.7(7)	4456.3	4569.3(7)	0.07(3)	113.4009(8)	-	-	-
2412.5(11)	4765.5	4814.5(11)	0.06(3)	58.708(10)	2412.1(3)	-	-
2412.5(25)	4701.5	4814.5(25)	0.024(20)	113.4009(8)	2412.1(3)	-	-
2347.3(9)	4839.7	4879.7(9)	0.08(4)	40.892(12)	2346.3(5)	-	-
2347.3(9)	4739.7	4879.7(9)	0.06(3)	140.298(12)	2346.3(5)	-	-
2312.6(5)	4914.4	4914.4(5)	0.27(8)	g.s.	2314.32(16)	-	-

Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
2312.6(10)	4874.4	4914.4(10)	0.05(3)	40.892(12)	2314.32(16)	-	-
2293.1(11)	4621.9	4933.9(11)	0.037(22)	311.821(10)	2291.8(10)	-	-
2293.1(7)	4537.9	4933.9(7)	0.07(4)	396.227(12)	2291.8(10)	-	-
1976.4(7)	5210.6	5250.6(7)	0.11(4)	40.892(12)	1975.41(15)	-	-
1976.4(10)	5137.6	5250.6(10)	0.07(4)	113.4009(8)	1975.41(15)	-	-
1858.3(4)	5368.7	5368.7(4)	0.21(6)	g.s.	1858.93(14)	-	-
1858.3(9)	5310.7	5368.7(9)	0.049(21)	58.708(10)	1858.93(14)	-	-
1858.3(8)	5255.7	5368.7(8)	0.07(4)	113.4009(8)	1858.93(14)	-	-
1784.5(7)	5402.5	5442.5(7)	0.11(4)	40.892(12)	-	-	-
1784.5(8)	5329.5	5442.5(8)	0.052(27)	113.4009(8)	-	-	-
1767.6(5)	5401.4	5459.4(5)	0.14(4)	58.708(10)	-	-	-
1767.6(7)	5147.4	5459.4(7)	0.052(24)	311.821(10)	-	-	-
1713.1(14)	5513.9	5513.9(14)	0.037(29)	g.s.	-	-	-
1713.1(6)	5400.9	5513.9(6)	0.10(4)	113.4009(8)	-	-	-

4.4.4 Поређење добијених експерименталних вредности са доступним подацима из ENSDF базе података

Подаци о енергијама примарних и секундарних гама прелаза, као и енергија интермедијалних нивоа који су добијени у експерименту су упоређени са доступним подацима из ENSDF базе података [38]. У базама података могуће је пронаћи информације о енергијама гама кваната који се емитују, као и нивоа са којих се емитују гама квантни. Најједноставнији случај додељивања података из базе података експерименталним подацима представља случај када се све каскадне вредности (енергија примарног прелаза, енергија секундарног прелаза и интермедијални ниво) налазе у бази података при чему је одступање између експерименталних вредности и вредности из базе података унутар оквира експерименталне грешке. У неким случајевима, ENSDF вредности које су додељене експерименталним вредностима се разликују међусобно за више од 2 keV. Пример за ово је каскада која се завршава на нивоу са енергијом од 140.298 keV са $E_1=6835.00$ keV, $E_2=334.1$ keV и $E_i=392.1$ keV чије су одговарајуће ENSDF вредности $E_1=6831.18$ keV, $E_2=337.529$ keV и $E_i=396.227$ keV. Разлог за ову доделу је чињеница да је мало вероватно да нископобуђени ниво $E_i=392.1$ keVkeV није био детектован ни у једном од претходних експеримената којима је испитиван ниобијум. Исти принцип је коришћен и код каскаде за коју су експериментални подаци $E_1=6833.9$ keV, $E_2=253.1$ keV и $E_i=393.1$ keV, а којима су додељене ENSDF вредности $E_1=6831.18$ keV, $E_2=253.113$ keV и $E_i=392.1$ keVkeV, као и код каскаде $E_1=6271.8$ keV, $E_2=955.2$ keV и $E_i=955.3$ keV, а којима су додељене ENSDF вредности $E_1=6270.57$ keV, $E_2=957.34$ keV и $E_i=957.34$ keV.

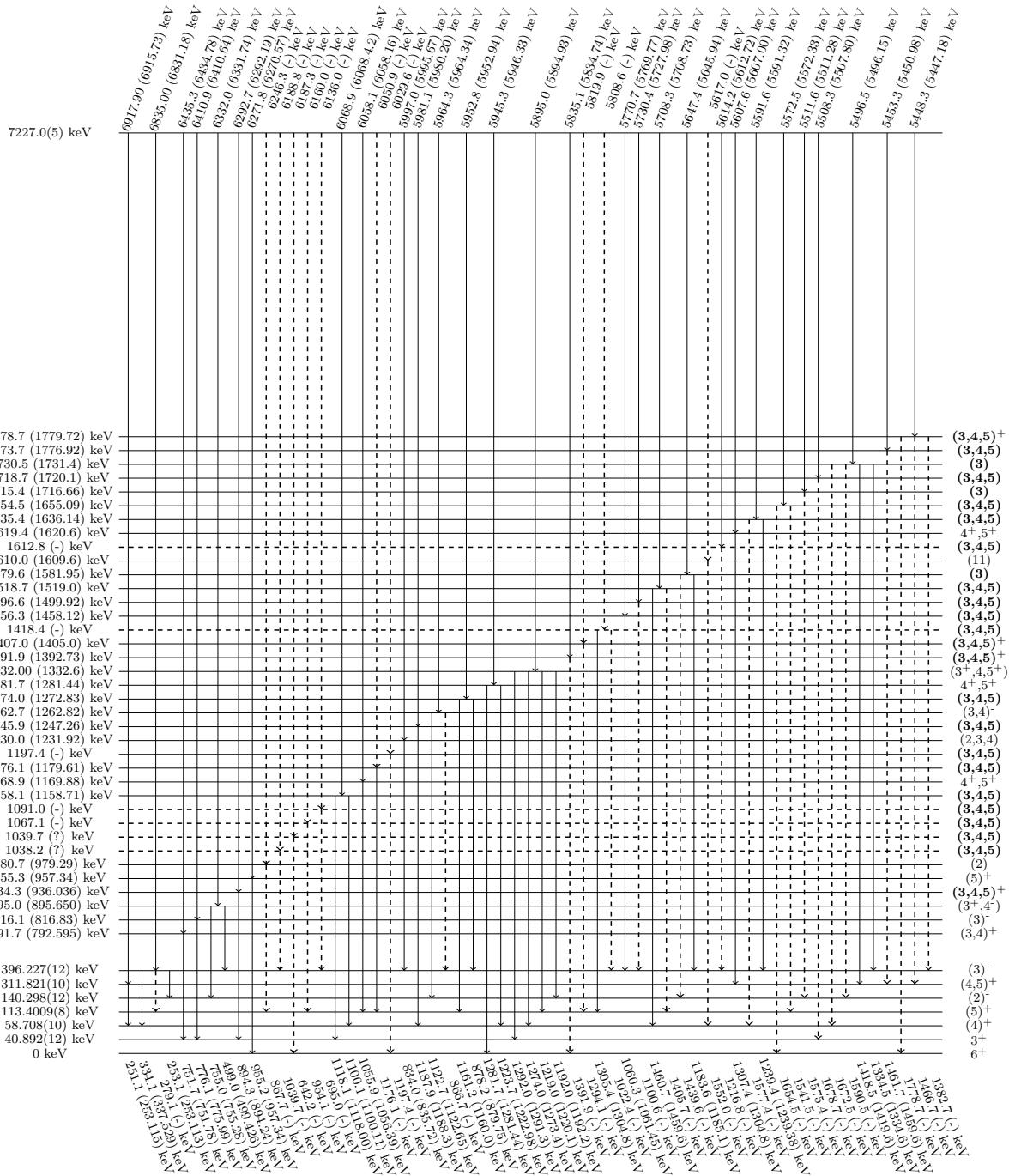
Из поређења је утврђено да се 107 примарних транзиција детектованих у експерименту већ налази у ENSDF бази података. 27 преосталих примарних транзиција се стога може сматрати новим подацима. 104 интермедијална нивоа идентификована у експерименту су пронађена у ENSDF бази података, док се преосталих 29 нивоа не налази у бази. Такође, детектоване су 183 секундарне гама транзиције које не постоје у ENSDF бази података. Од овог броја, 136 секундарних транзиција се емитује са нивоа који се налазе у ENSDF бази података, док се остатак емитује са нивоа који су први пут идентификовани у овом експерименту. Поједине енергије секундарних прелаза су пронађене у ENSDF бази података, али нису биле смештене у шему нивоа. Енергије ових секундарних прелаза су 879.75, 1061.45, 1185.1, 1304.8 и 1334.6 keV, и њихов положај у шеми распада, који је одређен у овом експерименту, се такође може сматрати новом спектроскопском информацијом.

Приликом поређења експериментално добијених вредности за енергије нивоа и гама квантата са онима који се налазе у бази података, утврђено је да је просечна разлика између

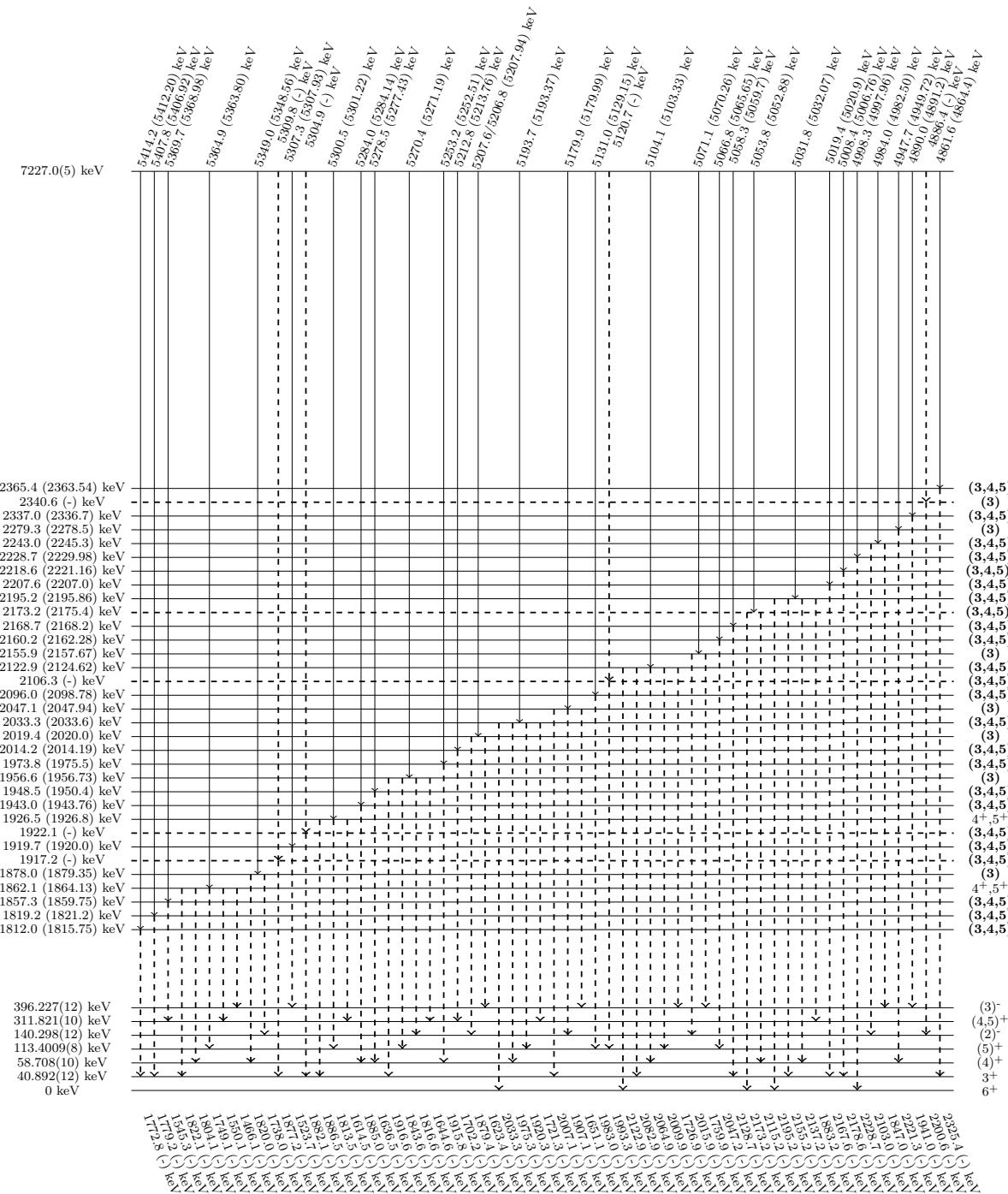
ових вредности (у ситуацији када је експерименталној вредности приписана одговарајућа вредност из базе података) 0.9 keV. За 104 вредности енергија нивоа и гама кваната, ова разлика је већа од 1.5 keV. У тим случајевима, избор ENSDF података, који одговарају експерименталним подацима, је извршен провизорно, као што је поменуто раније, од стране експериментатора. Ове релативно велике разлике се могу објаснити недовољном статистичком у прикупљеним TSC спектрима, што као последицу има несигурност у одређивању вредности енергије. Да би се ово избегло, потребно је знатно дуже време мерења.

Анализом експерименталних података и поређењем са ENSDF базом података конструисана је шема нивоа и гама прелаза за ^{94}Nb . На сликама 4.15–4.18 приказана је конструисана шема нивоа.

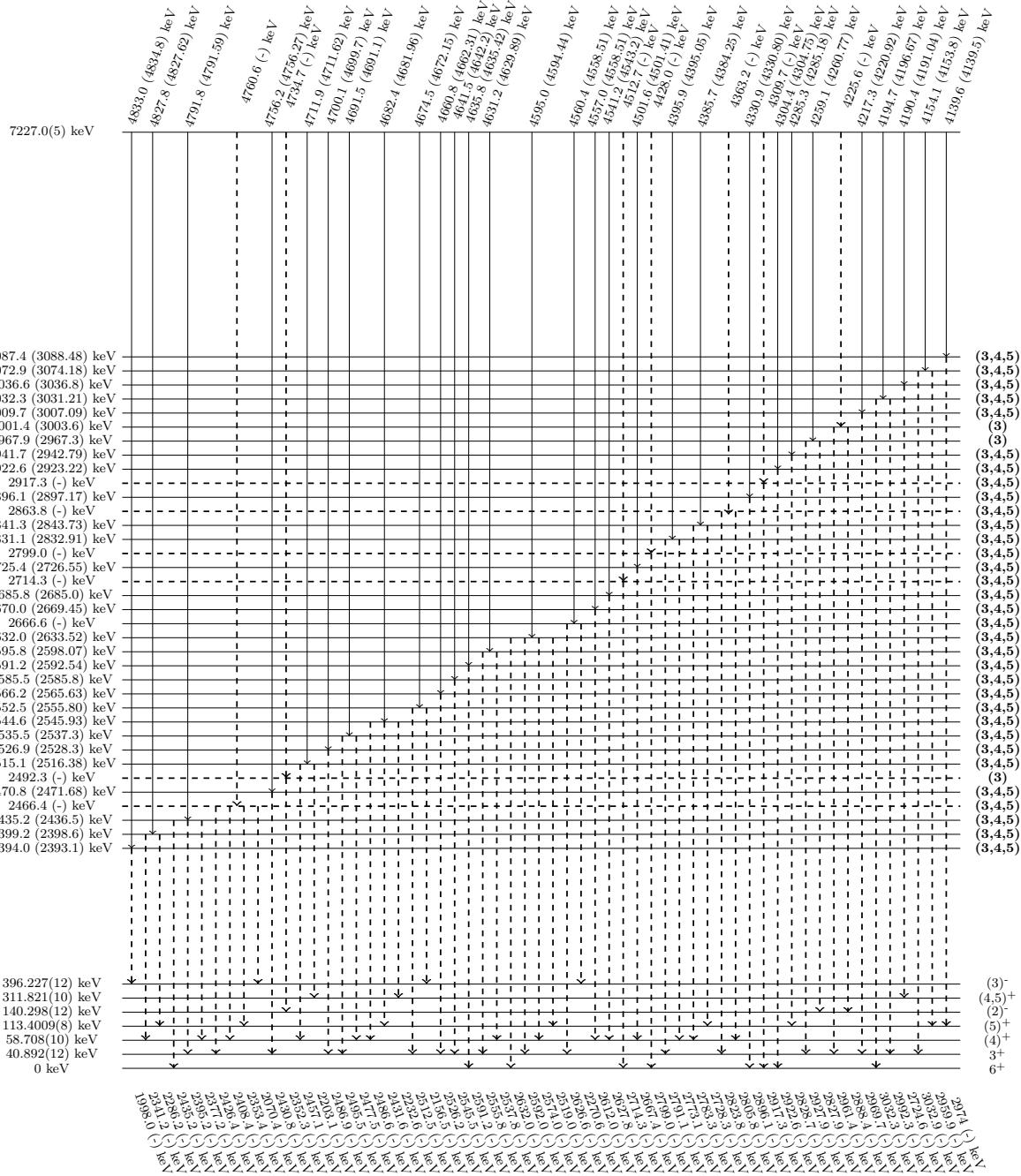
На основу података из [190] је познато да се атомско језгро ^{94}Nb , које настаје након захвата неутрона на ^{93}Nb , у 96% случајева налази у стању 4^+ , док се у 4% случајева налази у стању 5^+ . Одатле следи да спин интермедијалних нивоа може да узима вредности $J = 3, 4$ и 5 , осим за каскаду која се завршава нивоом $E_f=140$ keV, за коју је вредност $J = 3$ највероватнија. За одабране финалне нивое каскада, не постоји ниједан случај када је разлика спинова између иницијалног и финалног нивоа $\delta J \geq 3$, тако да је доминантан тип прелаза E1 и M1. На основу ових информација, за нивое који до сада нису имали информације о спиновима, додељене су највероватније вредности спинова које се могу наћи на сликама 4.15–4.18.



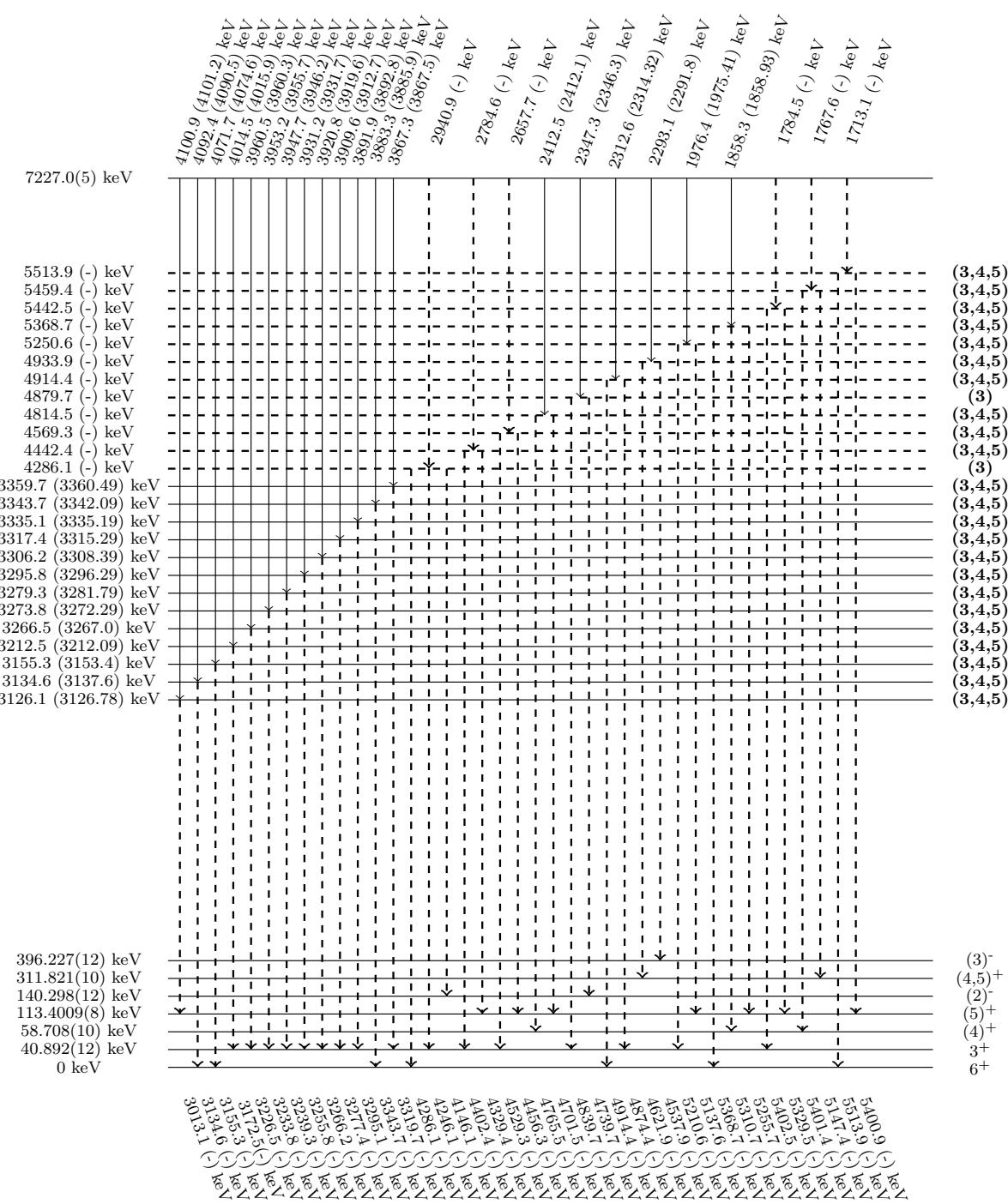
Слика 4.15: Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа до 1800 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).



Слика 4.16: Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 1800 до 2390 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).



Слика 4.17: Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 2390 до 3100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).



Слика 4.18: Експериментална шема нивоа за ^{94}Nb са енергијама интермедијалних нивоа од 3100 до 5520 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).

Глава 5

Истраживање гама прелаза и шеме нивоа језгра ^{56}Mn помоћу $^{55}\text{Mn}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције

У експерименту који је описан у овој глави представљени су нови подаци о шеми нивоа ^{56}Mn коришћењем $^{55}\text{Mn}(n_{th}, 2\gamma)$ реакције. Спектроскопске информације су прикупљене коришћењем гама-гама коинцидентне поставке два HPGe детектора на Техничком универзитету у Минхену, у Хајнц Мајер-Лајбниц центру. На основу детектованих двоструких гама каскада одређене су вредности енергија примарних и секундарних гама прелаза, енергије интермедијалних нивоа каскада, као и интензитети каскада. Шема нивоа и распада за ^{56}Mn је допуњена анализом спектра интензитета најинтензивнијих каскада. Поређењем са ENSDF базом података [38], установљено је да 20 примарних транзиција, 24 интермедијална нивоа и 32 секундарне транзиције могу бити препоручене као нови нуклеарни подаци. Анализом података додељене су и потенцијалне вредности спинова за нове нивое који су, по први пут, детектовани у овом раду, као и вредности спинова за нивое који се налазе у бази података, а који немају додељене вредности спинова.

5.1 Преглед постојећих резултата

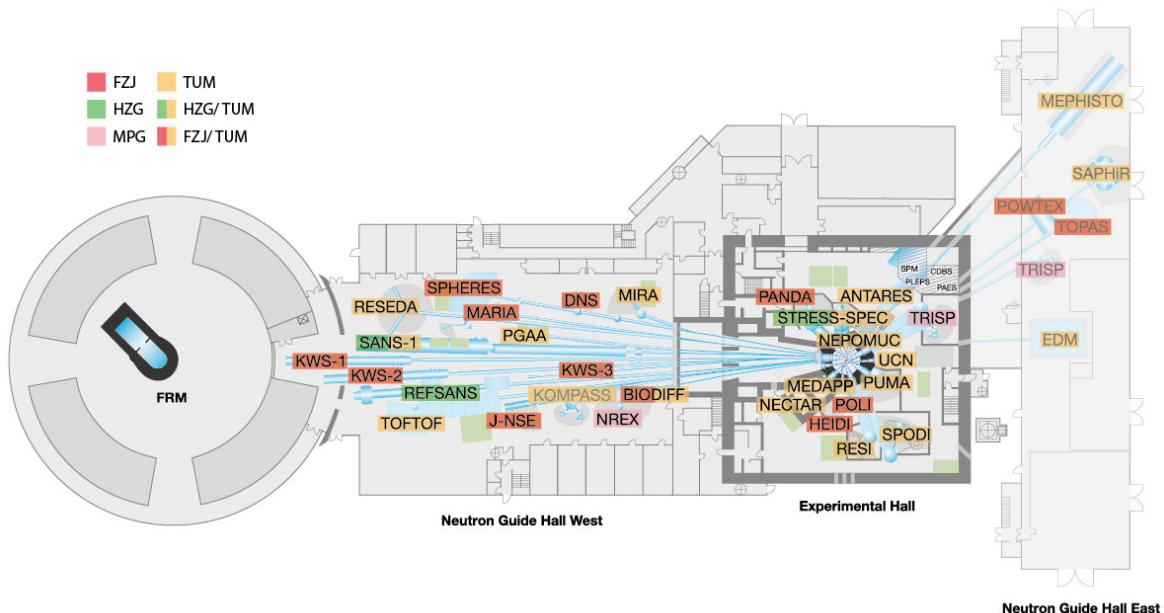
^{56}Mn је изабран за проучавање методом двоструких гама каскада [12–15] као средње тешко језгро које до сада није проучавано овом методом, што је битно са аспекта теорије и систематизације података о језгрима, као и због тога што је мета ^{55}Mn моноизотоп, што значајно олакшава анализу прикупљених података. Особине ^{56}Mn су проучаване разним експерименталним методама. Коришћењем β^- распада ^{56}Cr истражене су неке основне особине и гама линије ^{56}Mn [200]. Реакција $^{48}\text{Ca}(^{11}\text{B}, 3n\gamma)$ употребљена је за побуду високоспинских стања и одређивање њихових спинова и парности [201]. Испитивањем $^{54}\text{Cr}(^3\text{He}, p)$ реакције идентификовано је 97 прелаза до ексцитационе енергије од 5.62 MeV [202]. Бомбардовањем различитих мета α честицама енергије 55 MeV, истражена је и $^{54}\text{Cr}(\alpha, d)$ реакција. У експерименту су проучаване угаоне дистрибуције деутерона за снажне прелазе у језгрима на основу чега су проучаване неутронско-протонске конфигурације у језгрима [203]. $^{55}\text{Mn}(d, p)$ реакција, коришћењем деутерона различитих енергија, је омогућила поређење експерименталних резултата са теоријом „стрипинг“ реакција, одакле су добијене информације о спиновима и парностима одређених нивоа у ^{56}Mn [204–207]. Од других реакција које су допуњавале информације о енергијама нивоа, парностима и спиновима, коришћене су и $^{56}\text{Fe}(\mu^-, \nu\gamma)$ [208], $^{56}\text{Fe}(t, ^3\text{He})$ [209], $^{56}\text{Fe}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$ [210, 211], као и $^{58}\text{Fe}(d, \alpha)$ [212]. Вели-

ки број експеримената је извршен коришћењем термалног и резонантног захвата неутрона [213–232]. Као и у случају ^{94}Nb , већина експеримената је рађена са спектрометрима слабије резолуције или без коришћења вишедетекторских система, те је закључак да се нови подаци добијени у експерименту из овог рада могу искористити за допуњавање базе података за ^{56}Mn .

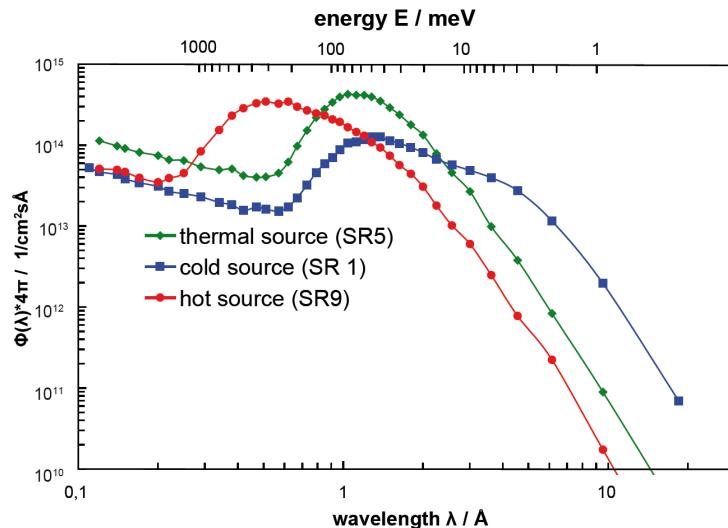
5.2 Истраживачки реактор FRM II, у Гархингу (Немачка)

Истраживачки извор неутрона у Хајнц Мајер-Лајбниц центру, под називом FRM II представља један од најснажнијих и најнапреднијих неутронских извора у свету [233–235]. Користећи енергију нуклеарне фисије уранијума, производи више од 10^{14} слободних неутрона по квадратном центиметру у секунди. Ови неутрони се користе за истраживања, индустрију и медицину. Научницима је на располагању велики број неутронских спонова, као и око 30 различитих научних инструмената. Шематски приказ реактора и тренутно постојећих мерних станица је приказан на слици 5.1.

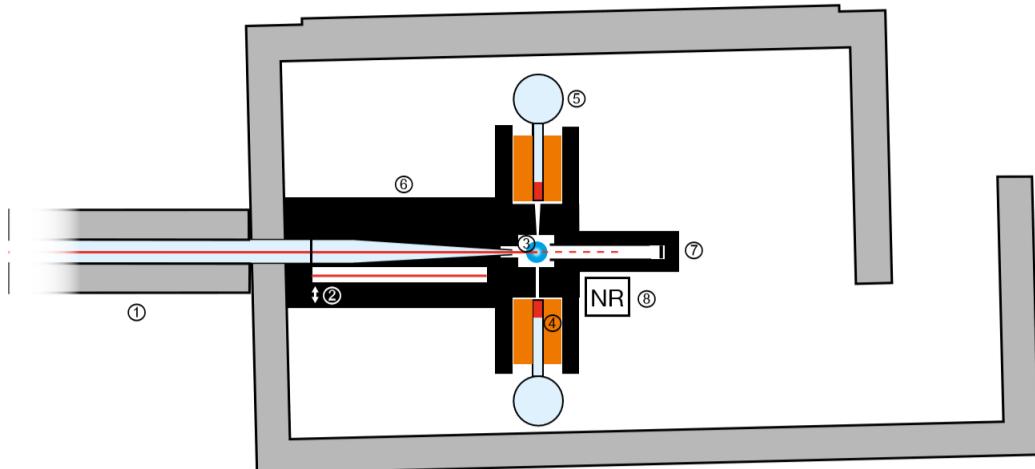
Како различити експерименти користе различите енергије, то јест таласне дужине неутрона, за неутроне који излазе из реактора су постављени елементи који служе за модификацију енергетских спектара неутрона пре него што буду послати у неки од 12 неутронских водича. За производњу неутрона високих енергија користи се графит на температури око 2200 K, док се за производњу неутрона ниских енергија користе такозвани хладни извори - течни водоник или деутеријум охлађени на 20 K. Ови елементи модификују енергетски спектар и одговарајући спектри неутрона се могу класификовати у односу на температуру модератора као врући, термални, хладни и ултра хладни. За испитивање мангана коришћен је спон термалних неутрона. Типичан изглед спектра приликом уласка у неутронски водич је приказан на слици 5.2.



Слика 5.1: Шема зграде истраживачког реактора FRM II са именима мерних станица и експеримената. Мерења из овог рада су вршена на PGAA мерној станици. Слика преузета из [236].



Слика 5.2: Спектри неутрона различитих енергија пре уласка у неутронске водиче који их воде до мерних станица. Слика преузета из [237].



Слика 5.3: Шематски приказ PGAA мерне станице у режиму рада са два HPGe детектора окружених BGO сцинтилаторима. 1. Неутронски водич NL4b. 2. Водичи и колиматори. 3. Простор за узорак. 4. и 5. HPGe детектори. 6. Оловна заштита. 7. Заустављач снопа и 8. Неутронска радиографија. Слика прилагође након преузимања из [238].

PGAA мерна станица [239, 240], на којој је вршено мерење двоструких гама каскада за језгро ^{56}Mn , добијају неутроне из неутронског водича NL4b који доводи спектар термалних неутрона средње енергије 1.83 meV. Ова станица служи за проучавање гама кваната насталих након захвата термалног неутрона на језгру. Максималан неутронски флукс на овој мерној станици износи $5 \cdot 10^{10} \text{ ncm}^{-2}\text{s}^{-1}$, при чему је одговарајућим атенuatorима могуће постићи различите процене максималне вредности снопа, у случају када је максимални интензитет снопа превише велики за одговарајући експеримент. Димензије неутронског снопа имају две вредности, у зависности од величине узорка. За велике узорке, димензија снопа је $20 \times 30 \text{ mm}^2$, док је за мање узорке $11 \times 16 \text{ mm}^2$. На мерној станици је по потреби могуће постићи слаб вакуум (0.3 mbar), а узорци који се мере могу да имају од 0.1 mg –

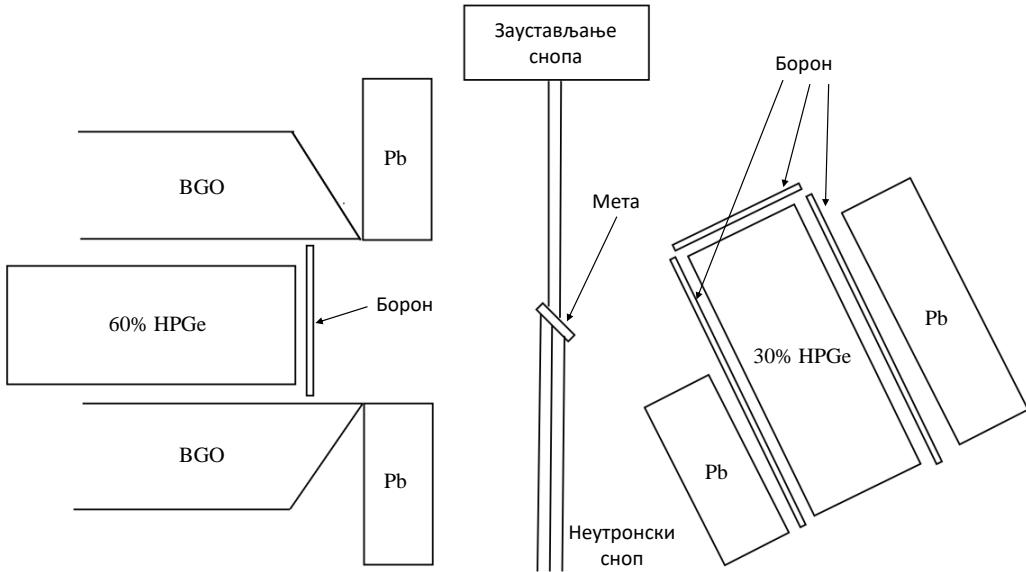
10 g, при чему из техничких услова узорци не смеју да имају димензије веће од $40 \times 40 \times 40$ mm³. За стандардну PGAA анализу користи се HPGe детектор релативне ефикасности од 60% окружен BGO сцинтилатором у циљу одбијања Комптонског континуума. У случају потребе, корисницима мрнне станице је на располагању и други HPGe детектор, релативне ефикасности 30%. Опсег енергија које се могу детектовати на овој мрној станици је 30 keV – 12000 keV и може се кориговати уколико је потребно. Шема мрнне станице у режиму рада са два детектора је приказана на слици 5.3.

5.3 Експериментална поставка

Циљ експеримента је била детекција двоструких гама каскада које прате захват термалних неутрона на ⁵⁵Mn. Експериментална поставка се састојала од два HPGe детектора са релативним ефикасностима од 60% и 30%. Радаљина између детектора је била 22.5 cm. Мета се налазила на растојању од 9 cm од детектора релативне ефикасности 30% као што је приказано на slikama 5.4 и 5.5. Други детектор је био окружен BGO сцинтилатором, али догађаји са њега нису прикупљани у експерименту. Заштита од расејаних неутрона је постигнута пластиком која садржи борон дебљине 1 mm која је стављена око главе детектора и испред детекторске капе. Детектори су такође били окружени са оловном заштитом дебљине 10 cm у циљу смањења фонског гама зрачења. Неопходни експериментални подаци за анализу (енергије коинцидентних гама кваната и временска разлика између њихове детекције) су прикупљени коришћењем четвороканалног N1728B CAEN ADC дигитализатора [199]. За моноизотопски манган (⁵⁵Mn) припрема мете високе чистоће је значајно олакшана. Мета у овом експерименту је био природни мангански прах масе 50 mg и 99.9% чистоће. Релативна ефикасност детектора је била одређена засебно за сваки детектор коришћењем PVC мете (³⁵Cl(n,γ)³⁶Cl). Време мерења манганског гама спектра је било 380 ks.



Слика 5.4: Експериментална поставка са потпуно постављеном заштитом.



Слика 5.5: Шема експерименталне поставке за мерење двоструких гама каскада на истраживачком реактору у Гархингу.

5.4 Обрада експерименталних података

5.4.1 Калибрација спектара

Први корак у обради експерименталних података је калибрација енергије, ефикасности и калибрација пуне ширине линије на половини висине (FWHM - Full Width at Half Maximum) за прикупљене спектре. Калибрација енергије је неопходна за прецизно одређивање енергија у спектру, калибрација ефикасности је неопходна за одређивање интензитета, док је FWHM калибрација неопходна за фитовање пикова у циљу одређивања интензитета пикова унутар спектра.

За калибрацију енергије је потребно изабрати репрезентативне пикове у спектру. Пожељно је да ови пикови имају што бољу статистику, како би се прецизније одредио њихов положај у спектру, као и да избор пикова који се користе за калибрацију буде такав да садржи пикове из различитих енергетских делова спектра. Гама линија која се емитује у ^{56}Mn након захвата неутрона, и коју је лако пронаћи на нискоенергетском делу спектра, има енергију од 104.62 keV. Мимо ове линије, две интензивне линије које се увек виде у спектрима захвата неутрона су линија од 511 keV и линија од 2223.23 keV која потиче од захвата неутрона на језгрима водоника. Од интензивних линија са високоенергетског дела спектра одабрана је линија мангана енергије 6928.70 keV. Енергетска калибрација је рађена кривом другог реда и за детектор релативне ефикасности 30% је добијено:

$$E(\text{keV}) = 0.22639 + 0.37820 \cdot \text{Kanal} + 2.40985 \cdot 10^{-9} \cdot \text{Kanal}^2 \quad (5.1)$$

док је за детектор релативне ефикасности 60% добијено:

$$E(\text{keV}) = 0.48315 + 0.37812 \cdot \text{Kanal} + 5.0071 \cdot 10^{-9} \cdot \text{Kanal}^2 \quad (5.2)$$

FWHM калибрација се ради тако што се изабре неколико добро дефинисаних пикова унутар спектра за које се изврши процедура фитовања, како би се дефинисала зависност

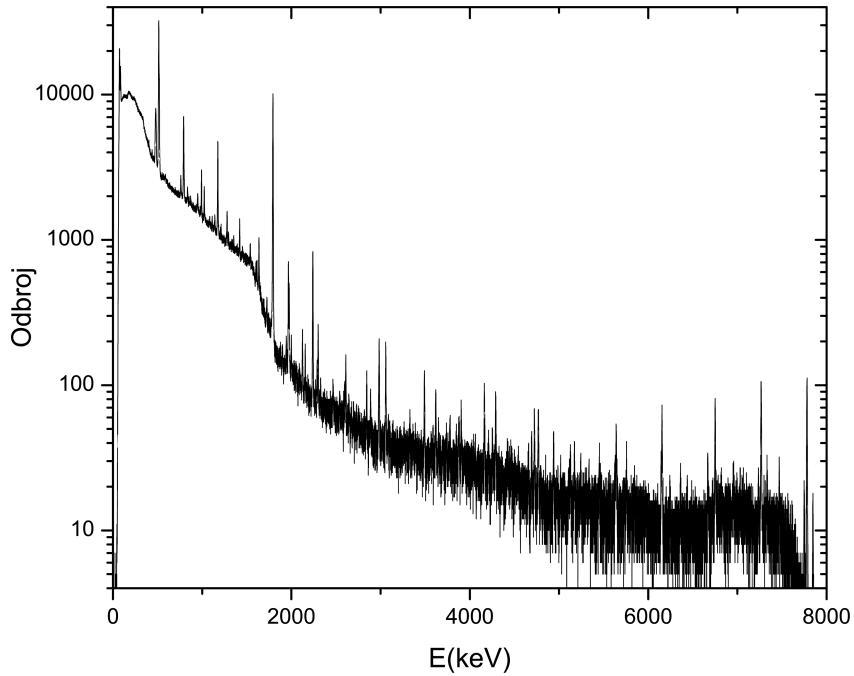
ширине линије од енергије. Калибрација је фитована линеарном функцијом. За детектор релативне ефикасности 30% је добијено:

$$FWHM(\text{keV}) = 2.27710 + 0.00061 \cdot E(\text{keV}) \quad (5.3)$$

док је за детектор релативне ефикасности 60% добијено:

$$FWHM(\text{keV}) = 2.36231 + 0.00055 \cdot E(\text{keV}) \quad (5.4)$$

Приликом калибрације ефикасности добијених спектара, као што је речено у претходној глави, потребно је имати у виду да се типичне енергије гама линија које се емитују након деексцитације језгра које настаје захватом неутрона крећу до вредности од око 8-10 MeV. Стандардни калибрациони извори који се користе за калибрацију ефикасности, попут ^{152}Eu , не могу да покрију цео енергетски регион од интереса. У претходној глави је речено да је калибрација рађена коришћењем PVC мете и $^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$ реакције, што је случај и у овом експерименту. Ова реакција се стандардно користи за калибрацију у експериментима који користе неутронску активацију јер спектар који емитује ^{36}Cl садржи довољан број интензивних гама линија у интервалу енергија од 500-8500 keV што је најчешће довољно за калибрацију ефикасности. Спектар који се добија активацијом ^{35}Cl је приказан на слици 5.6, док су информације о гама енергијама које се стандардно користе за калибрацију дате у табели 4.1.



Слика 5.6: Део сакупљеног гама спектра након захвата неутрона на језгрима хлора ($^{35}\text{Cl}(\text{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$) који је коришћен за калибрацију ефикасности једног од детектора (релативне ефикасности 30%).

Ефикасност детектора је фитована функцијом $\ln(\epsilon) = a \cdot \ln(E_\gamma) + b \cdot \ln(E_\gamma/1022) + c \cdot \ln^2(E_\gamma/1022)$, и за детектор релативне ефикасности 30% је добијено:

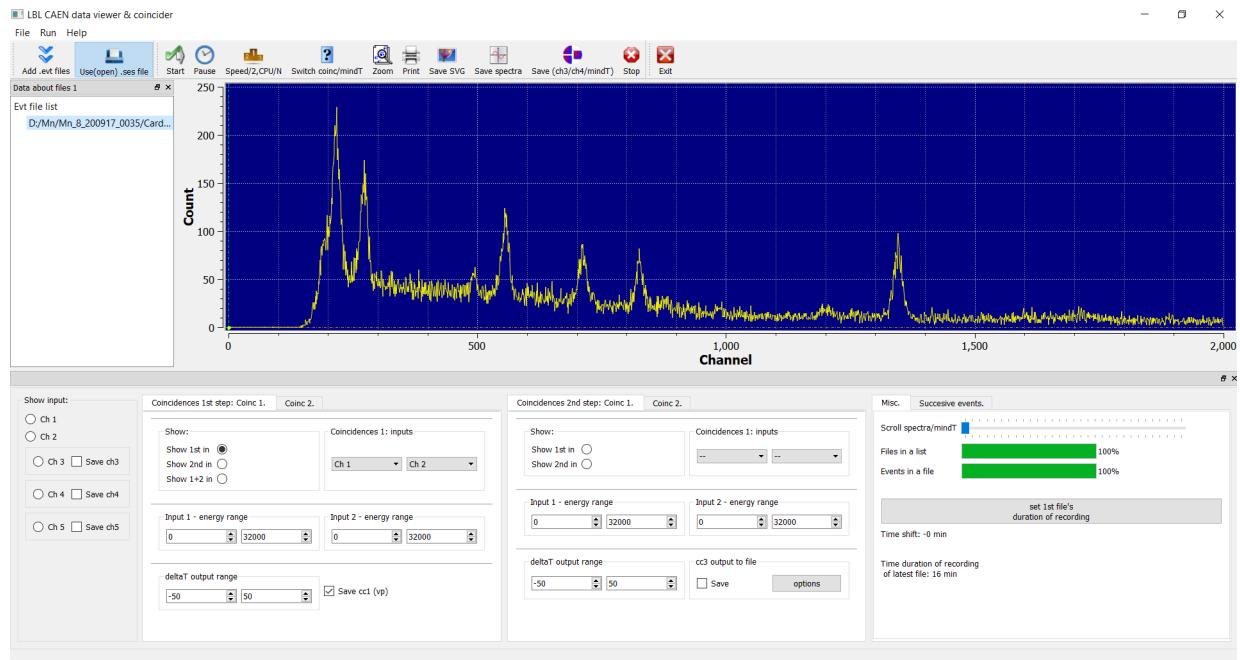
$$\ln(\epsilon) = -1.124210 \cdot \ln(E_\gamma) - 2.01161 \cdot \ln(E_\gamma/1022) + 0.453523 \cdot \ln^2(E_\gamma/1022) \quad (5.5)$$

док је за детектор релативне ефикасности 60% добијено:

$$\ln(\epsilon) = -0.751695 \cdot \ln(E_\gamma) + 0.150324 \cdot \ln(E_\gamma/1022) - 0.177287 \cdot \ln^2(E_\gamma/1022) \quad (5.6)$$

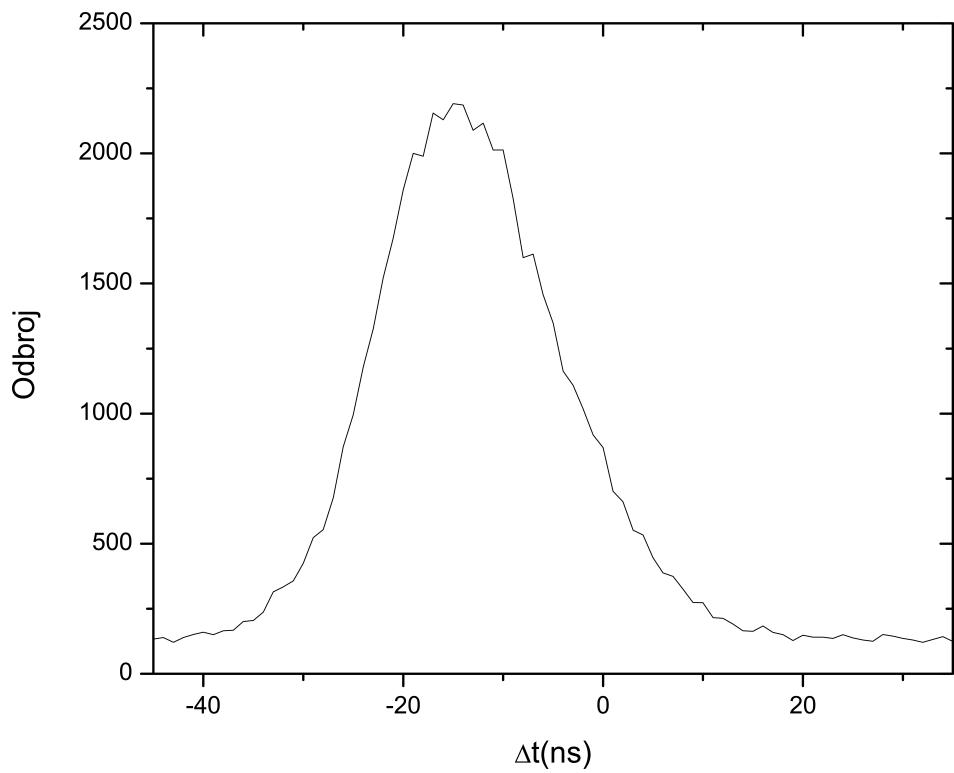
5.4.2 Спектар суме амплитуда коинцидентних догађаја (SACP) и спектар двоструких гама каскада (TSC)

Дигитализатор N1728B CAEN ADC представља старији модел дигитализатора у односу на N6724 CAEN ADC дигитализатор, али такође има могућност записивања канала у којем је регистрован догађај, као и времена детекције догађаја (у унутрашњим циклусима дигитализатора), што је и формат у којем су записани подаци прикупљени у овом експерименту [199]. Програм који је коришћен за тражење коинциденција између два детектора се зове „LBL CAEN data viewer and coincider” и написан је за интерну употребу у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику Института за физику, Београд. Програм има GUI (*Graphical user interface*) који кориснику омогућава лак одабир услова за коинцидентне спектре, као што је одабир врсте коинциденција, исписивање сумарног спектра, одређивање енергетског региона коинциденција и исцртавање графика временске разлике догађаја између два детектора. Изглед софтвера са отвореним нискоенергетским делом спектра ^{56}Mn приказан је на слици 5.7.

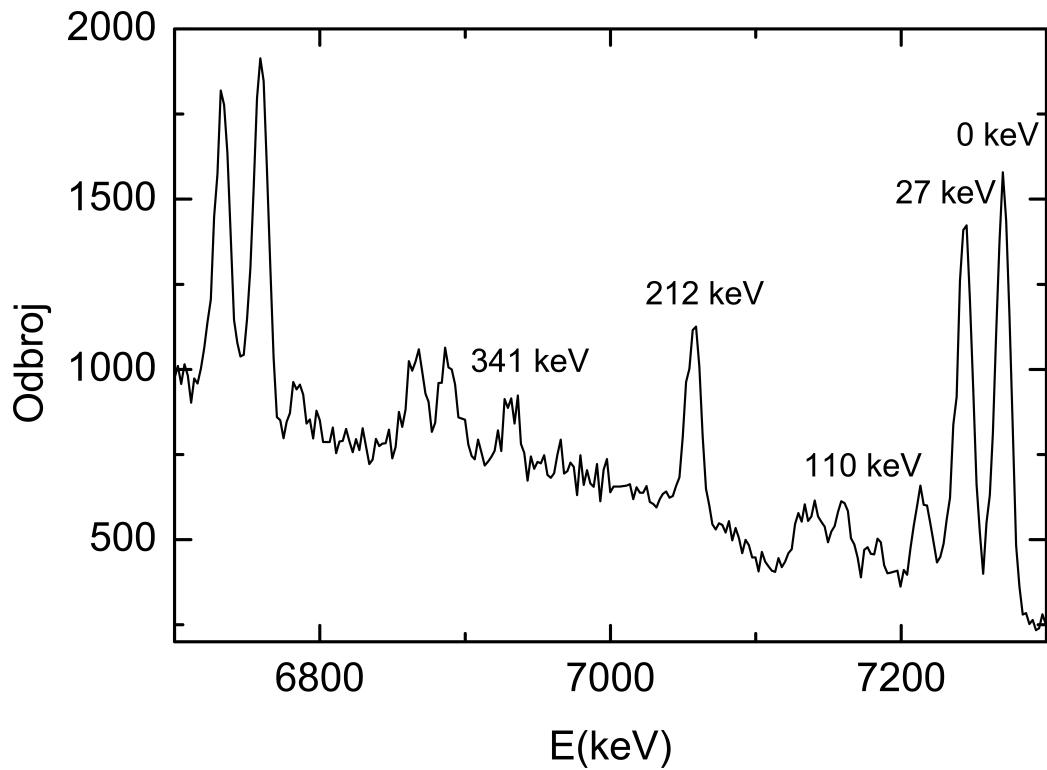


Слика 5.7: GUI софтвера којим су тражене коинциденције између детектора.

Програм ради по истом принципу као и онај који је коришћен за тражење коинциденција код ниобијума, али садржи додатне опције и олакшава процес тражења коинциденција преко GUI. Први корак је обрада малог дела података у циљу одређивања граница временске разлике између догађаја из оба детектора унутар којих се може сматрати да су се догађаји одиграли истовремено. Изглед временске криве за овај експеримент је приказан на слици 5.8.



Слика 5.8: Расподела временских разлика између коинцидентних догађаја у детекторима.



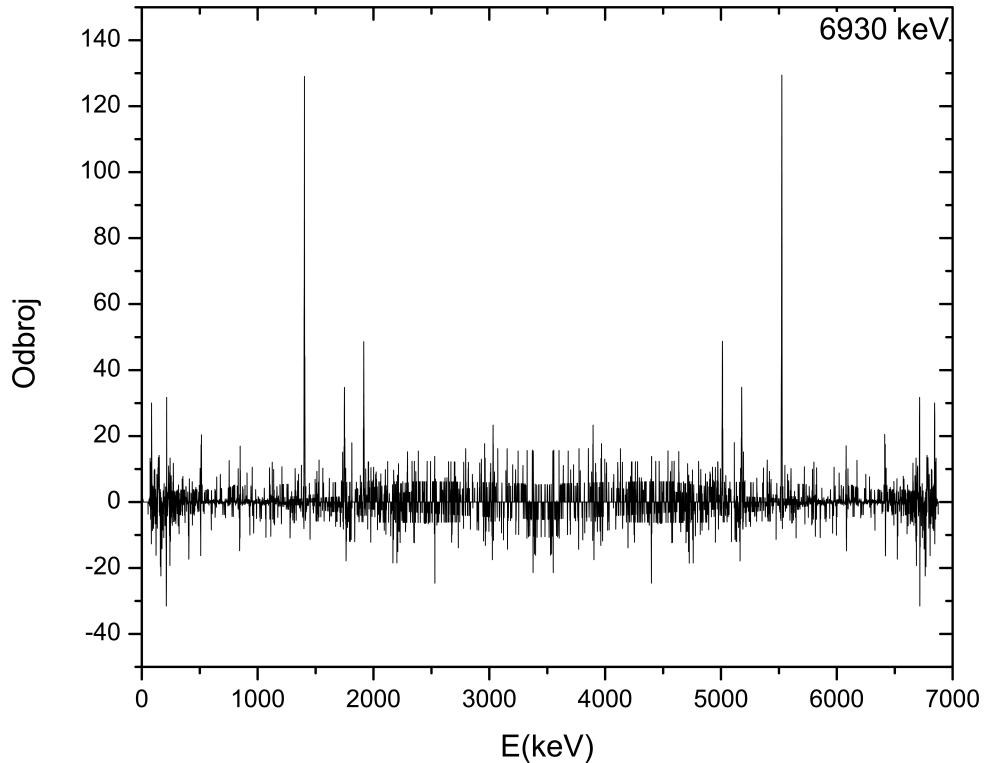
Слика 5.9: Спектар суме амплитуда коинцидентних пулсева (SACP) за ^{56}Mn . Бројевне вредности на графику поред пикова означавају финални ниво на којем се језгро налази након емисије два гама квантa.

Подаци за даљу обраду су записани у форми: канал на којем је регистрован догађај у првом детектору, канал на којем је регистрован коинцидирајући догађај у другом детектору. Коришћењем енергетске калибрације могуће је претворити канале у енергије. Након детекције и записа коинциденција за задате временске разлике, направљен је SACP спектар за ^{56}Mn . Спектар је приказан на слици 5.9. У SACP спектру ^{56}Mn је пронађено пет пикова који одговарају двоструким гама каскадама са енергије захвата термалног неутрона ($7270.0(5)$ keV) на основни ниво и четири побуђена нивоа са енергијама 27, 110, 212 и 341 keV. Подаци о нивоима који су коришћени су дати у табели 5.1.

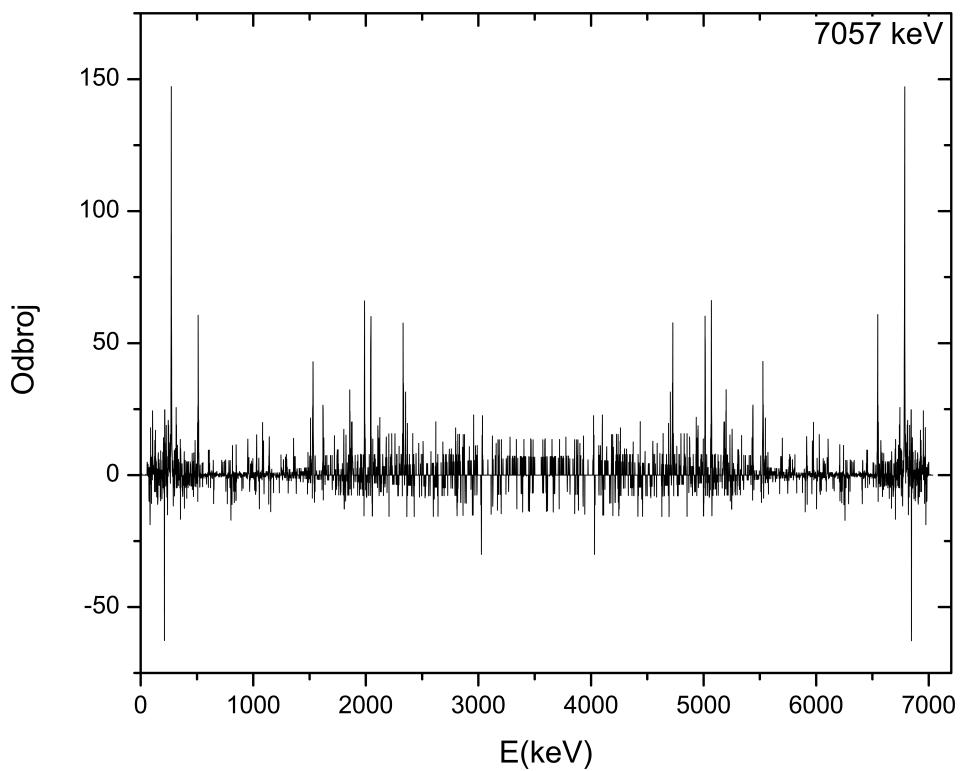
Табела 5.1: Информације о двоструким гама каскадама на основно стање и прва четири побуђена стања.

Укупна енергија гама каскада (keV)	Финални ниво (E _f) каскаде(keV)	Спин нивоа E _f	Део разрешених интензитета каскаде	Укупан интензитет % по распаду
7270	0	3+	70(5)	17(3)
7243	26.5	2+	70(7)	13(3)
7160	110.4	1+	51(9)	5.0(10)
7058	212.0	4+	49(5)	16.0(20)
6929	341.0	3+	40(6)	6.0(10)
Сума			56(3)	57(5)

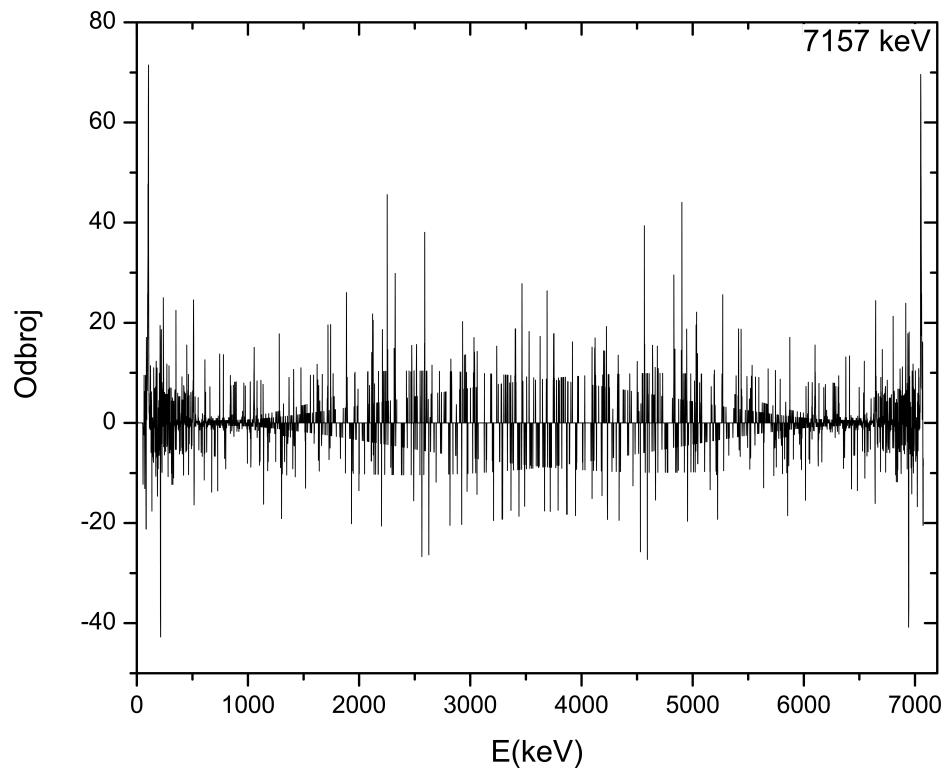
Следећи корак у обради података је био конструисање TSC спектара. TSC спектри су приказани на сликама 5.10-5.14. Облици TSC спектара показују слабију статистику прикупљених догађаја за ^{56}Mn односу на статистику виђену у експерименту са ^{94}Nb , услед чега су мерење вредности одређене са већом статистичком грешком.



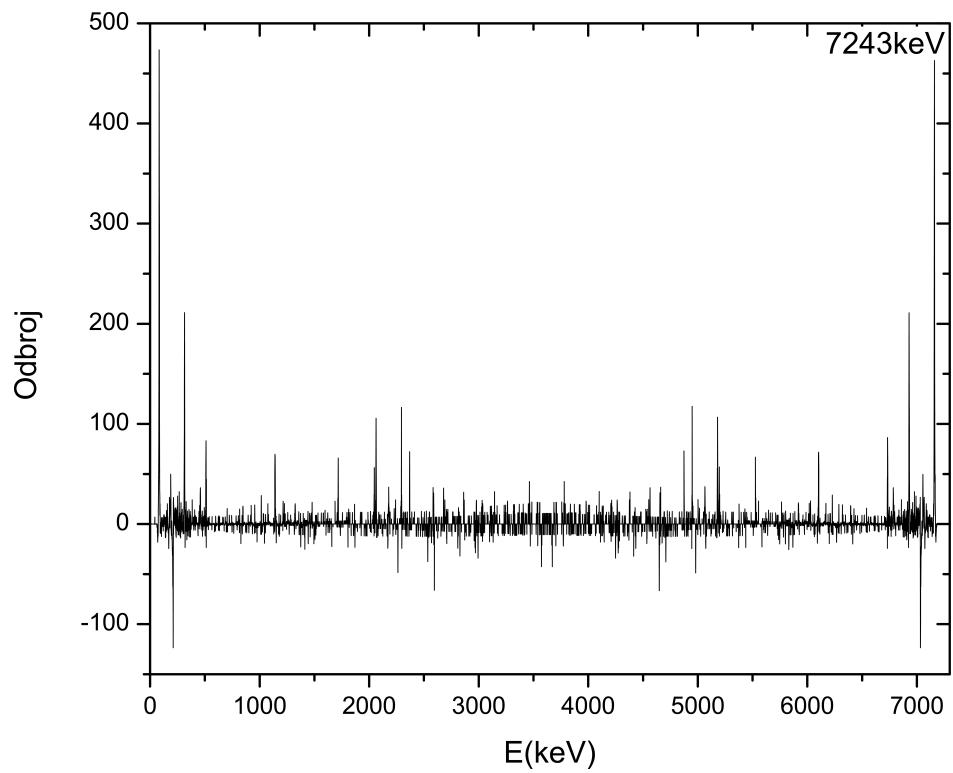
Слика 5.10: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 6930 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 340 keV.



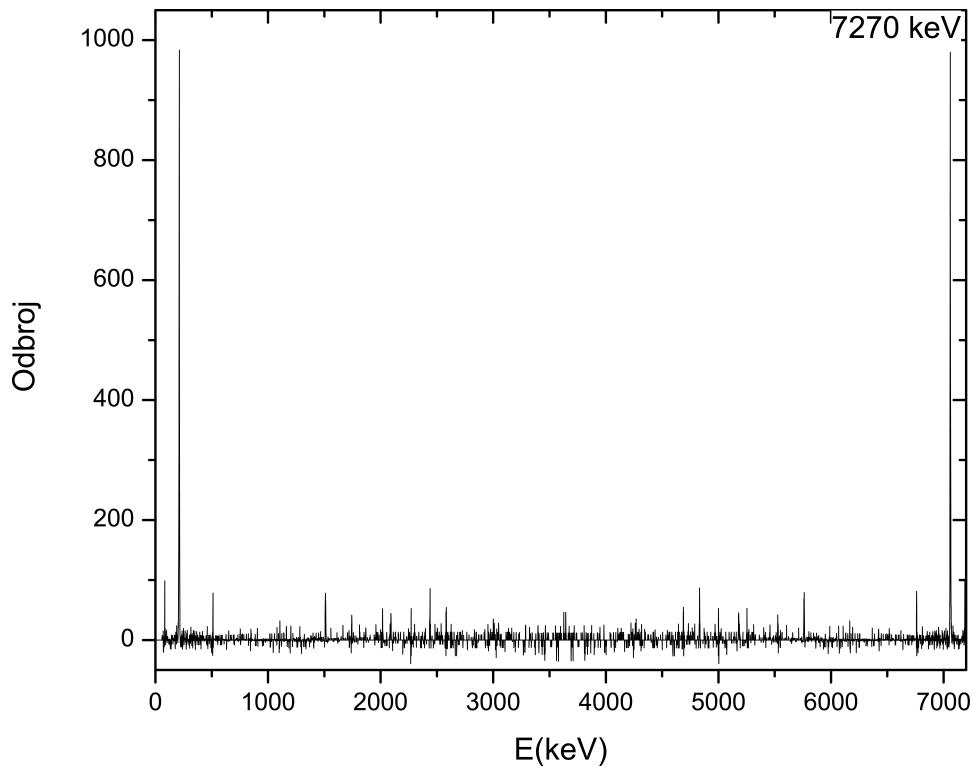
Слика 5.11: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7058 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 212 keV.



Слика 5.12: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7160 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 113 keV.



Слика 5.13: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7243 keV. Завршни ниво ове каскаде има енергију од 27 keV.



Слика 5.14: TSC спектар за двоструке гама каскаде у ^{56}Mn са збирном енергијом од 7270 keV. Завршни ниво ове каскаде је основно стање.

5.4.3 Конструкција шеме нивоа

Анализом TSC спектара пронађена је 71 енергетски разрешена каскада. У TSC спектру за основни ниво пронађено је 12 каскада, за ниво од 26 keV 14, за ниво од 110 keV 15, док је за нивое од 212 и 340 keV пронађено 22 и 8 каскада, тим редом. Утврђен је редослед емисије каскада. У скоро свим случајевима, осим за седам парова каскада, енергија првог гама кванта је већа од енергије другог гама кванта, тј. $E_1 > E_2$. Све информације о енергијама примарних и секундарних гама кваната, енергијама интермедијалних нивоа, као и интензитетима каскада су презентоване у табели 5.2. Како би се експериментални интензитети за најинтензивније примарне транзиције упоредили са базама података за енергије $E_1 = 7058, 7160, 6929, 6784, 5527$ и 5181 keV, коефицијенти гранања њихових секундарних транзиција I_2 су прикупљени независно, из ENSDF базе података. Вредности укупног интензитета двоструких гама каскада, $I_{\gamma\gamma}$, које су израчунате на овај начин показују да је у овом експерименту детектовано 57% од укупног интензитета свих двоструких гама каскада, од чега 56% припада енергетски разрешеним каскадама (табела 5.1).

5.4.4 Поређење добијених експерименталних вредности са доступним подацима из ENSDF базе података

Експериментални резултати су упоређени са подацима из ENSDF базе података [38]. Свака двострука гама каскада се састоји од три информације које се упоређују са базом података: Енергија примарног гама кванта, енергија секундарног гама кванта и енергија интермедијалног нивоа. Најједноставнији случајеви додељивања одговарајућих вредности су ситуације у којима се све вредности унутар каскаде већ налазе у бази података и када је одступање између експерименталних вредности и вредности из базе података мало. У неким случајевима, експерименталним вредностима су додељене ENSDF вредности које се разликују међусобно за више од 2 keV. Као пример може се узети каскада која се завршава на основном стању са $E_1=6925.1$ keV, $E_2=344.9$ keV и $E_i=344.9$ keV чије су одговарајуће ENSDF вредности $E_1=6928.7$ keV, $E_2=340.990$ keV и $E_i=340.957$ keV. Разлог за ово је чињеница да је мало вероватно да нископобуђени ниво $E_i=344.9$ keV није био детектован ни у једном од претходних експеримената којим је испитиван манганин. Исти принцип је коришћен и код каскаде за коју су експериментални подаци $E_1=6786.6$ keV, $E_2=142.4$ keV и $E_i=483.4$ keV чије су одговарајуће ENSDF вредности $E_1=6783.3$ keV, $E_2=145.320$ keV и $E_i=486.251$ keV. Релативно велика одступања су толерисана и за каскаде релативно великог интензитета које имају исти први гама квант, где је претпостављено да су се каскаде тог интензитета морале видети и у другим експериментима, те да до одступања примарно долази због мале статистике каскадних догађаја прикупљених у експерименту. Такав је случај каскада од којих једна има експерименталне вредности $E_1=4831.9$ keV, $E_2=2438.1$ keV и $E_i=2438.1$ keV, а друга $E_1=4831.9$ keV, $E_2=2327.7$ keV и $E_i=2438.1$ keV којима су приписане ENSDF вредности $E_1=4829.7$ keV, $E_2=2437.8$ keV и $E_2=2331.2$ keV, тим редом, и $E_i=2441.27$ keV.

Примећено је да већина каскада код којих се ниједна вредност не налази у ENSDF бази података имају ниске интензитете, па је реално очекивати да ове вредности раније нису виђене, како због лошијих спектрометара или статистике, тако и до разлике експерименталних метода. Пронађено је чак 11 таквих случајева у 71 регистрованој каскади, што је један од показатеља предности коришћења методе двоструких гама каскада за оваква мерења.

Поређењем је утврђено да се 25 детектованих примарних транзиција већ налази у ENSDF бази података. Преосталих 20 примарних транзиција, које нису присутне у ENSDF бази података, се стога могу препоручити као нови подаци. 21 интермедијални ниво који је идентификован у експерименту се већ налази у ENSDF бази података, док за 24 нивоа не постоје подаци у ENSDF бази података. Од секундарних транзиција, за 32 гама кванта

детектована у експерименту не постоје информације у ENSDF бази података. Од ове 32 секундарне транзиције, утврђено је да се 14 емитује са нивоа који постоје у ENSDF бази података, док се 18 емитује са нивоа који су први пут детектовани у овом раду.

Мимо нових нивоа и гама прелаза, одређен број гама линија који је детектован у експерименту постоји и у бази података, али им није одређено место у шеми нивоа. У овом експерименту је пронађено 10 оваквих гама линија: 1140.4, 2437.8, 2582.0, 2864.4, 2832.9, 2740.3, 2937.6, 3135.6, 4127.7 и 4024.5 keV.

Поређењем вредности енергија гама кваната и нивоа из експеримента са одговарајућим вредностима из ENSDF базе података, утврђено је да је просечно одступање између ових вредности око 1.5 keV. За нивое код којих је одступање било веће од 2 keV, ENSDF вредности које одговарају експерименталним вредностима су додељене провизорно, као што је већ поменуто, од стране експериментатора. Приметно је веће одступање између експерименталних вредности и ENSDF вредности у односу на ^{94}Nb . Ово релативно велико одступање се може објаснити недовољном статистиком у TSC спектру, као и разликом у keV/Ch карактеристици између детектора током мерења, што приликом обраде података може произвести додатне неодређености приликом одређивања енергије. Шема нивоа за ^{56}Mn је приказана на сликама 5.15 и 5.16.

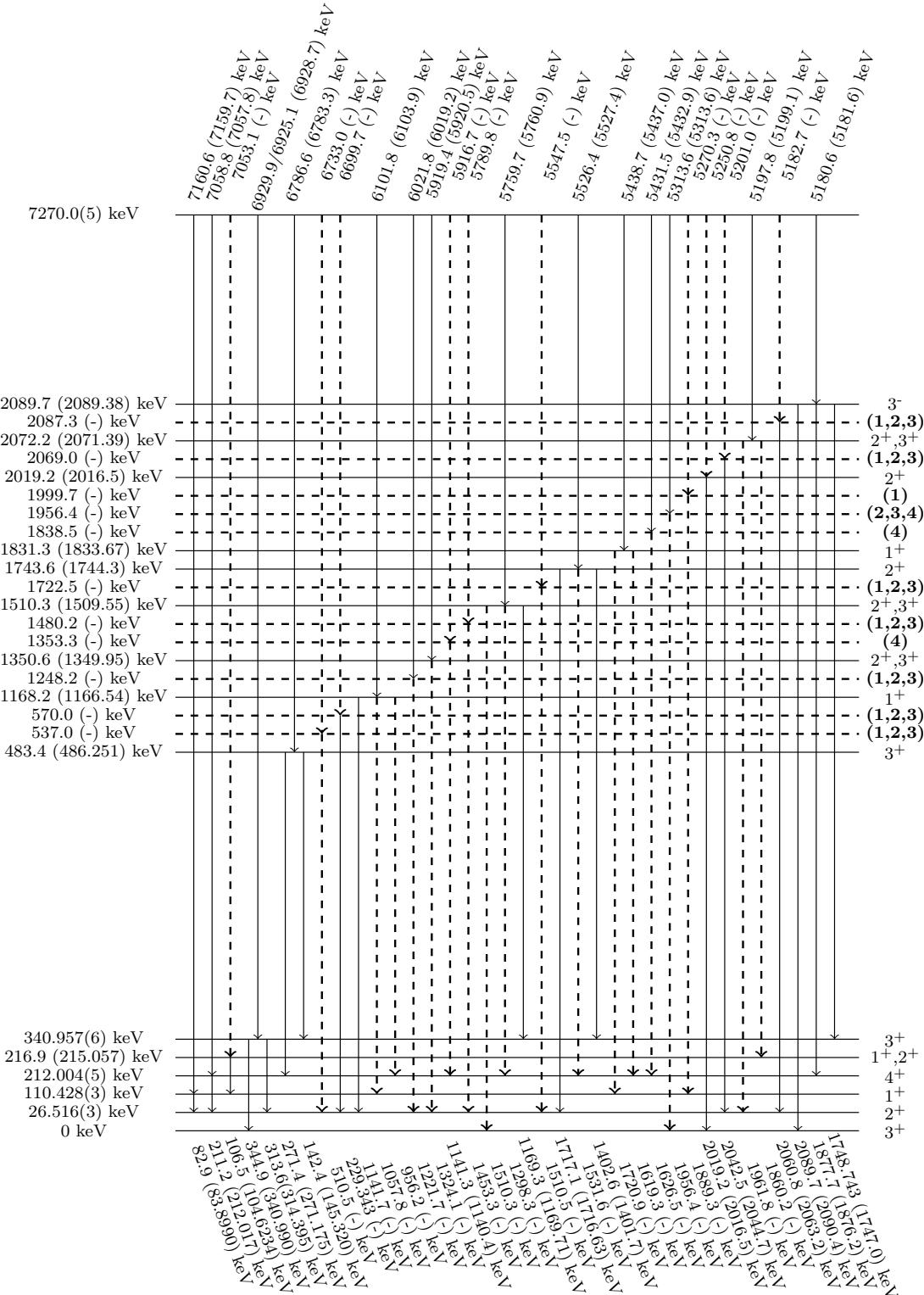
Како је основно стање ^{55}Mn $5/2^-$, након захвата термалног неутрона, језгро се може наћи у стањима 2^- или 3^- . Емисијом гама кваната са ових стања се попуњавају нивои са вредностима спина од $J = 1$ до $J = 4$. Стање 2^- се деексцитује гама квантотом приликом чега се ексцитују нивои са $J = 1, 2, 3$, док се приликом деексцитације стања 3^- ексцитују нивои са $J = 2, 3, 4$. Са ових нивоа се потом емитује секундарни гама квант приликом чега се попуњавају финални николажећи нивои језгра. Нивои са спином $J = 2$ и $J = 3$ углавном попуњавају нивое са стањима $J = 2$ и $J = 3$. Нивои са $J = 1$ ексцитују нивое са спином $J = 0, 1, 2$, док нивои са $J = 4$ ексцитују нивое са спином $J = 3, 4, 5$. Користећи познате спинове финалних нивоа каскада, као и спинове стања у којем се систем налази након захвата неутрона, могуће је предложити вредности спинова за све нивое детектоване у овом експерименту, а чија вредност није одређена унутар ENSDF базе података. За интермедијалне нивое који се деексцитују емисијом гама кванта и прелазе на основни ниво и ниво са енергијом 340.957 keV, чије су вредности спина 3, додељене су највероватније вредности спина 2,3 или 4. За интермедијалне нивое који се деексцитују на прво побуђено стање енергије 26.516 keV чија је вредност спина 2, додељене су највероватније вредности 1, 2 и 3. За интермедијалне нивое који се деексцитују на нивое енергија 110.428 keV (спин 1) и 212.004 keV (спин 4) највероватније вредности спина су 1 и 4, тим редом.

Табела 5.2: Поређење експерименталних података са ENSDF базом података. E_1 и E_2 су енергије првог и другог кванта каскаде, тим редом, E_i је енергија интермедијалног нивоа, а E_f је енергија финалног нивоа двоструке гама каскаде. $I_{\gamma\gamma}$ представља интензитет каскаде (на 100 распада) измерен у експерименту. Експериментална несигурност за енергије E_2 има исту вредност као за E_1 (вредности приказане у табели). Болдоване вредности су вредности које нису пронађене у ENSDF бази података.

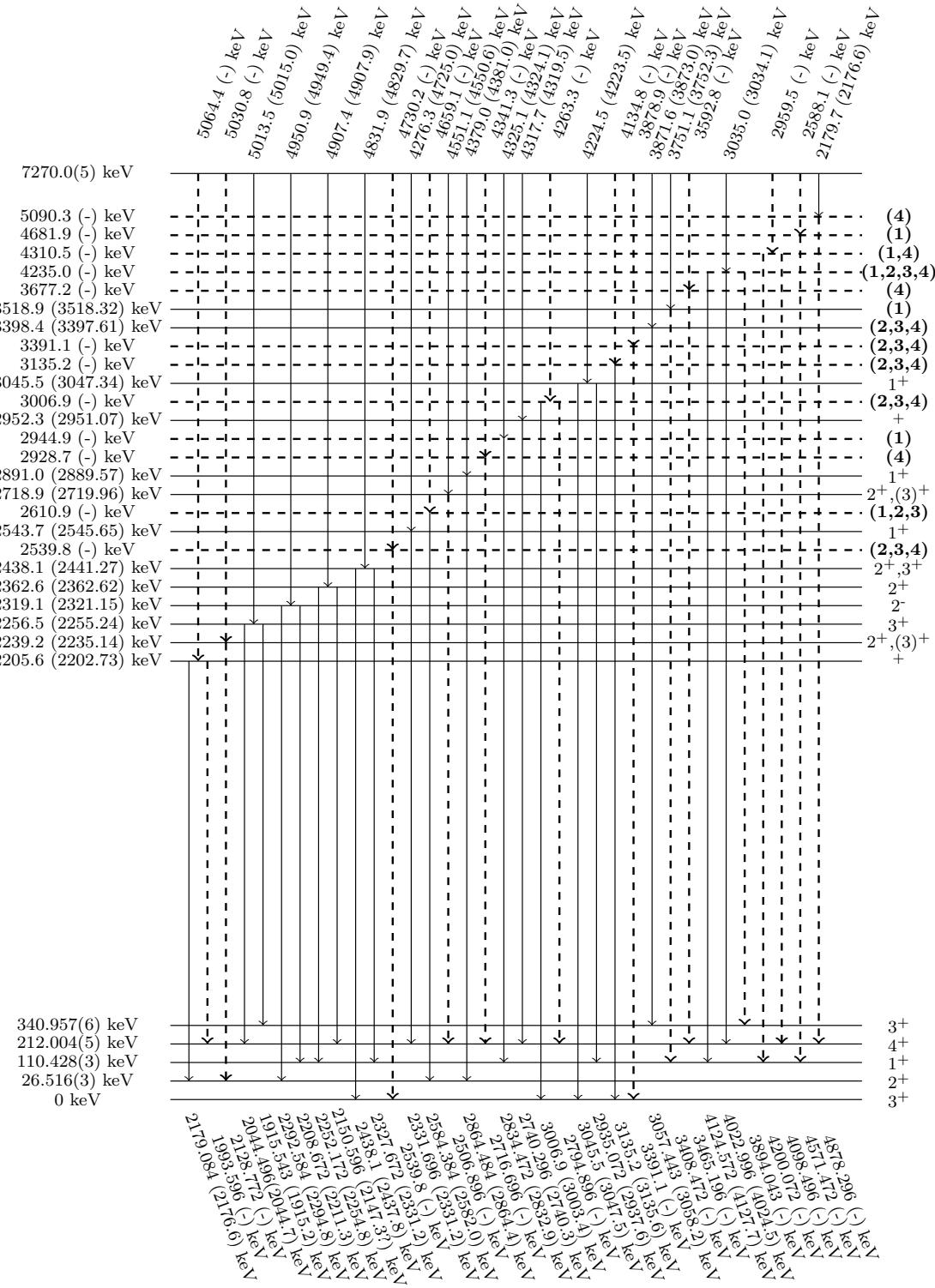
Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
7160.6(3)	82.9	109.0(6)	4.8(6)	26.516(3)	7159.7(2)	83.8990(15)	110.428(3)
7058.80(21)	211.20	211.2(5)	9.2(8)	g.s.	7057.8(2)	212.017(6)	212.004(5)
7053.1(13)	106.5	216.9(14)	0.9(4)	110.428(3)	-	104.6234(20)	215.057(3)
6925.1(12)	344.9	344.9(13)	0.10(5)	g.s.	6928.7(2)	340.990(25)	340.957(6)
6929.9(6)	313.6	340.1(8)	1.3(4)	26.516(3)	6928.7(2)	314.395(10)	340.957(6)
6786.6(7)	271.4	483.4(9)	1.3(4)	212.004(5)	6783.3(2)	271.175(9)	486.251(8)
6786.6(17)	142.4	483.4(18)	0.22(15)	340.957(6)	6783.3(2)	145.320(20)	486.251(8)

Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
6733.0(8)	510.5	537.0(9)	0.55(17)	26.516(3)	-	-	-
6699.7(27)	229.3	570.3(27)	0.15(17)	340.957(6)	-	229.867(7)	-
6101.8(12)	1141.7	1168.2(13)	0.25(16)	26.516(3)	6103.9(2)	1140.4(10)	1166.54(21)
6101.8(9)	1057.8	1168.2(10)	0.16(5)	110.428(3)	6103.9(2)	-	1166.54(21)
6101.8(14)	956.2	1168.2(15)	0.09(4)	212.004(5)	6103.9(2)	-	1166.54(21)
6021.8(20)	1221.7	1248.2(21)	0.08(6)	26.516(3)	6019.2(8)	-	-
5919.4(15)	1324.1	1350.6(16)	0.18(11)	26.516(3)	5920.5(2)	-	1349.95(21)
5916.7(13)	1141.3	1353.3(14)	0.08(4)	212.004(5)	-	-	-
5789.8(27)	1453.7	1480.2(27)	0.09(8)	26.516(3)	-	-	-
5759.7(4)	1510.3	1510.3(6)	0.79(14)	g.s.	5760.9(2)	-	1509.55(21)
5759.7(13)	1298.3	1510.3(14)	0.07(3)	212.004(5)	5760.9(2)	-	1509.55(21)
5759.7(17)	1169.3	1510.3(18)	0.034(24)	340.957(6)	5760.9(2)	1169.71(13)	1509.55(21)
5547.5(10)	1510.5	1722.5(11)	0.10(4)	212.004(5)	-	-	-
5526.4(13)	1717.1	1743.6(14)	0.12(8)	26.516(3)	5527.4(2)	1716.63(14)	1744.3(10)
5526.4(5)	1531.6	1743.6(7)	0.46(8)	212.004(5)	5527.4(2)	-	1744.3(10)
5526.4(6)	1402.6	1743.6(8)	0.82(24)	340.957(6)	5527.4(2)	1401.7(10)	1744.3(10)
5438.7(12)	1720.9	1831.3(13)	0.07(3)	110.428(3)	5437.0(2)	-	1833.67(21)
5438.7(16)	1619.3	1831.3(17)	0.08(5)	212.004(5)	5437.0(2)	-	1833.67(21)
5431.5(24)	1626.5	1838.5(25)	0.10(7)	212.004(5)	5432.9(2)	-	-
5313.6(16)	1956.4	1956.4(17)	0.07(5)	g.s.	5313.6(8)	-	-
5270.3(11)	1889.3	1999.7(12)	0.17(7)	110.428(3)	-	-	-
5250.8(16)	2019.2	2019.2(17)	0.13(8)	g.s.	-	2016.5(2)	2016.39(15)
5201(3)	2042.5	2069(3)	0.12(11)	26.516(3)	5199.1(2)	2044.7(2)	-
5197.8(14)	1961.8	2072.2(15)	0.08(4)	110.428(3)	5199.1(2)	-	2071.39(15)
5197.8(11)	1860.2	2072.2(12)	0.17(9)	212.004(5)	5199.1(2)	-	2071.39(15)
5182.7(11)	2060.8	2087.3(12)	0.46(23)	26.516(3)	-	2063.2(2)	-
5180.6(7)	2089.7	2089.7(9)	0.54(10)	g.s.	5181.6(2)	2090.4(2)	2089.38(15)
5180.6(17)	1877.7	2089.7(18)	0.18(9)	212.004(5)	5181.6(2)	1876.2(10)	2089.38(15)
5180.6(7)	1748.7	2089.7(9)	0.49(14)	340.957(6)	5181.6(2)	1747.0(10)	2089.38(15)
5064.4(13)	2179.1	2205.6(14)	0.40(20)	26.516(3)	-	2176.6(2)	2202.73(15)
5064.4(16)	1993.6	2205.6(17)	0.22(12)	212.004(5)	-	-	2202.73(15)
5030.8(23)	2128.8	2239.2(24)	0.07(5)	110.428(3)	-	-	2235.14(21)
5013.5(9)	2044.5	2256.5(10)	0.26(13)	212.004(5)	5015.0(2)	2044.7(2)	2255.24(15)
5013.5(5)	1915.5	2256.5(7)	0.5(11)	340.957(6)	5015.0(2)	1915.2(10)	2255.24(15)
4950.9(12)	2292.6	2319.1(13)	0.31(14)	26.516(3)	4949.4(2)	2294.8(2)	2321.15(10)
4950.9(14)	2208.7	2319.1(15)	0.12(7)	110.428(3)	4949.4(2)	2211.3(2)	2321.15(10)
4907.4(11)	2252.2	2362.6(12)	0.12(7)	110.428(3)	4907.9(2)	2254.8(2)	2362.62(21)
4907.4(11)	2150.6	2362.6(12)	0.054(22)	212.004(5)	4907.9(2)	2147.3(2)	2362.62(21)
4831.9(13)	2438.1	2438.1(14)	0.23(11)	g.s.	4829.7(2)	2437.8(2)	2441.27(15)
4831.9(25)	2327.7	2438.1(25)	0.10(7)	110.428(3)	4829.7(2)	2331.2(2)	2441.27(15)
4730.2(14)	2539.8	2539.0(15)	0.14(10)	g.s.	-	-	-
4726.3(5)	2331.7	2543.7(7)	0.64(12)	212.004(5)	4725.0(2)	2331.2(2)	2545.65(20)
4659(3)	2584	2611(3)	0.17(26)	26.516(3)	-	2582.0(2)	-
4551.1(19)	2506.9	2718.9(20)	0.07(5)	212.004(5)	4550.6(2)	-	2719.96(21)
4379.0(14)	2864.5	2891.0(15)	0.15(11)	26.516(3)	4381.0(2)	2864.4(2)	2889.57(21)
4341.3(16)	2716.7	2928.7(17)	0.09(5)	212.004(5)	-	-	-
4325.1(22)	2834.5	2944.9(23)	0.05(4)	110.428(3)	4324.1(2)	2832.9(2)	-
4317.7(20)	2740.3	2952.3(21)	0.06(5)	212.004(5)	4319.5(2)	2740.3(8)	2951.07(21)
4263.3(16)	3006.9	3006.9(17)	0.17(10)	g.s.	-	3003.4(2)	-
4263.3(23)	2794.9	3006.9(24)	0.06(4)	212.004(5)	-	-	-
4224.5(16)	3045.5	3045.5(17)	0.19(10)	g.s.	4223.5(2)	3047.5(2)	3047.34(15)
4224.5(14)	2935.1	3045.5(15)	0.09(5)	110.428(3)	4223.5(2)	2937.6(8)	3047.34(15)
4134.8(22)	3135.2	3135.2(23)	0.16(10)	g.s.	-	3135.6(2)	-
3879(4)	3391	3391(4)	0.07(9)	g.s.	-	-	-
3871.6(14)	3057.4	3398.4(15)	0.09(5)	340.957(6)	3873.0(2)	3058.2(2)	3397.61
3751.1(13)	3408.5	3518.9(14)	0.22(10)	110.428(3)	3752.3(2)	-	3518.32(21)
3592.8(14)	3465.2	3677.2(15)	0.12(6)	212.004(5)	-	-	-
3035.0(11)	4124.6	4235.0(12)	0.20(7)	110.428(3)	3034.1(2)	4127.7(8)	-
3035.0(20)	4023.0	4235.0(21)	0.13(9)	212.004(5)	3034.1(2)	4024.5(10)	-

Овај рад				ENSDF			
E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)	$I_{\gamma\gamma}$	E_f (keV)	E_1 (keV)	E_2 (keV)	E_i (keV)
3035.0(17)	3894.0	4235.0(18)	0.13(7)	340.957(6)	3034.1(2)	-	-
2959.5(14)	4200.1	4310.5(15)	0.06(3)	110.428(3)	-	-	-
2959(5)	4098	4311(5)	0.05(6)	212.004(5)	-	-	-
2588(3)	4571	4682(3)	0.08(10)	110.428(3)	-	-	-
2179.7(9)	4878.3	5090.3(10)	0.12(4)	212.004(5)	2176.6(2)	-	-



Слика 5.15: Експериментална шема нивоа за ^{56}Mn са енергијама интермедијалних нивоа до 2100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спинова - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).



Слика 5.16: Експериментална шема нивоа за ^{56}Mn са енергијама интермедијалних нивоа од 2200 до 5100 keV. Испрекидане линије - енергетски нивои и гама прелази који нису пронађени у ENSDF бази података [38]; болдоване вредности спина - предложене вредности спина за нивое за које не постоје информације о спину у ENSDF бази података. Све вредности енергија, осим оних за основно стање и првих шест побуђених стања су дате у облику: Експериментална вредност (ENSDF вредност).

Глава 6

Истраживање параметара структуре атомског језгра помоћу $(n_{th}, 2\gamma)$ реакције

У глави 3 описан је поступак конструкције шеме нивоа и одређивања интензитета каскада на основу прикупљених експерименталних података. Након тога, представљен је систем једначина који повезује интензитетете каскада са функцијом густине стања и јачине прелаза. Првобитни начин за добијање ових функција је била примена итеративних процедура на насумичне почетне функције густине стања и јачине прелаза [41]. Следећи корак у побољшању квалитета добијених података је била конструкција модела који може на најбољи начин објаснити експерименталне резултате [15]. Основна идеја модела је коришћење добро познатих теоријских функција за вредности од интереса, приликом чега се мењањем параметара фита мењају вредности ових функција све док не поприме вредности које могу објаснити експериментално добијене интензитетете каскада.

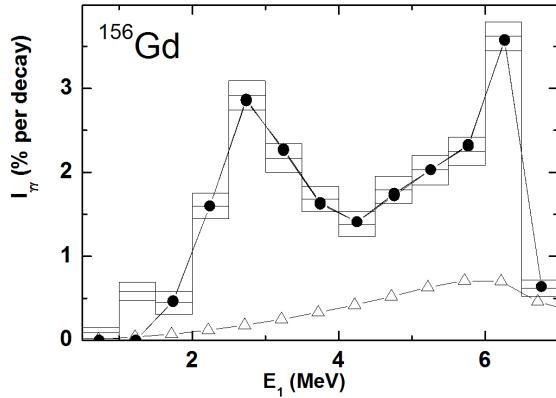
У овој глави биће представљен практични модел гама распада неутронских резонанци, који је развијен у сарадњи са колегама из Обједињеног института за нуклеарна истраживања у Дубни, Руска Федерација [241, 242]. Први део главе ће бити посвећен објашњавању основних поставки овог модела, као и параметрима које се фитују унутар модела, након чега ће бити извршен преглед добијених података коришћењем овог модела. Мимо резултата за ^{94}Nb и ^{56}Mn , биће представљени и резултати за 43 језгра која су претходно обрађена овим методом, од чега је 16 парно-парних, 12 парно-непарних и 15 непарно-непарних језгара.

6.1 Експериментални интензитет двоструких гама каскада

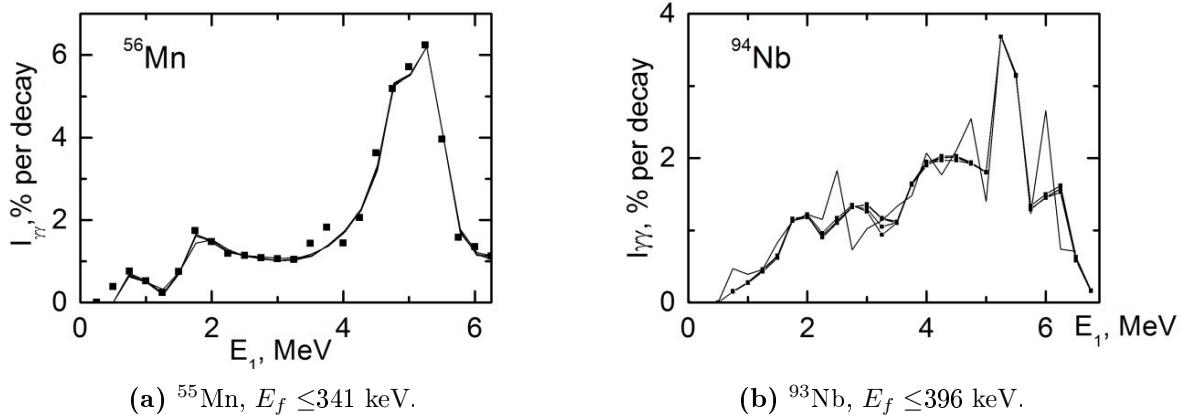
Као што је приказано у одељку 3.3. почетни корак за одређивање функција густине нивоа и јачине прелаза представља одређивање зависности интензитета каскада (у проценту по распаду) од енергије прве транзиције у каскади, тј. $I_{\gamma\gamma}(E_1)$. Овај спектар представља експерименталне податке који морају бити адекватно објашњени резултујућим функцијама густине стања и јачине прелаза које директно утичу на облик ове зависности. Језгро ^{156}Gd ће у наредним одељцима служити као пример за обраду података практичним моделом и презентовање добијених резултата. У циљу једноставности праћења, овде ће бити поновљена једначина из главе 3 која повезује интензитет каскада са функцијама густине нивоа и јачине прелаза:

$$I_{\gamma\gamma}(E_1) = \sum_{\lambda,f} \sum_i \frac{\Gamma_{\lambda i}}{\Gamma_{\lambda}} \frac{\Gamma_{if}}{\Gamma_i} = \sum_{\lambda,f} \sum_j \frac{\Gamma_{\lambda j}}{\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle m_{\lambda j}} n_j \frac{\Gamma_{jf}}{\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf}} \quad (6.1)$$

где је сума суме парцијалних ширина за примарне транзиције $\Sigma_i \Gamma_{\lambda i}$ на $M_{\lambda i}$ интермедијалних нивоа $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle M_{\lambda i}$, док је ова сума за секундарне прелазе на m_{if} интермедијалних нивоа $\langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}$ (јер је $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle = \sum_i \Gamma_{\lambda i} / M_{\lambda i}$ и $\langle \Gamma_{if} \rangle = \sum_i \Gamma_{if} / m_{if}$). Укупан број интермедијалних нивоа у малом енергијском интервалу ΔE_j је $n_j = \rho \Delta E_j$. Коефицијенти гранања за примарне $[\Gamma_{\lambda j} / (\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle M_j)]$ и секундарне $[\Gamma_{jf} / (\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{\lambda j})]$ прелазе су фиксирани за свако ΔE_j .

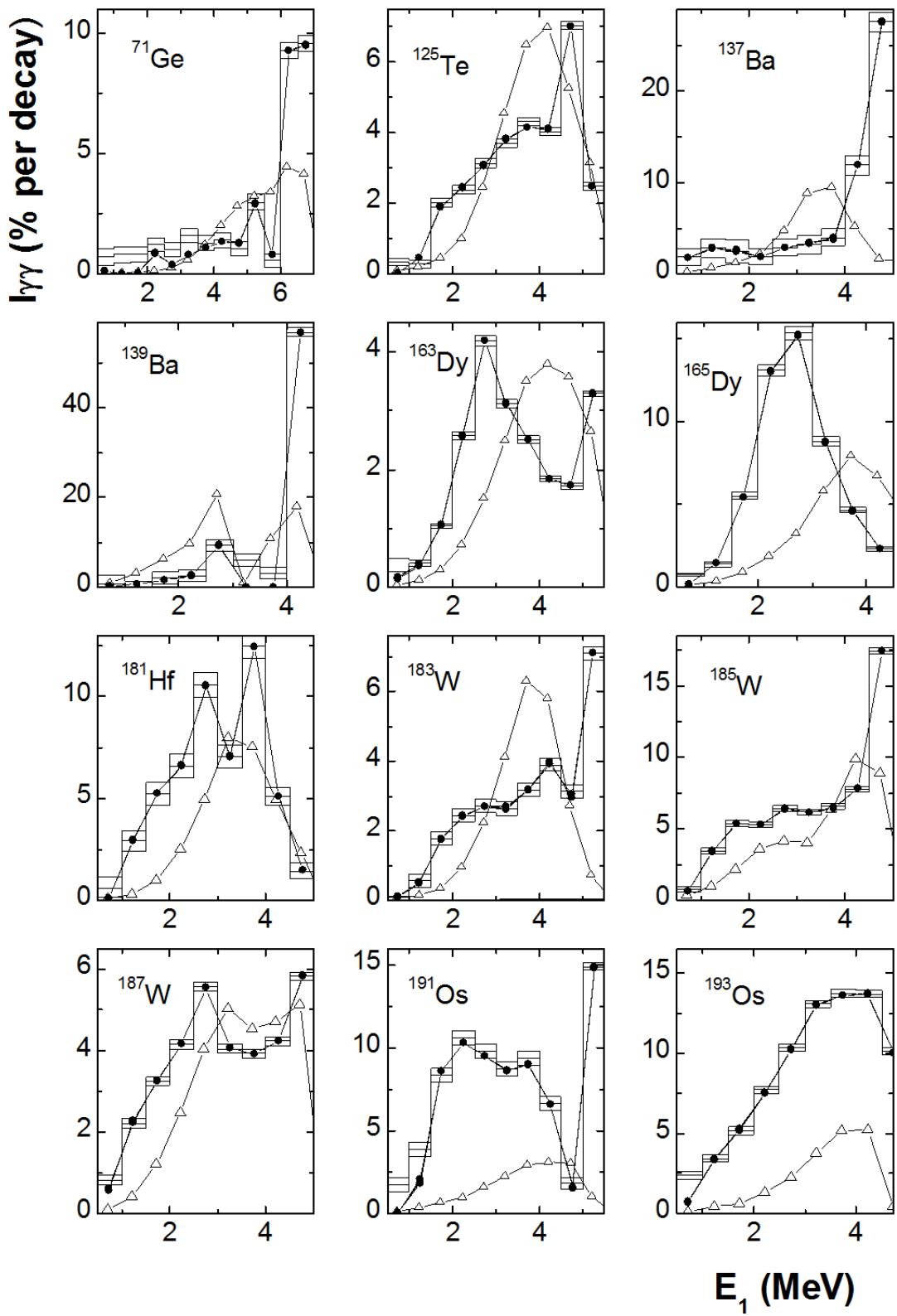


Слика 6.1: Експериментални интензитет каскада (хистограм) и његове несигурности за ^{156}Gd у функцији енергије примарног каскадног гама кванта E_1 . Тачке представљају најбољи фит добијен практичним моделом; троуглови су вредности $I_{\gamma,\gamma}$ применом модела из референци [243, 244]. Праг за снимање каскаде је постављен на $E_{\gamma} = 520$ keV.

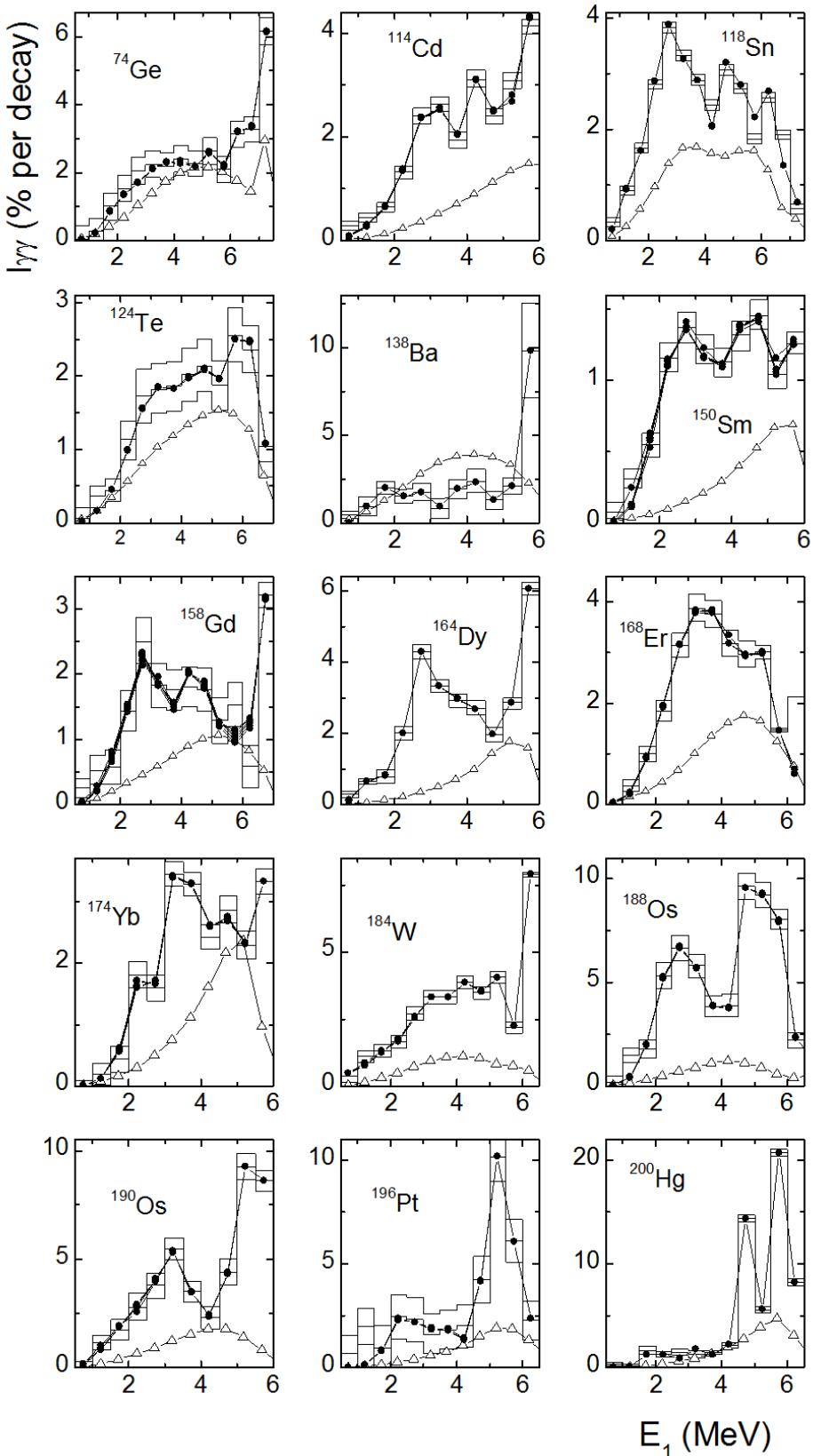


Слика 6.2: Дистрибуције интензитета за двоструке гама каскаде чији се финални нивои налазе испод енергије f за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Тачке - експериментални подаци, линије - неколико различитих фитова за $I_{\gamma\gamma}(E_1)$. Енергијски интервал за усредњавање је $\Delta E = 250$ keV.

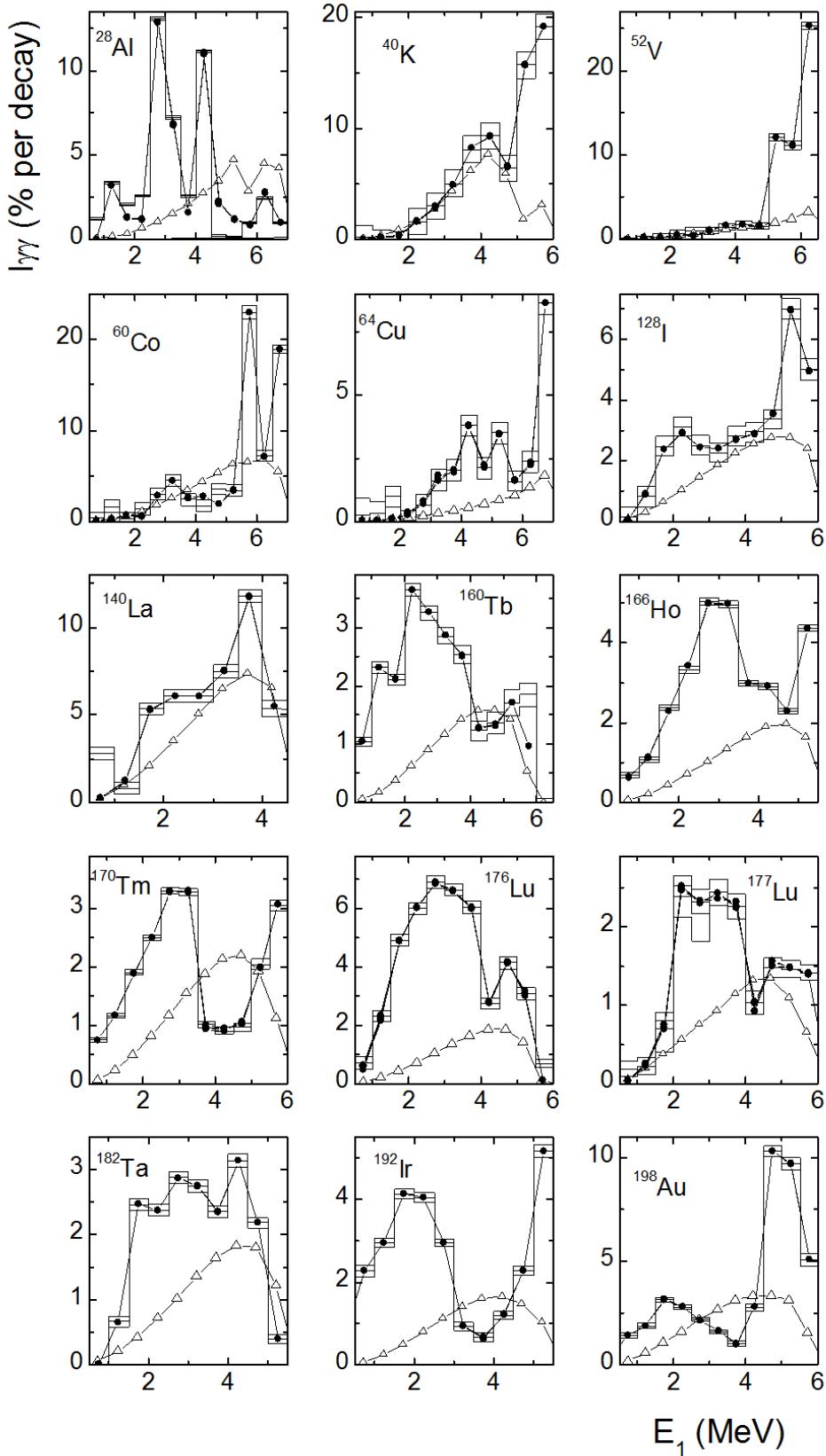
Интензитет каскада у зависности од енергије примарне каскаде E_1 за ^{156}Gd је приказан на слици 6.1. На овој слици су мимо експерименталних података дати и прорачуни ове зависности из релевантних теоријских извора који се данас користе [243, 244], као и резултати добијени практичним моделом.



Слика 6.3: Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за парно-непарна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$



Слика 6.4: Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за парно-парна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$



Слика 6.5: Хистограми суме експерименталних интензитета каскада у интервалима од 0.5 MeV за непарно-непарна језгра. Тачке представљају најбоље резултате фита, а троуглови представљају податке добијене моделима из [243, 244], сматрајући да је $k(M1) = \text{const.}$

Уочљиво је да поменути теоријски модели не могу да опишу експериментално добијене податке о интензитетима каскада. Резултати који су добијени сумирањем експериментално добијених интензитета за ^{56}Mn и ^{94}Nb су приказани на слици 6.2, где је такође приказан и резултат неколико различитих фитова параметара који дају најбоље слагање са експерименталним подацима. Резултати за остала језгра су приказани на сликама 6.3, 6.4 и 6.5.

Укупно детектовани интензитет двоструких гама каскада за ^{56}Mn је 57(5)%, а за ^{94}Nb 35.2(40)% по захвату. Део интензивних, енергијски разрешених пикова гама прелаза за каскаде у овим језгрима је 0.597 и 0.56, тим редом. Грешка нормализације експерименталног $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ спектра износи 4% за ^{56}Mn , и 10% за ^{94}Nb . Упркос релативно великој несигурности $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ расподела, прецизност је довољна за одређивање нуклеарних параметара са задовољавајућом прецизношћу. Треба напоменути да прецизност поделе пикова SACR спектра на TSC спектре директно зависи од статистике прикупљених коинциденција у експерименту. За ^{56}Mn и ^{94}Nb ове статистике су задовољавајуће.

У поређењу са раније испитиваним лаким сферним језгрима (^{40}K , ^{52}V , ^{60}Co , ^{64}Cu), функције $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ за језгра ^{56}Mn и ^{94}Nb показују исти тренд ниских вредности за примарне каскаде низких енергија и високих вредности за примарне каскаде вишних енергија. Уколико се пореде непарно-непарна тешка и лака језгра, у интервалу енергија 2-4 keV, постоји потпуно различито понашање $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ функција, што указује на то да постоји одређени фактор који утиче на то да се ови спектри разликују за лака и тешка језгра.

6.2 Практични модел гама распада неутронских резонанци

Модел који ће бити описан овде представља феноменолошки модел који комбинује постојеће теоријске моделе са доступним експерименталним подацима. У наредним одељцима биће представљене функције које су коришћене за одређивање функције густине нивоа и функције јачине прелаза.

6.2.1 Густина нивоа

За израз за густину нивоа ρ_l фермионског типа биће коришћена функција из [131], у којој се густина нивоа ρ_l и густина n -квазичестичних стања описује као:

$$\rho_l = \frac{(2J+1) \cdot \exp(-(J+1/2)^2/2\sigma^2)}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \cdot \Omega_n(E_{\text{ex}}) \quad (6.2)$$

$$\Omega_n(E_{\text{ex}}) = \frac{g^n(E_{\text{ex}} - U_l)^{n-1}}{\left(\left(\frac{n}{2}\right)!\right)^2(n-1)!}$$

где је E_{ex} ексцитациона енергија, $g = 6a/\pi^2$ густина једночестичних стања у близини Фермијеве површи (вредност a је преузета из *back-shifted* модела Ферми гаса [131, 245]), U_l је енергија кидања l -тог Куперовог паре. *Cut-off* параметар σ за спин J за ексцитовано стање сложеног језгра које се налази изнад максималне енергије E_d за коју се нивои могу сматрати дискретним је такође преузет из модела Ферми гаса.

За ексцитациону енергију E_{ex} , феноменолошки коефицијент C_{col} који описује колективна повећања густине вибрационих нивоа (или и вибрационих и ротационих у случају деформисаних језгара) је одређен ослањајући се на извор из референце [144], у којој је дат следећом релацијом:

$$C_{\text{col}} = A_l \cdot \exp \left(\sqrt{(E_{\text{ex}} - U_l)/E_{\nu}} - (E_{\text{ex}} - U_l)/E_{\mu} \right) + \beta \quad (6.3)$$

где су A_l параметри густине вибрационих нивоа изнад тачке кидања l -тог Куперовог пара, а E_μ и E_ν одређују промену у нуклеарној ентропији и промену квазичестичних екситационих енергија, тим редом. Кофицијенти A_l се фитују независно за сваки Куперов пар, на начин који је приказан у [241, 242, 246]. Кофицијент β се користи за описивање густине ротационих нивоа.

6.2.2 Функција јачине прелаза

Функција јачине прелаза се дефинише као:

$$k = \Gamma / \left(A^{2/3} E_\gamma^3 D_\lambda \right) \quad (6.4)$$

За $E1$ је преузета из студије [243] и прилагођена за потребе практичног модела као:

$$\begin{aligned} k(E1, E_\gamma) = w \frac{1}{3\pi^2 \hbar^2 c^2 A^{2/3}} & \frac{\sigma_G \Gamma_G^2 (E_\gamma^2 + \kappa 4\pi^2 T^2)}{(E_\gamma^2 + E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_\gamma^2} + \\ & + P \delta^- \exp(\alpha_p (E_\gamma - E_p)) + P \delta^+ \exp(\beta_p (E_p - E_\gamma)) \end{aligned} \quad (6.5)$$

са термодинамичком температуром T , нормализационим параметром w и коефицијентом κ . Каскаде са чистим квадруполним прелазима нису детектоване у експериментима са двоструким гама каскадама, док се функција јачине прелаза за $M1$ прелазе одређује на сличан начин као и за $E1$. Локације центра гигантске диполне резонанце E_G , њен центар Γ_G и ефикасни пресек σ_G за максимум је преузет из [247] за свако језгро. Разлог за додавање једног или више пикова за функцију јачине прелаза се заснива на подацима добијеним у студији [248]. Други и трећи суманд представљају експоненцијалне функције које описују леви и десни део пикова, тим редом. Енергијска позиција E_p , амплитуда P и параметри нагиба α_p и β_p се одређују посебно за сваки пик.

За $E_1 \approx B_n$ фитовани односи Γ_{M1}/Γ_{E1} за $E1$ - и $M1$ -функције снаге су нормализоване на експерименталне вредности, док је њихова сума Γ_λ нормализована на укупну ширину резонанце.

6.2.3 Корекције за нехомогености љусака

Тестирање утицаја корекције енергије δE уведене у модел љусака је извршено за сва језгра истражена методом двоструких гама каскада. Тестирање је извршено коришћењем $a(A)$ вредности, која зависи од екситационе енергије, која фигурише линеарно у параметру густине једночестичних стања g . За језгро масеног броја и за екситациону енергију E_{ex} , $a(A)$ се може изразити као [144]:

$$a(A) = \tilde{a} (1 + ((1 - \exp(\gamma E_{ex})) \cdot \delta E / E_{ex})) \quad (6.6)$$

при чему се асимптотска вредност рачуна као $\tilde{a} = 0.114 \cdot A + 0.162 \cdot A^{2/3}$, док је $\gamma = 0.054$. У циљу очувања средњег растојања између неутронских резонанци [241, 242, 246], δE вредности благо варирају у односу на њихове процењене вредности [144]. Ове корекције, које су коришћене за фитовање у практичном моделу, су приказане у табели 6.1.

Уочено је да је неопходно узети у обзир корекције нехомогености љусака једночестичног спектра на густину нивоа приликом поређења параметара добијених при постојању два услова: на константној густини једночестичних стања близу Фермијеве површи и за $g \neq const$. Резултати експеримената у којима су кориштене ове корекције довели су до бољег слагања са постојећим подацима. Ипак, испоставља се да није могуће описати интензитете каскада ако се не узме у обзир снажан утицај суперфлуидности језгра на процес гама распада.

6.2.4 Дискусија о одређивању параметара практичног модела

Параметри који се користе у фиту практичног модела су:

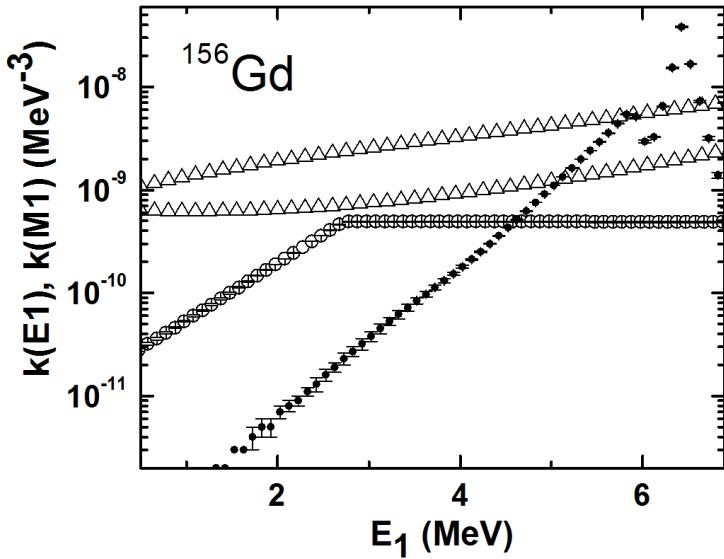
1. енергије кидања Куперових парова U_l за вредности до $l = 4$;
2. параметри E_μ и E_ν ;
3. независни параметри A_l густине вибрационих нивоа изнад енергијског прага кидања Куперових парова;
4. коефицијенти w , κ , β , P , E_p , α_p и β_p ;
5. однос нивоа са негативном парношћу и укупне густине нивоа r .

Пример резултата добијених вредности функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе је за језгро ^{156}Gd је приказан на слици 6.6, док је пример резултујуће суме ових функција дат на слици 6.7.

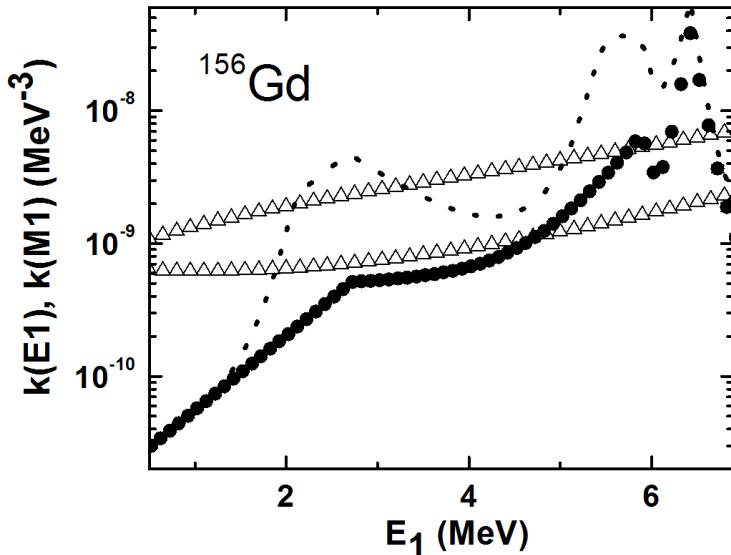
Резултати добијени за функције густине стања која се добија фитовањем наведених једначина приказан је за ^{156}Gd на слици 6.8, а фитовани однос густине колективних нивоа и укупне густине нивоа за исто језгро приказан на слици 6.9.

Слике 6.6-6.9 приказују основни сет информација које се добијају применом практичног модела каскадног распада неутронских резонанци и сва језгра у овом раду су обрађена на исти начин, што омогућава систематизацију мерења и извођење одговарајућих закључака на основу понашања наведених функција за различита језгра.

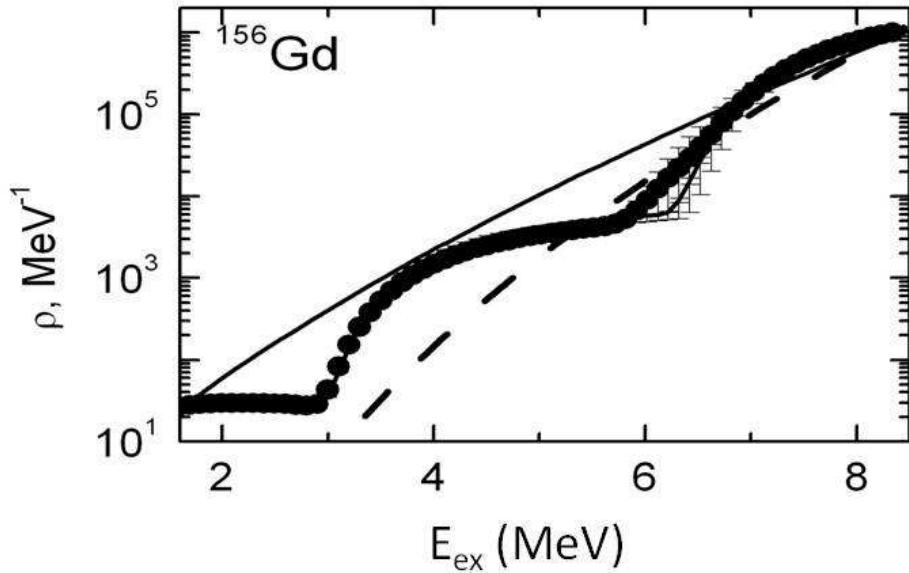
Велики број параметара фита може представљати потенцијалан проблем, али уколико на располагању стоји велики број података на којима се врши фитовање, као у овом раду, могуће је установити регионе у којима се налазе неки од параметара, о чему ће касније бити речи.



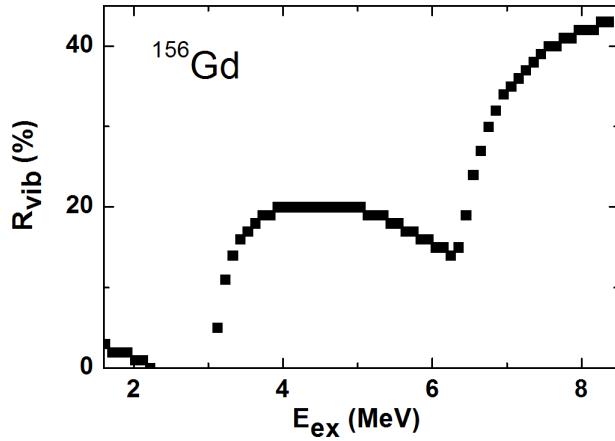
Слика 6.6: Индивидуалне функције јачине прелаза за ^{156}Gd . Пуне тачке представљају најбољи фит за E1 прелазе, док празне тачке представљају најбољи фит за M1 прелазе. Троуглови представљају вредности ових функција израчунате моделима из референци [140, 141] у којима се претпоставља да је $k(M1) = \text{const.}$



Слика 6.7: Пуне тачке представљају суму Е1 и М1 функција, док испрекидане линије представљају ову суму помножену са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом [244]. Троуглови представљају резултате добијене коришћењем модела из референце [243] приликом чега се претпоставља да је $k(M1) = const.$



Слика 6.8: Густина нивоа за ^{156}Gd . Тачке представљају најбољи фит за функцију густине нивоа (несигурности представљају расејање фитовања за различите почетне параметре); испрекидана и пуне линије представљају густину нивоа израчунату коришћењем модела из референце [244] са урачунавањем корекције за лјуске δE [144] и без урачунавања, тим редом.



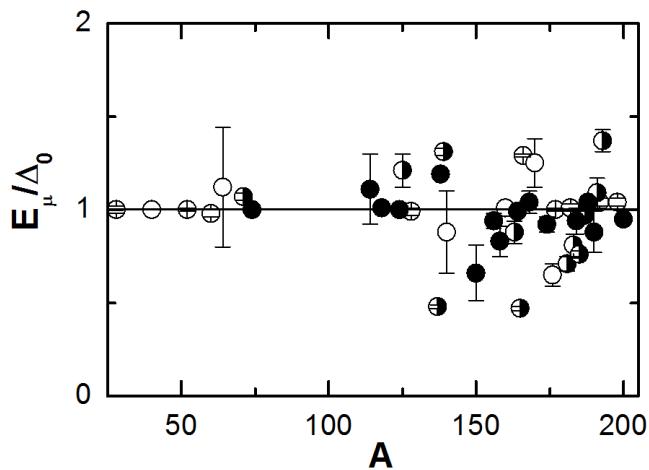
Слика 6.9: Фитовани однос густине колективних нивоа и укупне густине нивоа.

6.2.5 Предности практичног модела

Постоји значајно неслагање између измерених каскадних интензитета и оних који су израчунати путем статистичког модела [241, 242]. Да би се добиле поуздане информације о особинама нуклеарне материје неопходно је комбиновати више модела за ρ и Γ [245].

Модел развијен на Обједињеном институту за нуклеарна истраживања у Дубни, је заснован на закључцима теоријске анализе из [249] која се тиче фрагментације различитих квазичестичних стања у нуклеарном потенцијалу. Показано је да је кидање Куперових парова приликом побуде језгра секвенцијални процес. Овај модел нам омогућава испитивање две супротне хипотезе: да је језгро чисто фермионски систем или да постоје фазне транзиције на неким ексцитационим енергијама приликом чега се језгро састоји од бозона.

Не постоје потпуно прецизни и тачни модели за описивање понашања нуклеарне материје у побуђеном језгру. Једина верификована хипотеза, која следи из проучавања суперфлуидности је повећање укупне густине језгра, што је узето у обзир коефицијентом C_{col} .



Слика 6.10: Зависност параметара модела језгра E_μ и E_ν од масеног броја A . Пуни кругови - парно парна језгра, полуиспуњени кругови - парно-непарна језгра и празни кругови - непарно-непарна језгра.

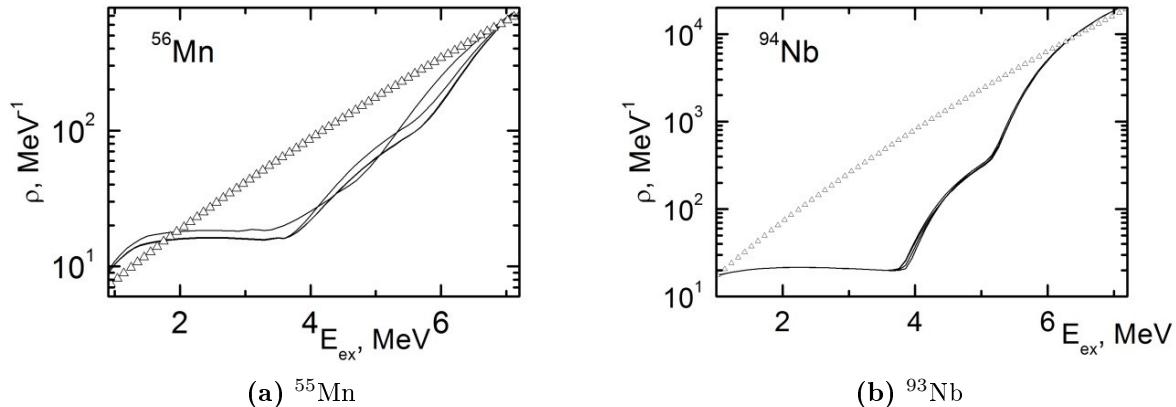
Резултати приказани у [246] су показали да се E_μ и E_ν параметри могу заменити само једним од њих (тј. $E_\mu = E_\nu$), што је омогућило смањење броја параметара у моделу. Анализа добијених резултата је показала да ова претпоставка важи за сва испитивана језгра (слика 6.10).

У складу са резултатима теоријских истраживања [144] неопходно је узети у обзир утицај нехомогености љусака једночестичних спектара на добијене ρ и Γ вредности.

6.3 Резултати примене практичног модела

Експерименталне дистрибуције каскадних интензитета се обично мере у енергијским интервалима ширине ≈ 1 keV, и могу да садрже од 5000 до 10000 канала за сваку од истраживаних каскада, при чему се за истраживана језгра креће од 2 до 16. Основне једначине за добијање информација од значаја садрже око 20 параметара који се фитују за све детектоване каскаде за језгро које се истражује. У пракси, за добијање параметара,овољно је усредњити енергију интервала примарних транзиција и ексцитационих енергија у сегментима од 50 keV или више.

Решавање једначине 6.1 која повезује интензитет каскада са ρ и Γ се врши коришћењем Монте Карло методе. Нелинеарност снажно корелисаних једначина производи мерну несигурност приликом добијања ρ и Γ вредности из интензитета $I_{\gamma\gamma}$. Постојање лажних локалних минимума за χ^2 је неизбежно у системима нелинеарних једначина, што представља проблем приликом одређивања ρ и Γ вредности. Вероватноћа да се систем нађе у лажном минимуму за χ^2 понекад достиже и до 20%. Међутим, узевши и све то у обзир, сви акумулирани подаци (табела 6.1) свакако представљају нове и битне информације.



Слика 6.11: Зависности густине нивоа од ексцитационе енергије за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Линије - неколико фитова, троуглови - вредности добијене коришћењем BSFG модела [244].

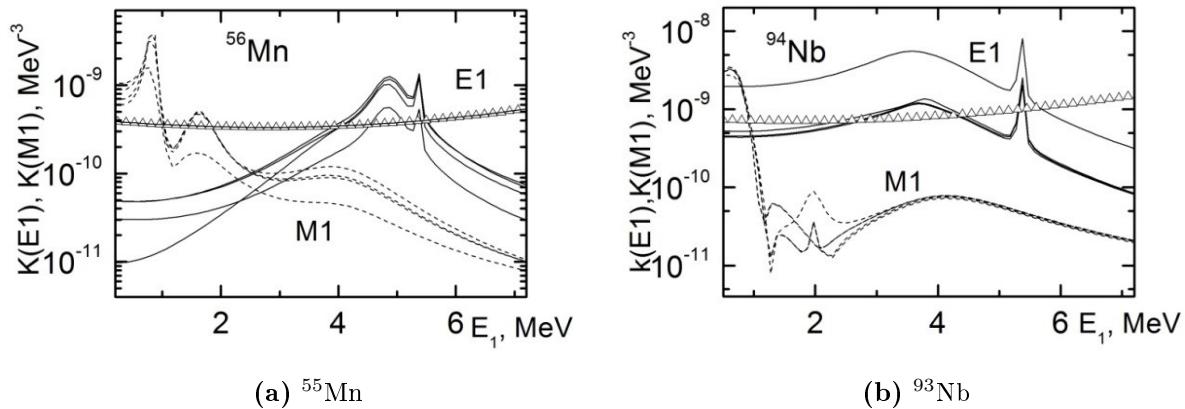
Подаци о максималним енергијама E_{max} финалних нивоа каскада и суме експерименталних интензитета су приказане у табели 6.1. Уочљиво је да за скоро половину испитаних језгара, интензитет измерених двоструких каскада садржи 50% (или више) од укупног интензитета свих каскадних прелаза на финалне нивое. Последица овога је смањење систематске несигурности за ρ и Γ , што гарантује боље резултате.

У свим прорачунима за $E_{ex} \leq E_d$ (E_d је максимална енергија побуде у области дискретних нивоа), подаци за ексцитационе енергије и модове распада николежећих нивоа су узимани из базе података [38].

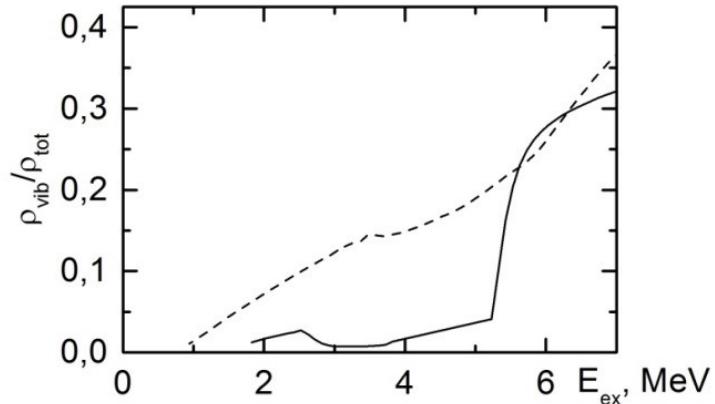
Табела 6.1: Подаци коришћени у анализи (максимална ексцитациона енергија E_d области дискретних нивоа, максимална енергија E_{\max} финалног нивоа каскаде, корекција δE за густине квазичестичних нивоа и интензитет $I_{\gamma\gamma}$ двоструких гама каскада) испитиваних језгара.

Језгро	E_d (MeV)	E_{\max} (MeV)	Корекција δE (MeV)	$I(\%)$	Спин стања λ
^{28}Al	2.486	0.972	-11.1	49(1)	2, 3
^{40}K	2.985	1.64	-3.1	67(3)	1, 2
^{52}V	0.846	0.147	-5.0	60(2)	3, 4
^{60}Co	1.515	1.5	-5.9	71(3)	3, 4
^{64}Cu	0.926	0.278	-3.2	30(6)	1, 2
^{71}Ge	1.298	0.0	-3.5	32(2)	1/2
^{74}Ge	2.963	2.165	-3.0	36(2)	4, 5
^{114}Cd	2.316	0.558	-1.0	26(1)	0, 1
^{118}Sn	2.930	1.230	-1.8	31(1)	0, 1
^{124}Te	2.702	0.603	-0.3	20(2)	0, 1
^{125}Te	1.319	0.671	-2.3	31(1)	1/2
^{128}I	0.434	0.434	-1.0	33(2)	2, 3
^{137}Ba	2.662	0.279	-6.3	59(4)	1/2
^{138}Ba	2.780	1.436	-8.2	26(5)	1, 2
^{139}Ba	1.748	1.082	-6.0	81(6)	1/2
^{140}La	0.658	0.322	-4.0	48(2)	3, 4
^{150}Sm	1.927	0.773	3.0	12(1)	3, 4
^{156}Gd	1.638	0.288	2.4	23(5)	1, 2
^{158}Gd	1.517	0.261	-0.2	19(2)	1, 2
^{160}Tb	0.279	0.279	0.12	23(3)	1, 2
^{163}Dy	1.055	0.250	-3.0	22(1)	1/2
^{164}Dy	1.808	0.242	-2.0	29(1)	2, 3
^{165}Dy	0.738	0.184	-3.6	53(1)	1/2
^{166}Ho	0.522	0.522	-1.5	31(1)	3, 4
^{168}Er	1.719	0.995	-2.3	27(4)	3, 4
^{170}Tm	0.715	0.648	-1.3	23(2)	0, 1
^{174}Yb	1.949	0.253	-3.5	22(1)	2, 3
^{176}Lu	0.688	0.595	-1.8	44(1)	3, 4
^{177}Lu	0.854	0.637	0.25	16(1)	$6\frac{1}{2}, 7\frac{1}{2}$
^{181}Hf	1.154	0.332	-3.1	52(4)	1/2
^{182}Ta	0.480	0.360	-2.4	19(1)	3, 4
^{183}W	1.471	0.209	-4.0	28(1)	1/2
^{184}W	1.431	0.364	-2.4	35(1)	0, 1
^{185}W	1.106	1.068	-0.9	62(1)	1/2
^{187}W	1.083	0.303	-2.6	34(1)	1/2
^{188}Os	1.764	0.633	-0.2	59(3)	0, 1
^{190}Os	1.682	0.756	-0.7	49(3)	1, 2
^{191}Os	0.815	0.815	-3.5	76(2)	1/2
^{192}Ir	0.415	0.415	-0.3	27(6)	1, 2
^{193}Os	1.288	0.889	-3.8	80(1)	1/2
^{196}Pt	1.998	0.688	-3.7	37(5)	0, 1
^{198}Au	0.528	0.495	-5.6	42(1)	1, 2
^{200}Hg	1.972	0.368	-8.0	59(2)	0, 1

Функције густине стања за ^{56}Mn и ^{94}Nb су дате на слици 6.11. Подаци за остале језгра су приказани на сликама 6.14, 6.15 и 6.16.



Слика 6.12: Функције јачине прелаза у функцији енергије примарног гама квантата каскаде за ^{55}Mn и ^{93}Nb . Пуне и испрекидане линије - најбоље вредности фита за E1 и M1 прелазе, тим редом. Троуглови - очекivanе вредности на основу модела из [138] за електричне прелазе сабране са константном вредношћу функције јачине прелаза за магнетне прелазе.



Слика 6.13: Однос густине вибрационих нивоа и укупне густине нивоа нуклеарних стања за ^{56}Mn (испрекидана линија) и ^{94}Nb (пуна линија).

Функције јачине прелаза за ^{56}Mn и ^{94}Nb су приказане на слици 6.12. Подаци за остале језгра су дати на сликама 6.17, 6.18 и 6.19 (функције јачине прелаза за E1 и M1 транзиције); на сликама 6.20, 6.21 и 6.22 (сума функција јачине прелаза).

Односи вибрационе густине нивоа и укупне густине нивоа за ^{56}Mn и ^{94}Nb су приказане на слици 6.13. Подаци за остале језгра су дати на сликама 6.23, 6.24 и 6.25.

Уколико се функције густине нивоа $\rho(E_{ex})$ за ^{56}Mn и ^{94}Nb упореде са осталим испитиваним лаким непарно-непарним језгрима, оне показују исту снажну девијацију у односу на вредности израчунате помоћу модела из [244] за ексцитационе енергије $E_{ex} \approx 4$ keV (код тешких непарно-непарних језгара ово одступање је на $E_{ex} \approx 3$ keV). Као и код осталих лаких непарно-непарних језгара, присутна је степенаста структура у фитованој парамет

тарској функцији $\rho(E_{ex})$ која може бити објашњена смањењем густине нивоа вибрационог типа између прагова кидања Куперових парова.

Највероватније вредности E1 и M1 функција јачине прелаза за ^{56}Mn и ^{94}Nb језгра у зависности од енергије примарних прелаза у каскади, показују различита понашања што се квалитативно може објаснити различитим структурама њихових таласних функција. Постојање флуктуација (појављивање одступања у облику пикова у спектру) у фитованим функцијама $k(E1)$ и $k(M1)$ се може објаснити резидуалном антикорелацијом ових функција са $\rho(E_{ex})$ функцијом.

6.3.1 Дискусија о одређивању параметара практичног модела

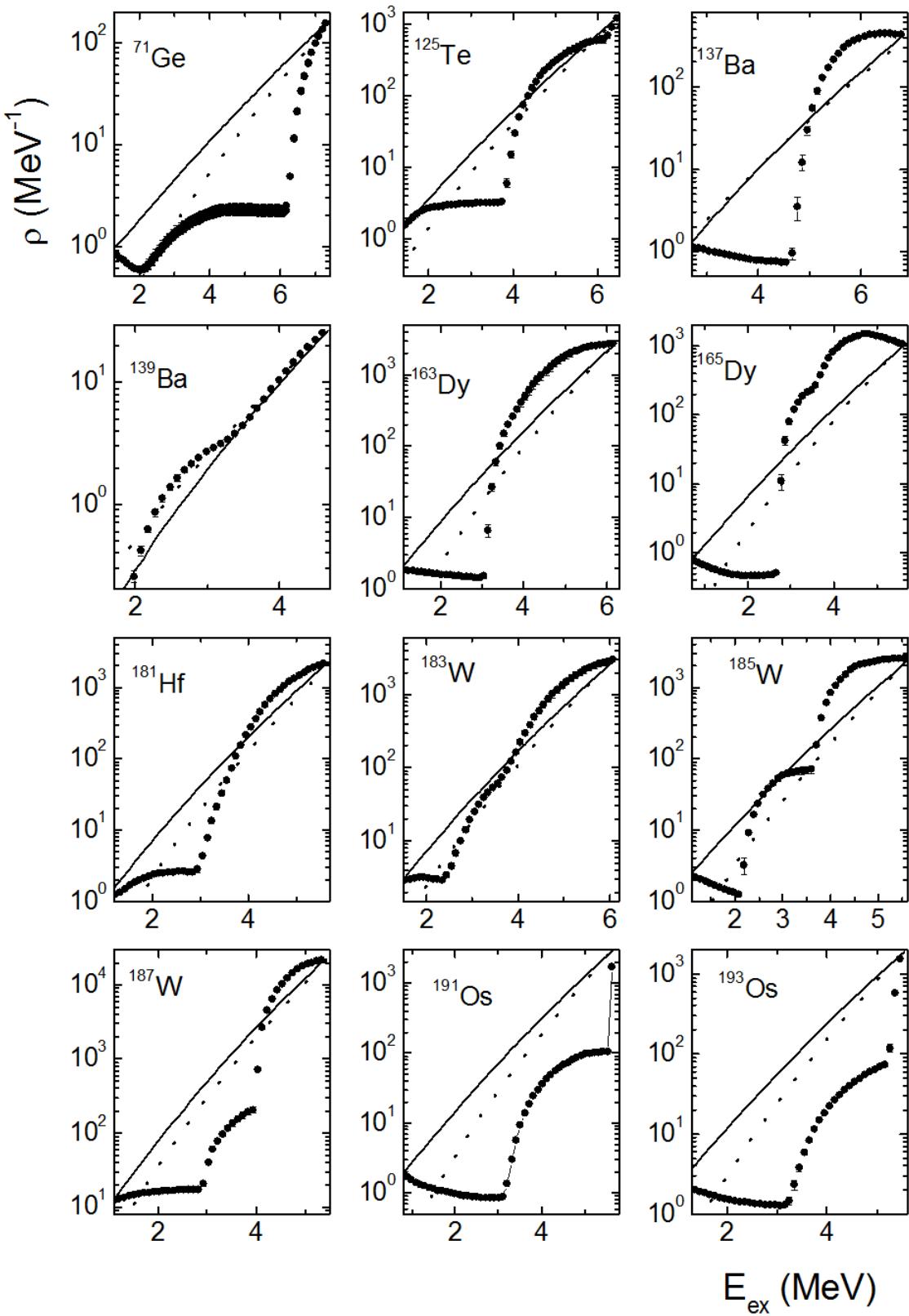
Различити облици $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ дистрибуција за различита језгра највероватније потичу од разноврсне структуре таласних функција побуђених нивоа. На сличан начин се може објаснити веома снажна зависност неутронске функције јачине од нуклеарне масе или зависност спектроскопских фактора реакција (d,p) и (d,t) од локације нископобуђених нивоа. Густине нивоа добијене у овом раду показују да, ако се нехомогености љусака спектара једночестичних стања узму у обзир, густине једночестичних стања постају значајно мање у поређењу са вредностима које се добијају под претпоставком $a = \text{const.}$ Такође, густине нивоа добијене у овом моделу се благо мењају када се ове корекције узму у обзир. Као последица овога, криве које описују израчунату густину једночестичних стања и криве које описују фитовану густину нивоа, постају ближе једна другој.

Главни извор већих флуктуација функција јачине прелаза је њихова антикорелација са густинама нивоа у целокупном опсегу енергија. Просечне суме функција јачине прелаза за E1 и M1 транзиције за $E_1=520$ keV износе $0.80(8)$, $2.1(2)$ и $2.5(3)\cdot 10^{-10} \text{ MeV}^{-3}$ за парно - парна, парно – непарна и непарно – непарна језгра, редом. Даље, сумирање у великој мери редукује, горепоменуто, расипање и омогућава закључак да се сумарна функција јачине прелаза смањује са смањењем енергије примарне транзиције.

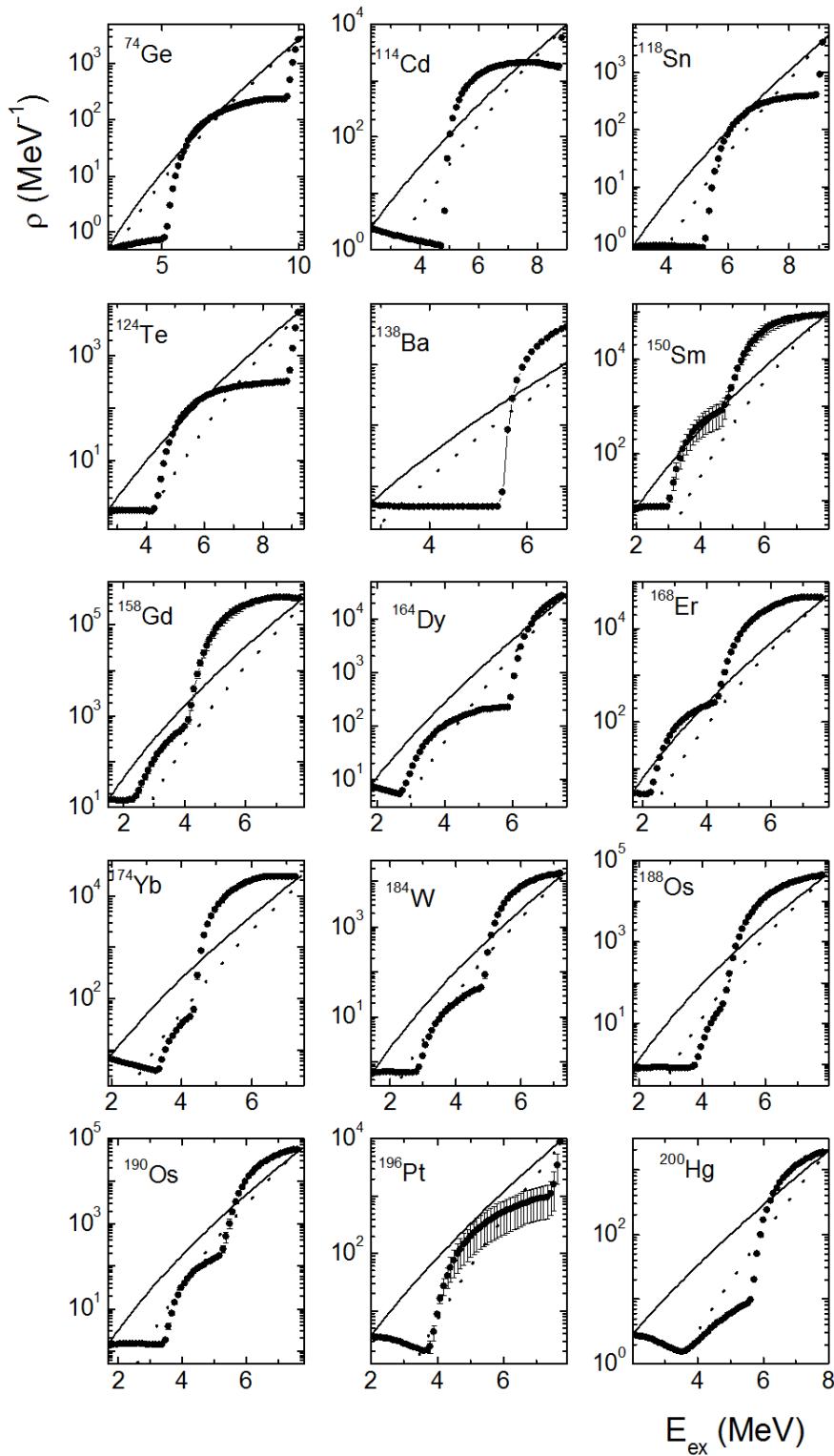
Допринос нивоа вибрационог типа укупној енергији нивоа свих језгара опада у близини U_l вредности. За већину језгара, удео вибрационих нивоа испод B_n је око 40 %, што није у супротности са анализом расподеле укупних радијативних ширине изнад B_n [250]. Прорачуни дистрибуција на сумичних девијација за укупне радијативне ширине s -резонанци, извршене у [250], показале су да постоји суперпозиција за, најмање, четири дистрибуције различитих просечних вредности $\langle \Gamma_\gamma \rangle$.

Приликом истраживања процеса гама распада, појављује се проблем описа специјалних тачака (кидања Куперових парова). Обзиром да антикорелација између ρ и Γ може бити мање или више различита у целокупном опсегу енергија ексцитације, максималне вредности антикорелације постижу се само у тачкама кидања Куперових парова. Постоји јасно уочљива зависност резултујуће функције јачине прелаза од локалних скокова густине нивоа. Такође, као што је већ речено, како би се спречила контрадикција између података добијених из експеримената са двоструким гама каскадама и оних из експеримената са једноструким гама каскадама, неопходно је узети у обзир везу између ρ и Γ вредности.

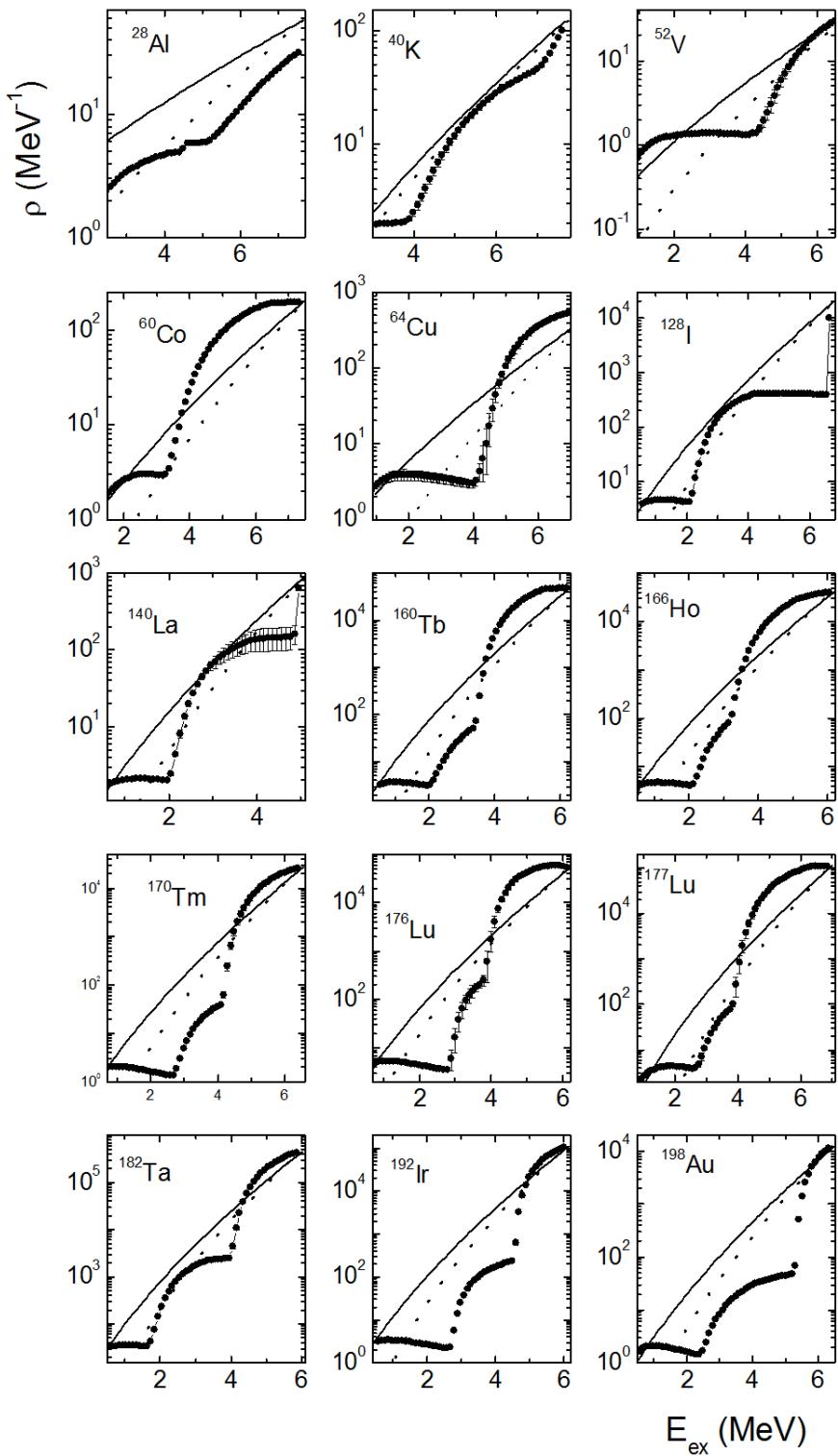
Овде је покушано истраживање ове антикорелације путем множења феноменолошког израза (једначина 6.5) за функцију јачине прелаза односом ρ_{mod}/ρ_{exp} , који додаје још једну фитовану корелацију. Вредност ρ_{exp} је преузета из најбоље вредности фита током решавања система представљеног једначином 3.1, док је вредност за ρ_{mod} преузет из BSFG модела [244]. Функција ρ_{mod} представља уједначене густине нивоа фермионског типа те описује и густину неутронске резонанце и кумулативни збир познатих нивоа језгра за $E_{ex} < E_d$ (E_d је преузето из [38]). Ограничавајући услов $1 \leq \rho_{mod}/\rho_{exp} \leq 10$ из [241] и [242] је такође уклjuчен у ову анализу.



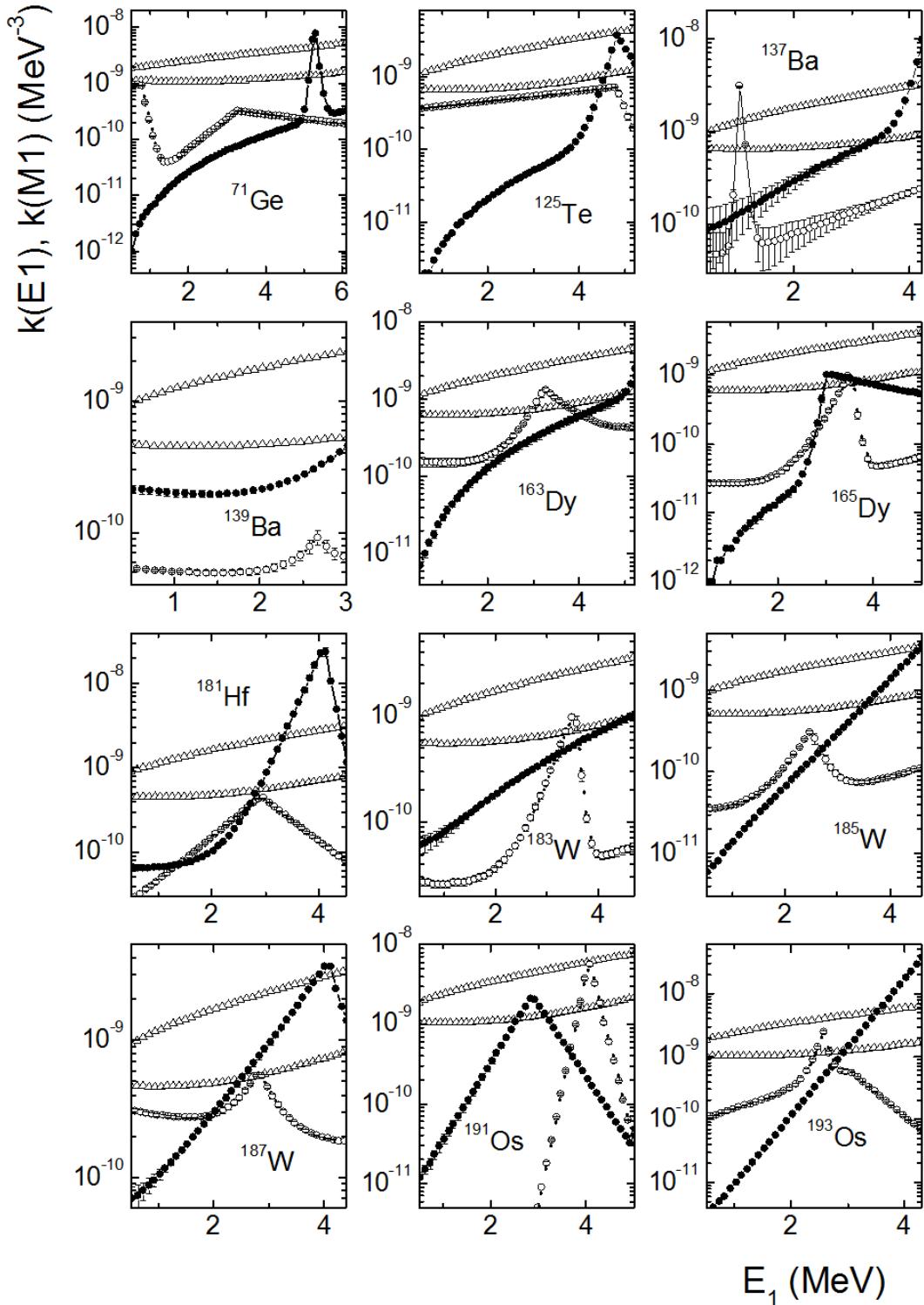
Слика 6.14: Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за парно-непарна језгра. Испрекидана и пуна линија, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел Љусака.



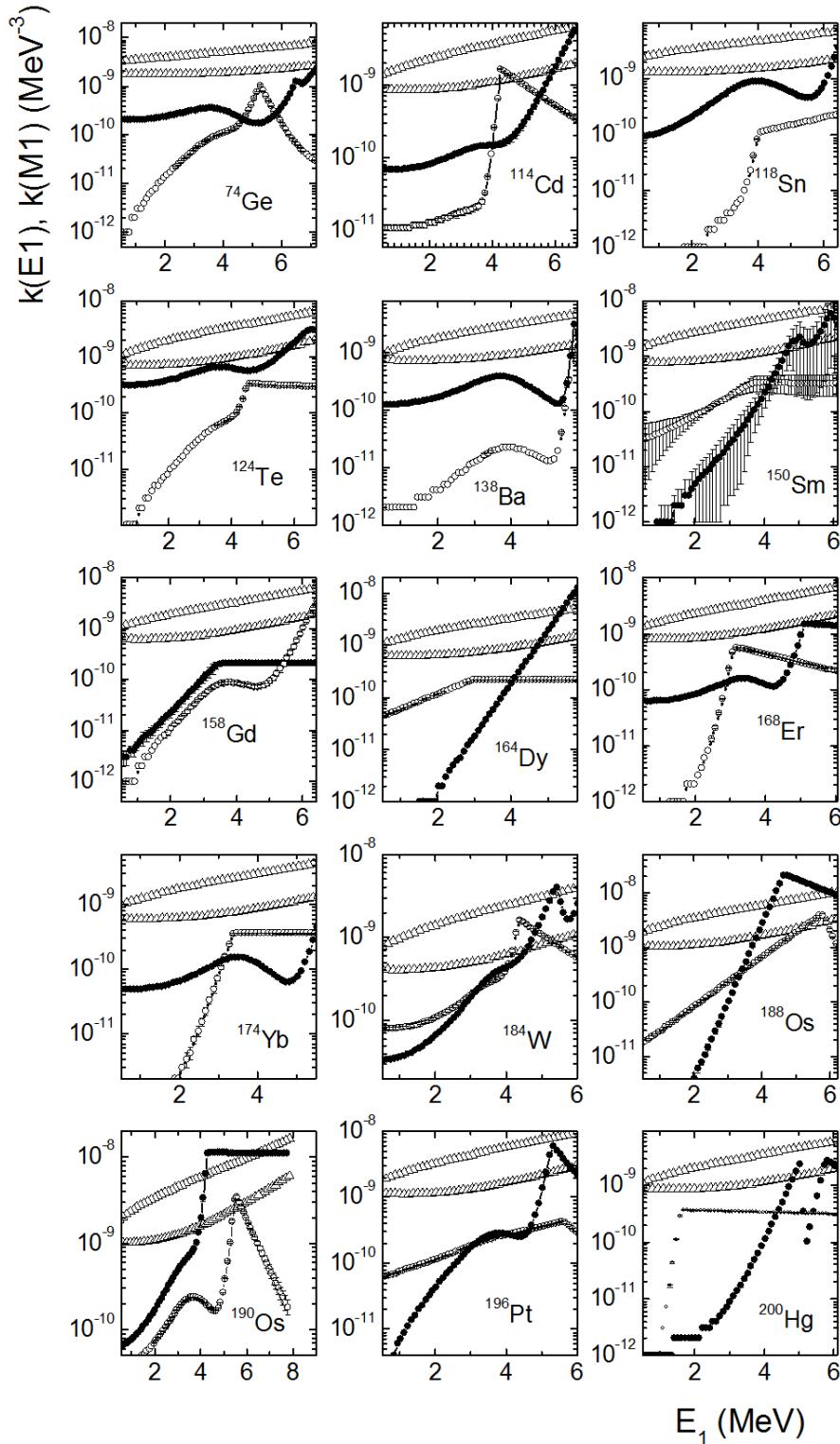
Слика 6.15: Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за парно-парна језгра. Испрекидана и пуну линија, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел Јусака.



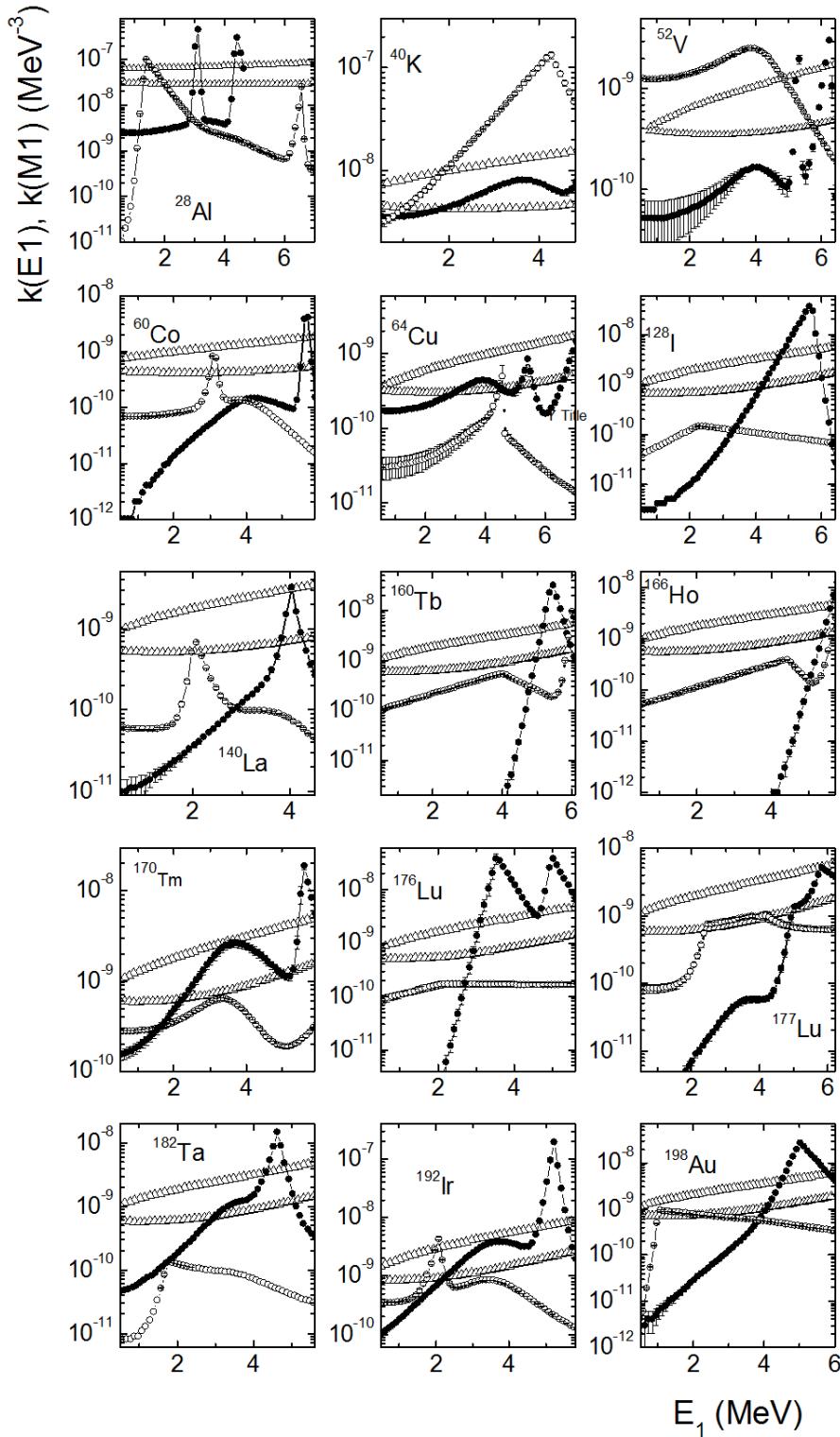
Слика 6.16: Највероватније средње вредности густине интермедијалних нивоа двоструких гама каскада (пуне тачке) за непарно-непарна језгра. Испрекидана и пуну линија, тим редом, представљају густине нивоа израчунате коришћењем модела из [244], са и без узимања у обзир корекција за модел Љусака.



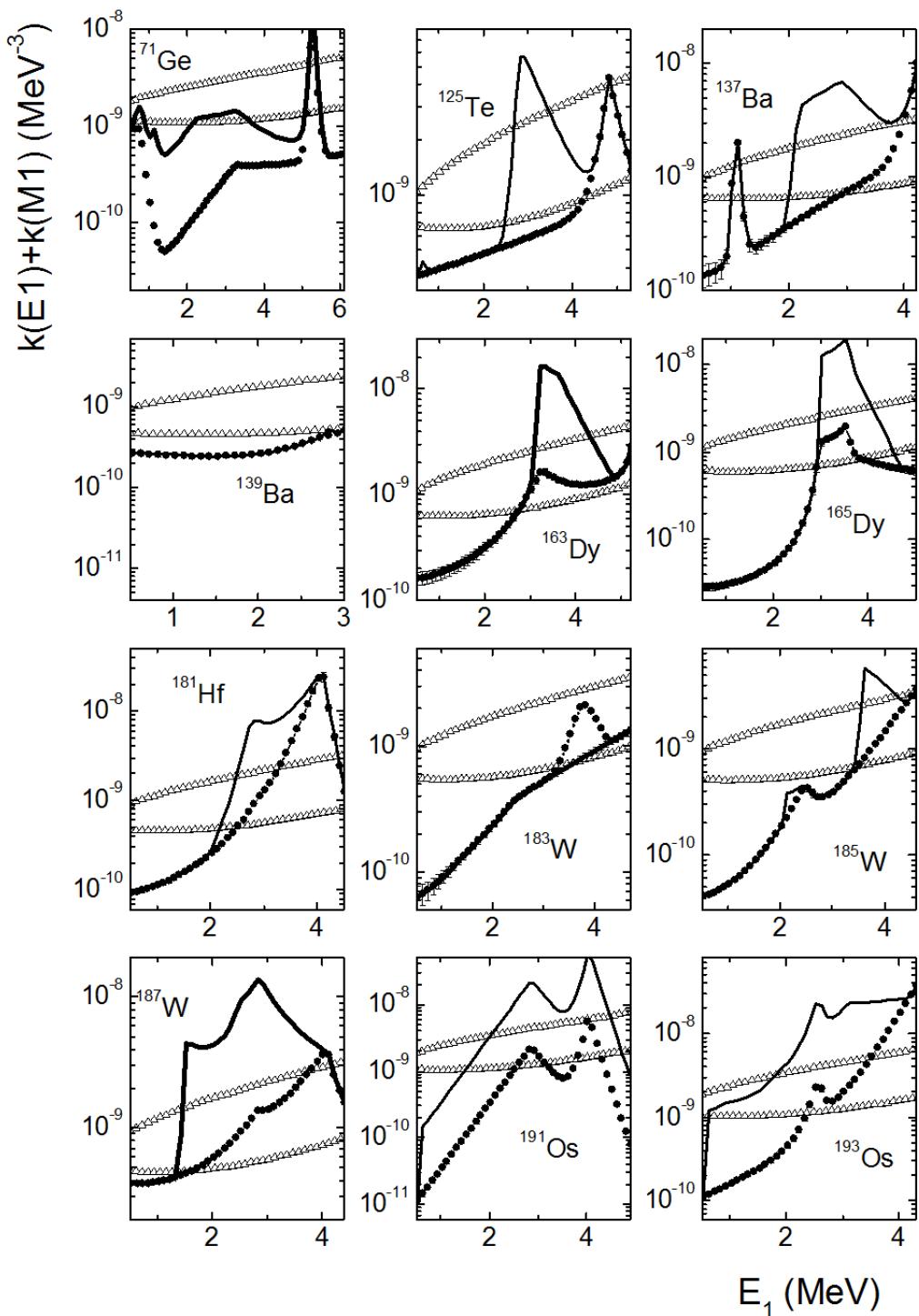
Слика 6.17: Функције јачине прелаза за $E1$ (пуне тачке) и $M1$ (празне тачке) прелазе за парно-непарна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$



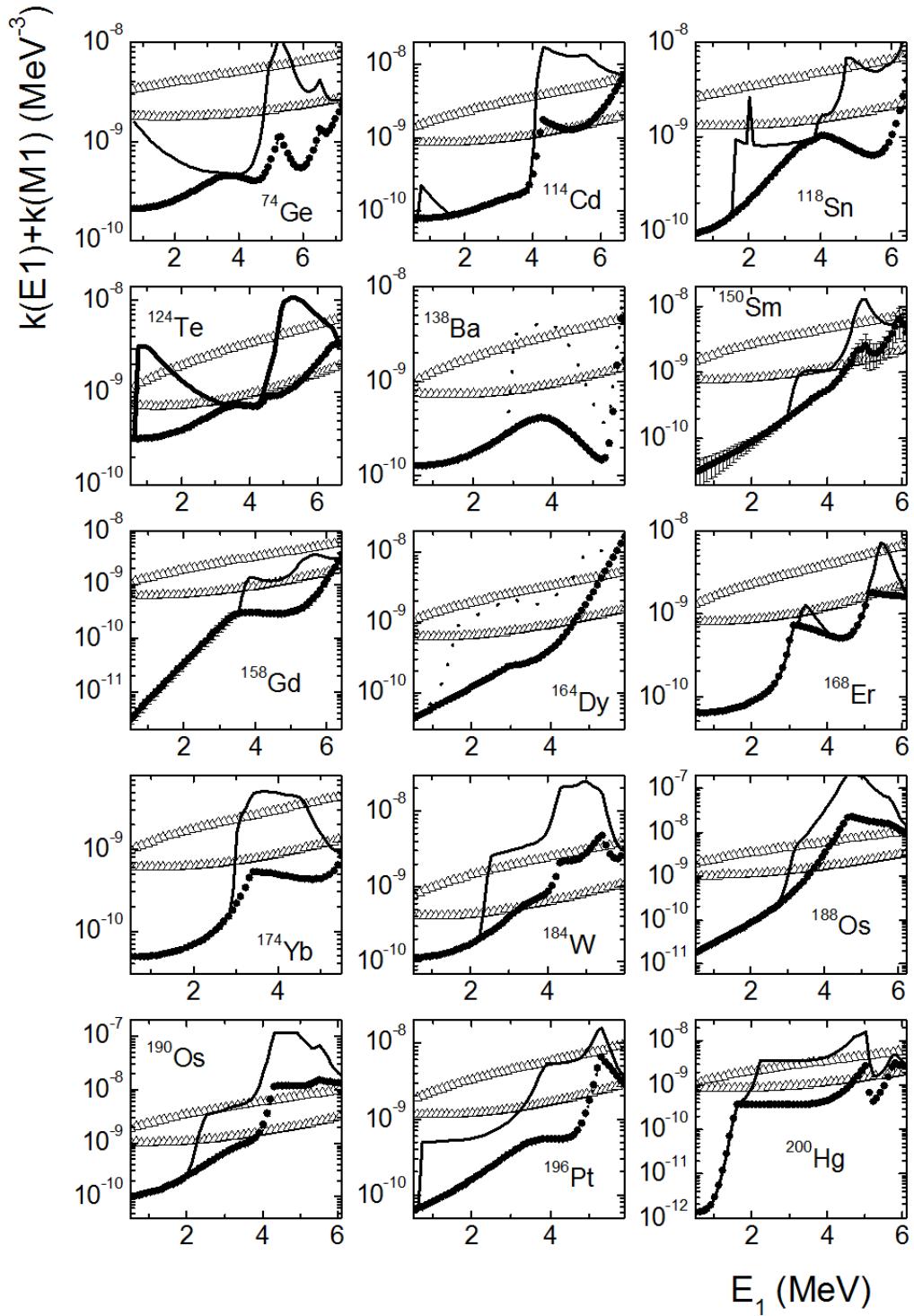
Слика 6.18: Функције јачине прелаза за E1 (пуне тачке) и M1 (празне тачке) прелазе за парно-парна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$



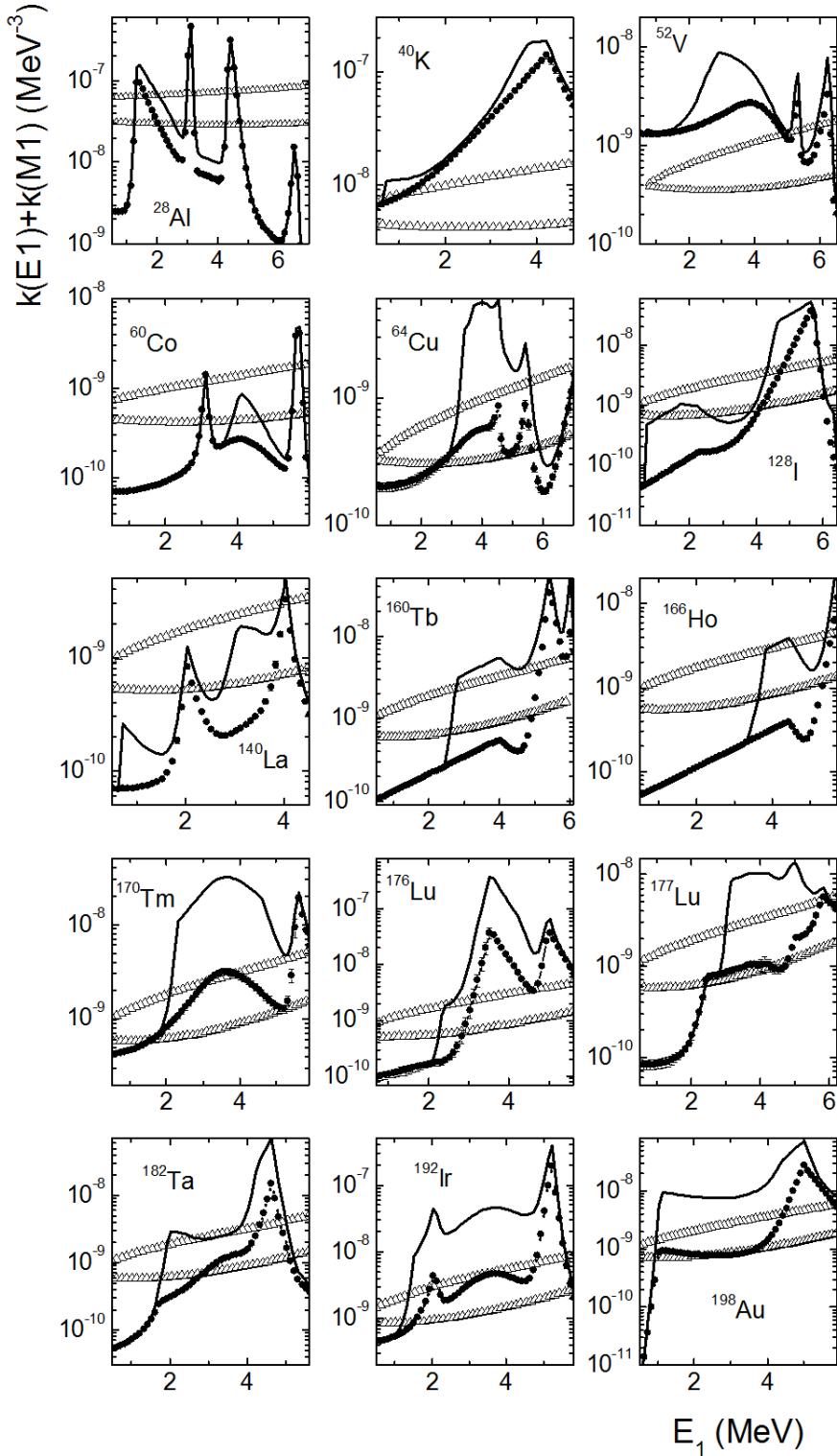
Слика 6.19: Функције јачине прелаза за E1 (пуне тачке) и M1 (празне тачке) прелазе за непарно-непарна језгра (најбоља вредност фита). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$



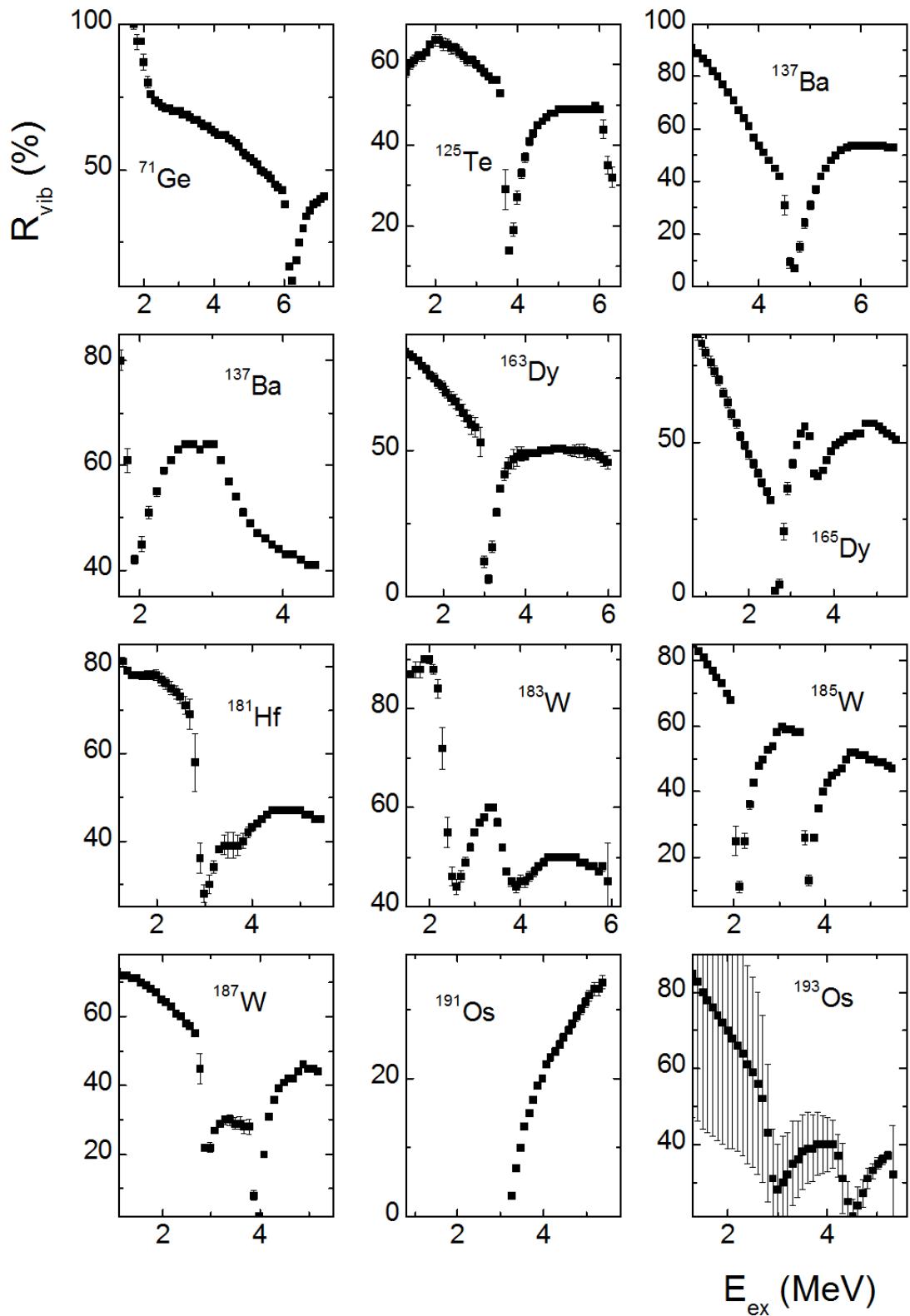
Слика 6.20: Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за парно-парна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = \text{const.}$



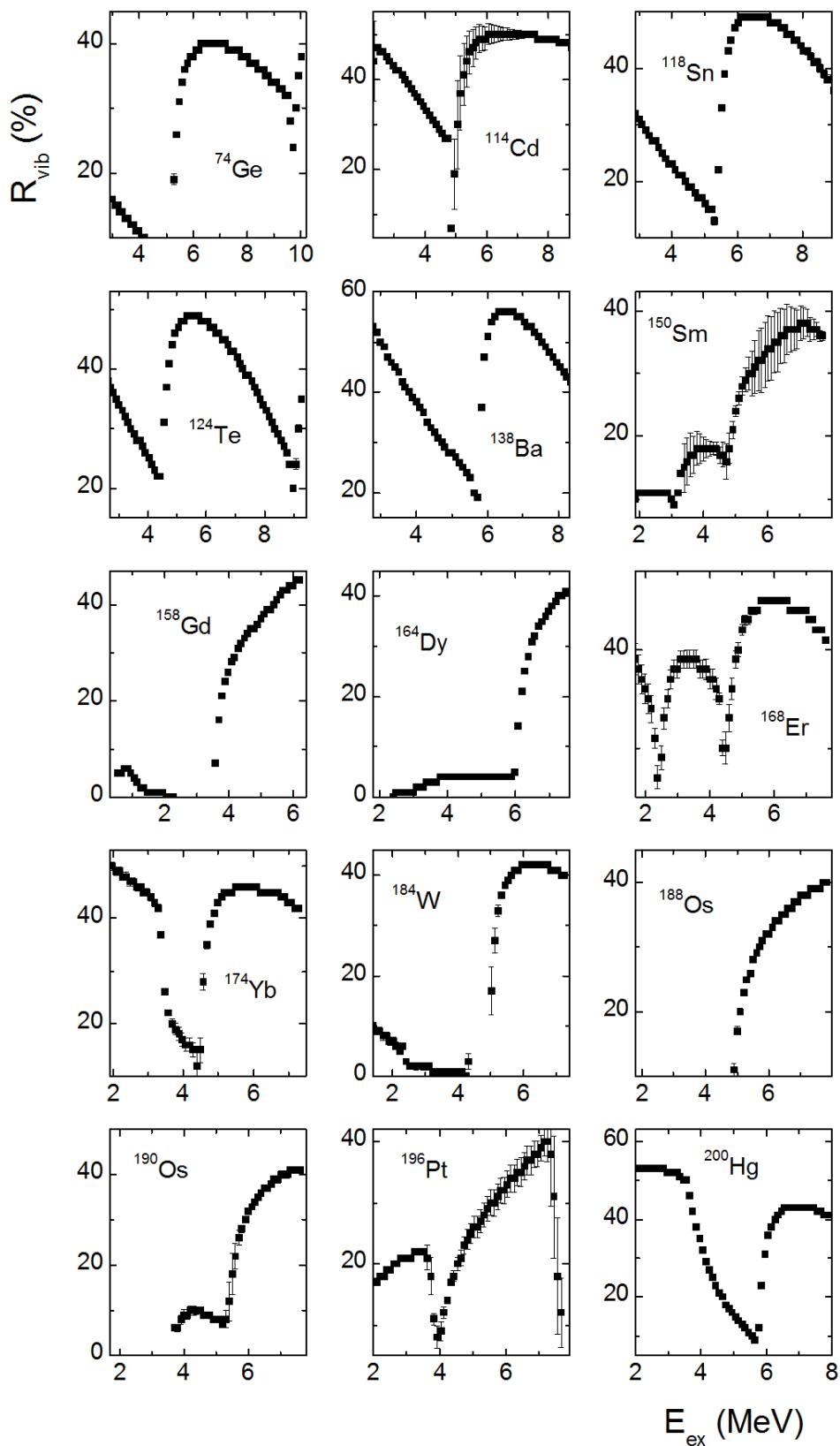
Слика 6.21: Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за парно-непарна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$



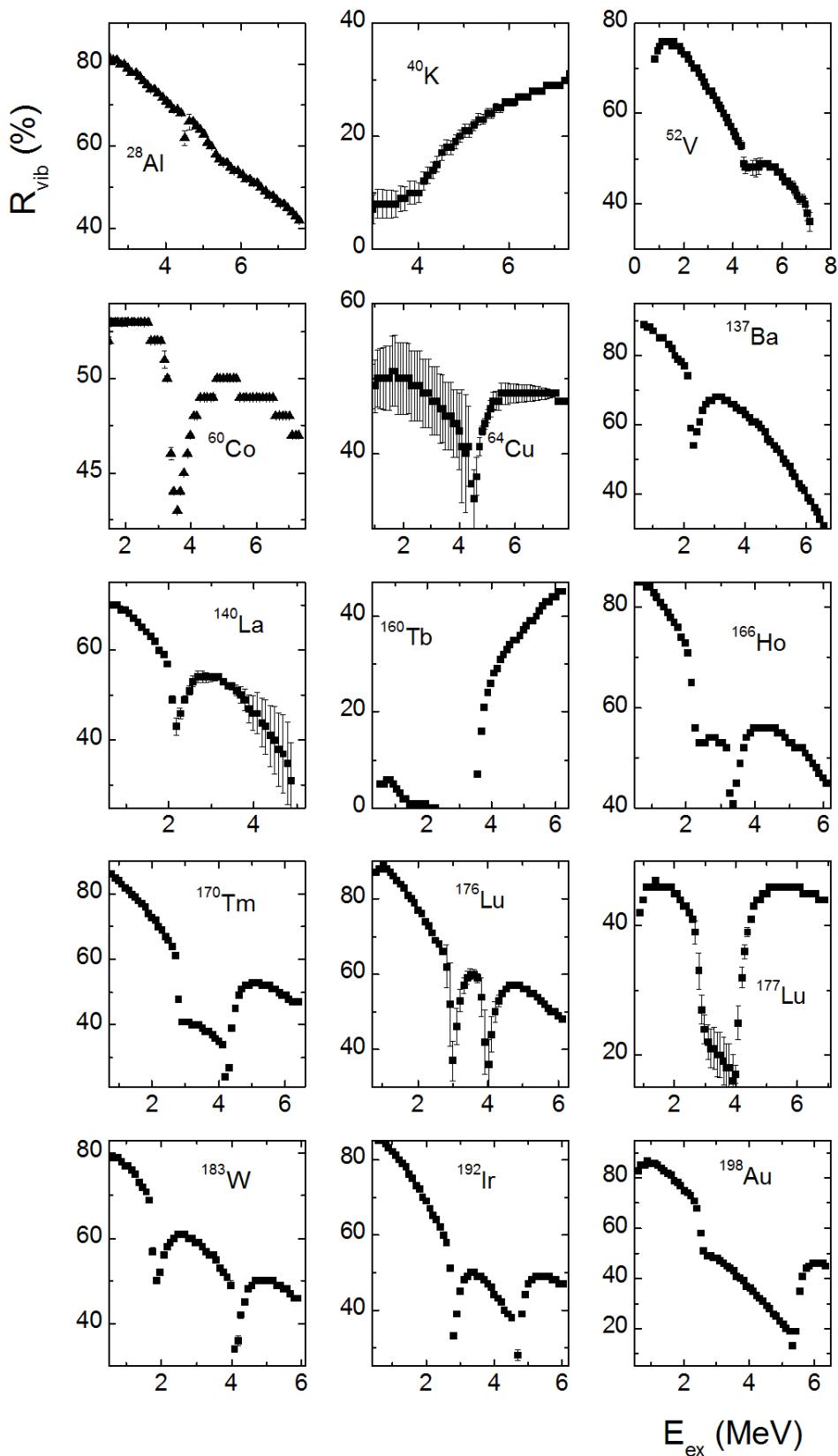
Слика 6.22: Сума функција јачине прелаза за E1 и M1 прелазе (пуне тачке) за непарно-непарна језгра (најбоље вредности фита). Пуна линија представља ове вредности помножене са ρ_{mod}/ρ_{exp} односом. ([244]). Горњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [141], док доњи ред троуглова представља вредности израчунате моделом из [243] сабране са $k(M1) = const.$



Слика 6.23: Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за парно-парна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .

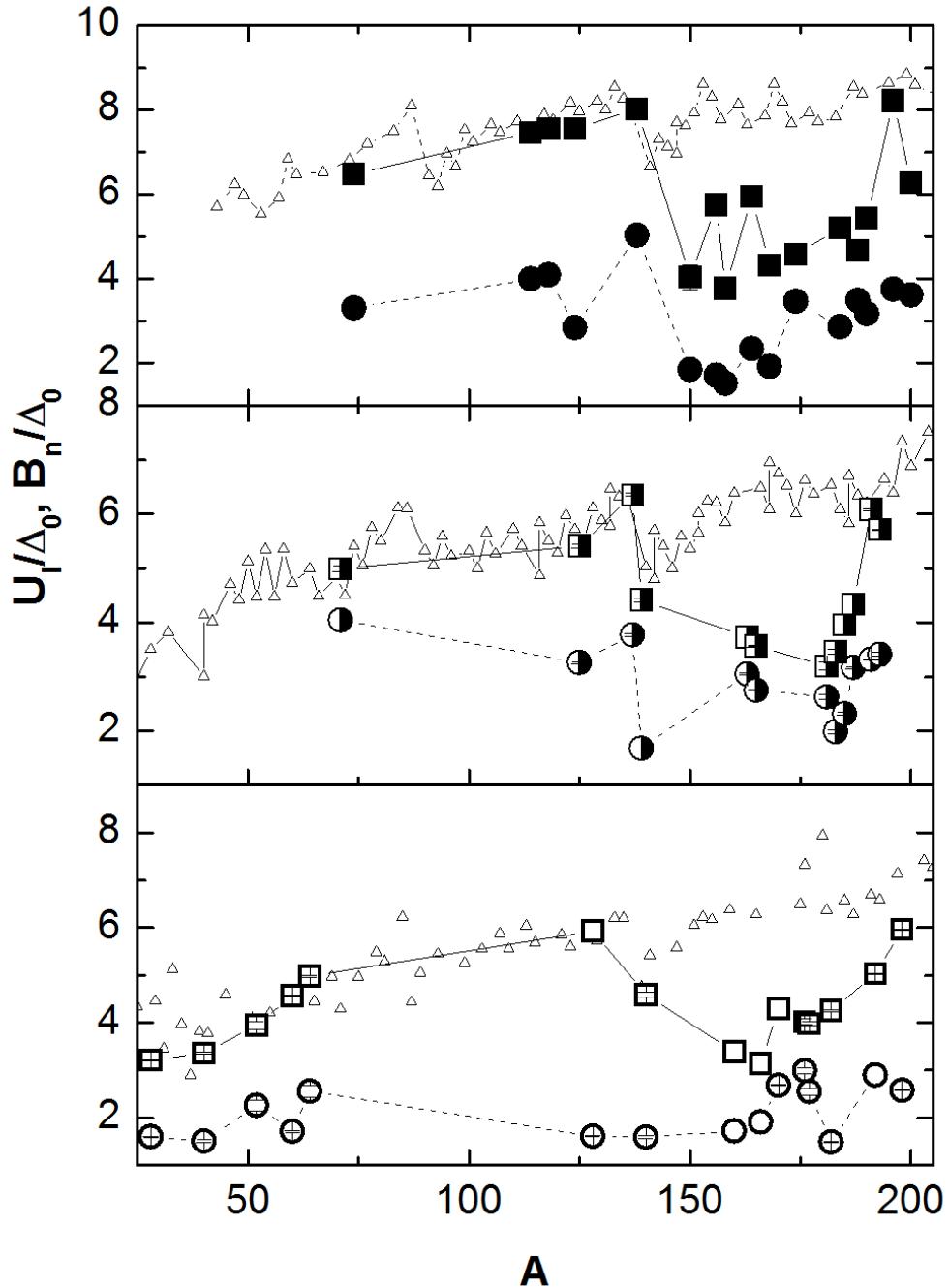


Слика 6.24: Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за парно-непарна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .



Слика 6.25: Удео вибрационих густина R_{vib} у укупној густини нивоа за непарно-непарна језгра на ексцитационој енергији E_{ex} .

Увођење коефицијента ρ_{mod}/ρ_{exp} у феноменолошку формулу за функцију јачине прелаза, што резидуалну анткорелацију фитованих ρ и Γ чини уочљивом, учињено је како би се тестирао утицај степенасте структуре фитованих дистрибуција густина нивоа на облик функција јачина прелаза. Истовремено, био је то тест инваријабилности овакве степенасте структуре.



Слика 6.26: Зависност односа U_l/Δ_0 (однос између енергије кидања Куперових парова и средње енергије спаривања последњег нуклеона) за друге (кругови) и треће (квадрати) Куперове парове. Пуни кругови и квадрати - парно-парна, полуиспуњени - парно-непарна и празни - непарно-непарно језгра. Троуглови приказују масену зависност односа B_n/Δ_0 .

6.3.2 Тачке кидања Куперових парова

Веза између облика истраживаног језгра и тачака прекида, која је установљена први пут у [40, 242, 246], потврђена је и у овој анализи. Обзиром да се тачке прекида разликују за језгра са различитим парностима нуклеона и да зависе од просечне енергије спаривања (Δ_0) последњег нуклеона, масених зависности односа тачака кидања другог и трећег Куперовог пара од Δ_0 , као и масене зависности енергије везивања од Δ_0 , као што је приказано на слици 6.26. Као што се може и приметити на поменутој слици, постоји јасна разлика између односа $\frac{U_2}{\Delta_0}$ и $\frac{U_3}{\Delta_0}$ за сферична и деформисана језгра, за разлику од $\frac{B_0}{\Delta_0}$.

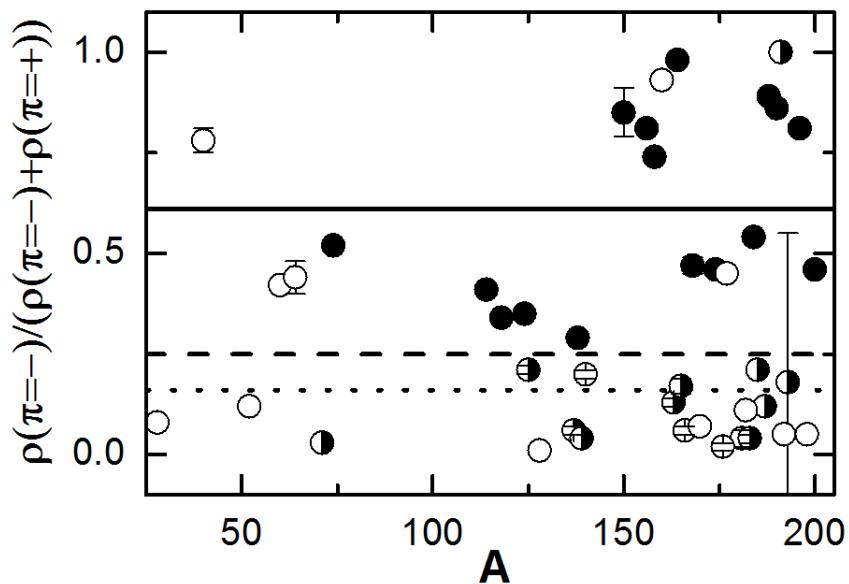
6.3.3 Парности нивоа

За одређивање удела $r = \frac{\rho(\pi)}{\rho(\pi) + \rho(\pi+)}$ нивоа $\rho(\pi)$ са негативном парношћу, на енергетски интервал $E_d < E_{ex} < B_n$ примењена је линеарна екстраполација за вредност r . Притом, у тачки B_n , кориштена је, општиприхваћена, претпоставка да је $\rho(\pi) = 0.5 \cdot \rho(\pi) + \rho(\pi+)$ вредност у овој тачки енергије фиксна, а да E_d енергија и $\rho(\pi)$ вредност варирају. Израчунати односи густина нивоа са негативном парношћу приказани су на 6.27. Просеци ових односа износе 0.61(22), 0.25(28) и 0.16(16) за парно – парна, парно – непарна и непарно – непарна језгра, редом (док за непарно – парно $Lu - 177$ износи 0.65(1)). Дакле, понашање процеса гама распада, разликује се за језгра са различитим парностима нуклеона.

6.3.4 Експерименти за проучавање суперфлуидног стања атомског језгра

Експерименти детекције каскада два гама прелаза приликом захвата термалних неутрона, осим за ^{56}Mn и ^{94}Nb , изведени су у Дубни (Руска Федерација), Риги (Летонија), Резу (Чешка) и у Далату (Вијетнам). Нажалост, каскаде гама кваната приликом захвата термалних неутрона дозвољавају детекцију ρ и Γ само у фиксираним областима ексцитације језгра, за одређене инетрвале спина и за одређену парност резонанце распада (Табела 6.1). До сада, језгро је у анализама сматрано статичким системом. Неодређеност овог модела језгра је и даље непозната те су потребни нови експерименти, као што је експеримент наведен у [241]. Овакав експеримент могуће је извести, не само помоћу снопа термалних и резонантних неутрона, већ и помоћу било ког акцелератора наелектрисаних честица, ако је расипање енергија ексцитованих нивоа на мети упоредиво са резолуцијом енергије HPGe детектора. Најбољи приступ проучавању каскада гама прелаза нивоа у распадању помоћу гама кваната може се остварити помоћу било ког извора гама кваната (нпр. ELBE [251] или S-DALINAC [252]) са фиксираном енергијом. Са фиксираном енергијом E_{max} гама снопа, могуће је применити модел из референце [241] у интервалу енергија ексцитације нивоа са којих се врши прелаз од E_{max} до $E_{max}-511$ keV. Ово би омогућило да процес каскадног распада буде јаснији. Позадински услови за детекцију каскада за сноп гама кваната су бољи него за неутронске снопове. За експерименте попут оног у [251] и [252], једини услов је да детектор буде постављен близу мете. Овај тип експеримента омогућава одређивање функција јачине прелаза за гама прелазе, како на основно стање циљаног језгра, тако и на његова побуђена стања. Количина информација добијених у оваквом експерименту премашиће резултате истраживања ($n, 2\gamma$) реакције бар десет пута. За разлику од каскада гама прелаза, каскаде са емисијом нуклеона омогућавају значајно побољшање, у статистичком смислу, захваљујући високој ефикасности детекције наелектрисаних продуката реакције. Математички, спектар примарних гама транзиција са нивоа са којих постоји прелаз испод прага емисије за нуклеонске продукте реакције и спектар евапорисаних нуклеона (лаких језгара) изнад енергије везивања су идентични. Дакле, анализа каскада евапорисаних нуклеона и гама кванта слична је анализи каскада два гама прелаза, али интензитет нуклеонске

каскаде и гама кваната ка ниско – побуђеним нивоима може бити у великој мери зависна од орбиталног момента евапорисаног нуклеона.



Слика 6.27: Масена зависност односа густине нивоа са негативном парношћу и укупне густине нивоа на горњој граници енергије дискретног енергијског нивоа (E_d) и његове просечне вредности за парно-парна (пуна линија), парно-непарна (испрекидана линија) и непарно-непарно (тачкаста линија) језгра. Пуни кругови представљају податке за парно-парна језгра, полуиспуњени кругови за парно-непарна, а празни кругови за непарно-непарна језгра.

Закључак

Данас се у употреби налази преко 30 различитих модела језгра [4]. Сваки од ових модела има своје предности и недостатке и сваки модел има своју област примене и користи се за описивање одређених особина језгра. Проблем егзактног одређивања особина језгра једним свеобухватним моделом потиче од чињенице да је познавање нуклеарне силе којом конституенти језгра делују између себе слабо познато. Други проблем представља број конституената, које је превелик да би се језгро третирало егзактним методама, а премали да би се могли занемарити ефекти коначности, као, на пример, у случају монокристалне структуре и других система где је број конституената довољно велик.

Уколико се проучава шема нивоа и шема гама распада, осим за најлакша језгра са малим бројем протона и неутрона, показује се да су ове структуре комплексне и да су спектри тежих језгара комплексни са великим бројем компоненти [34]. Број атомских нивоа у језгру по јединици ексцитације има дискретну структуру само на ниским енергијама ексцитације, око 1-2 MeV, док на вишим енергијама долази до преклапања нивоа, што отежава анализу и одређивање егзактних вредности [122]. У циљу описивања густине нивоа се, услед тога уводи статистички појам функције густине нивоа, који дефинише број атомских нивоа по јединици ексцитације. Проучавање саме деексцитације језгра је такође сложено услед великог броја нивоа и за описивање деексцитације језгра уведена је функција јачине прелаза која представља средњи електромагнетни одзив језгра приликом ексцитација и деексцитација. Вредности ових величина су од фундаменталног значаја, како теоријски, за тестирање постојећих и дефинисање нових модела језгра, тако и практично, јер директно утичу на вредност ефикасног пресека, који представља једну од основних величина у нуклеарној физици и има значајну улогу у истраживању нуклеарних реакција.

Прегледом база података и литературе [38], може се установити да је за велики број језгара неопходно извршити како нова, тако и додатна мерења одређених нуклеарних параметара, попут шеме нивоа, спинова и парности нивоа, гама кваната који се емитују приликом распада, функције густине атомских нивоа и функције густине прелаза. Овај проблем је био мотивација за развијање модела двоструких гама каскада, као и за развијање практичног модела гама распада неутронских резонанција [40].

Двоструки модел гама каскада је развијен на основу чињенице да стандардни експерименти за проучавање гама распада након термалног захвата неутрона, који користе један детектор за детекцију гама кваната, могу да пруже ограничен број информација о параметрима језгра. Метод двоструких гама каскада користи два детектора који служе да се у коинцидентним мерењима детектују два гама кванта који представљају два узастопна прелаза унутар језгра након захвата термалног неутрона са енергије захвата на основни или неки од нископобуђених нивоа. Наравно, неопходна је верификација овог модела, што је био један од главних циљева овог рада. Метод двоструких гама каскада је у овом раду коришћен за добијање шеме нивоа, одређивање спинова и парности нивоа и одређивање интензитета каскада за испитивања језгра [12–15].

Након одређивања интензитета каскада, који директно зависе од функција јачине пре-

лаза и функције густине атомских нивоа, потребно је дефинисати начин на који се, на основу интензитета каскада, долази до информација о овим функцијама. Првобитни начин за одређивање ових функција био је итеративни метод, који је пратио конвергенцију насумично изабраних облика ових функција у циљу ограничавања области вредности ових функција [41]. Следећи корак је био развој практичног модела гама распада неутронских резонанци, који је феноменолошки, и користи одабране познате теоријске вредности ових функција модификоване одговарајућим параметрима чијим се фитовањем постиже најбоље слагање израчунатих и експериментално прикупљених интензитета каскада. Овај модел узима у обзир интеракцију фермиона и бозона у нуклеарној материји. Један од циљева овог рада био је и тестирање овог модела, који је до сада примењен на 45 језгара у масеном опсегу од $28 \leq A \leq 200$ [44].

У овом раду је извршено испитивање језгара ^{94}Nb и ^{56}Mn методом двоструких гама каскада. Експериментална поставка у оба случаја се састојала од неутронског спона, мете, два HPGe детектора и аквизиционог система који је у стању да детектује енергију и време детекције гама кваната који настају након што језгра мете захвате термални неутрон из спона, након чега долази до деексцитације новонасталог језгра које се проучава емисијом гама кваната. Од експерименталног интереса за докторат су биле информације о енергијама и интензитетима двоструких гама каскада, које представљају деексцитацију језгра након захвата неутрона са енергије захвата неутрона на основно или неко од нископобуђених стања емисијом два узастопна гама квант.

Основни експериментални подаци који су прикупљени у експериментима су енергије гама зрака и времена њихове детекције. Ове информације су битне, јер се након прикупљања података, вршењем *offline* анализе, могу проучавати коинциденције између два детектора у циљу тражења гама кваната који су емитовани приликом каскадне деексцитације језгра. Коинцидентном анализом пронађене су двоструке гама каскаде у језгрима ^{94}Nb и ^{56}Mn које представљају деексцитације емисијом два гама квента на основно и нека од нископобуђених стања ових језгара. Ове информације су коришћене за добијање шеме нивоа ових језгара, приликом чега су проучаване енергије примарних и секундарних гама кваната који се емитују у каскадама, као и енергије интермедијалних нивоа на којима су се језгра ^{94}Nb и ^{56}Mn налазила након емисије првог гама квента каскаде. На основу интензитета ових гама кваната одређени су и интензитети каскада који се користе у практичном моделу гама распада, представљеном у овом раду, за одређивање функција густине нивоа и јачине прелаза. Такође, извршена је и систематизација података о језгрима која су до сада испитивана методом двоструких гама каскада.

Спектроскопски подаци за ^{94}Nb

Прегледом, до сада истраживаних, језгара методом двоструких гама каскада, језгро ^{94}Nb је изабрано за експеримент из неколико разлога. ^{94}Nb се већ користи у нуклеарној технологији услед високе тачке топљења и релативно ниског ефикасног пресека за захват термалних неутрона. Интересантан је и са теоријског аспекта, као непарно-непарно језгро, које се може посматрати као језгро ^{90}Zr (магични број неутрона и полумагични број протона) на које су додата три неутрона и један протон. Прегледом шеме нивоа ^{94}Nb утврђено је да само основно стање и прво побуђено стање имају чврсто одређене вредности спина и парности, док су остале вредности претпостављене. Такође, са аспекта конструкције мете, ^{93}Nb је моноизотоп, па је добијање мете велике чистоће олакшано [161–165].

$^{93}\text{Nb}(n_{th},2\gamma)$ експеримент је извршен на PGAA мерној станици истраживачког реактора у Будимпешти [195]. Коришћенем два HPGe детектора, релативних ефикасности 27% и 30%, прикупљени су коинцидентни подаци неопходни за даљу анализу. Живо време ме-

рења двоструких гама каскада током експеримента је било 506 ks. Из SACP спектра који представља сумарни спектар енергија коинцидентних гама зрака одабрано је седам пикова који су одговарали прелазу на основно стање и првих шест побуђених стања језгра ^{94}Nb са енергијама 40.9, 58.7, 113.4, 140.3, 311.8 и 396.2 keV. За сваки од ових пикова направљени су TSC спектри који представљају спектар догађаја из оба детектора који у SACP спектру граде одговарајуће пикове. У овим спектрима су за сваку каскаду на основно или неко од нископобуђених стања детектоване енергије и интензитети парова гама зрака који припадају каскадама. Анализом ових података одређене су енергије примарних и секундарних прелаза унутар каскаде, након чега је извршено поређење добијених вредности примарних гама прелаза, секундарних гама прелаза и интермедијалних нивоа са постојећим подацима у базама података [38] за 216 детектованих каскада, од чега је у спектрима каскада на основни ниво и на нивое са енергијама 40.9, 58.7, 113.4, 140.3, 311.8 и 396.2 keV детектовано 29, 54, 36, 35, 18, 17 и 27 парова каскадних гама кваната, тим редом. Овим поређењем је утврђено да се 27 примарних транзиција детектованих у експерименту не налази у базама података и да могу бити предложени као нови спектроскопски подаци. Исто важи и за 29 интермедијалних нивоа, као и чак 183 секундарне транзиције. Мимо нових нивоа и гама прелаза који су откривени у експерименту, детектован је и одређени број гама кваната који се налазе у бази података, али којима није пронађено место у шеми распада, а за које је у експерименту овај положај одређен. Енергије ових гама кваната су 879.75, 1061.45, 1185.1, 1304.8 и 1334.6 keV. Минимални интензитет каскада који је детектован у овом експерименту износи 0.024 каскада на 100 распада и представља доста ниску вредност која је омогућила детекцију великог броја нових нивоа и гама прелаза који нису били детектовани у ранијим експериментима. Статистика експеримента је била задовољавајућа и већина детектованих гама прелаза и нивоа показују добро слагање са вредностима које се налазе у бази података, иако је неопходно напоменути да су грешке за интензитете биле релативно велике и достизале су чак и 50% за одређене каскаде. На основу познатих вредности спина језгра приликом захвата неутрона, као и познатих и претпостављених вредности спина за финалне каскадне нивое, експеримент је омогућио предлагање спинских вредности за нивое за које, до сада, нису постојале информације о спину у базама података.

Спектроскопски подаци за ^{56}Mn

^{56}Mn је изабран за проучавање методом двоструких гама каскада као средње тешко језгро које до сада није проучавано овом методом, што је битно са аспекта теорије и систематизације података о језгрима, као и због тога што је мета ^{55}Mn моноизотоп, што значајно олакшава анализу прикупљених података.

$^{55}\text{Mn}(n_{th},2\gamma)$ експеримент је извршен на истраживачком извору неутрона у Хајнц Мејер-Лајбниц центру у Гархингу [233–235]. Коришћењем два HPGe детектора, релативних ефикасности 30% и 60%, прикупљени су коинцидентни подаци неопходни за даљу анализу. Из SACP спектра који представља сумарни спектар енергија коинцидентних гама зрака одабрано је пет пикова који су одговарали прелазу на основно стање и прва четири побуђена стања језгра ^{56}Mn са енергијама 26.5, 110.4, 212.0 и 341.0 keV. За сваки од ових пикова направљени су TSC спектри који представљају спектар догађаја из оба детектора који у SACP спектру граде одговарајуће пикове. У овим спектрима су за сваку каскаду на основно или неко од нископобуђених стања детектоване енергије и интензитети парова гама зрака који припадају каскадама. У поређењу са језгром ^{94}Nb утврђено је да ^{56}Mn емитује много мањи број каскада (71 наспрам 216), што је у складу са познатом чињеницом да шема нивоа и број емитованих гама распада постају комплекснији са повећањем масеног броја језгра. У спектрима каскада на основни ниво и на нивое са енергијама 26.5, 110.4, 212.0 и 341.0

keV детектовано 12, 14, 15, 22 и 8 парова каскадних гама кваната, респективно. Анализом ових података одређене су енергије примарних и секундарних прелаза унутар каскаде, након чега је извршено поређење добијених вредности примарних гама прелаза, секундарних гама прелаза и интермедијалних нивоа са постојећим подацима у базама података [38]. Поређењем је утврђено да се 20 примарних транзиција, 24 интермедијална нивоа и 32 секундарне транзиције детектоване у експерименту не налази у базама података. Мимо нових нивоа и гама прелаза који су откривени у експерименту, детектовано је 10 гама прелаза које се налазе у бази података, али којима није пронађено место у шеми распада, а за које је у експерименту овај положај одређен. Енергије ових гама кваната су 1140.4, 2437.8, 2582.0, 2864.4, 2832.9, 2740.3, 2937.6, 3135.6, 4127.7 и 4024.5 keV. Минимални интензитет каскада који је детектован у овом експерименту износи 0.034 каскада на 100 распада и представља доста ниску вредност која је, као и код ниобијума, омогућила детекцију великог броја нових нивоа и гама прелаза који нису били детектовани у ранијим експериментима. Статистика експеримента је била значајно лошија у односу на ^{94}Nb и слагање експерименталних вредности са вредностима које се налазе у бази података је било слабије, у неким случајевима разлика је била већа од 2 keV. На основу познатих вредности спина језгра приликом захвата неутрона, као и познатих и претпостављених вредности спина за финалне каскадне нивое, експеримент је омогућио предлагање спинских вредности за нивое за које до сада нису постојале информације о спину у базама података.

Одређивање функција густине стања и јачине прелаза

Након што су у спектроскопском делу одређени интензитети појединачних каскада за ^{94}Nb и ^{56}Mn , ове информације су коришћене за добијање спектара зависности интензитета гама каскаде од енергије примарне транзиције. Овај спектар је добијен усредњавањем интензитета каскада у енергијским опсезима од 250 или 500 keV. Примарна сврха овог спектра је чињеница да је дистрибуција интензитета каскада у зависности од енергије примарне транзиције повезана са битним параметрима структуре језгра, тачније густином нивоа ρ и парцијалним ширинама Γ , при чему је вредност Γ директно пропорционална функцији јачине прелаза. Унутар практичног модела, почетне функције су фитоване све док није добијено добро слагање експериментално добијених интензитета каскада и оних који се добијају коришћењем ρ и Γ вредности. Теоријске вредности каскадних интензитета су такође израчунате и путем модела Ферми гаса [244], који се обично користи за теоријске прорачуне, при чему је утврђено да овај модел и његове модификације нису у стању да опишу експериментално добијене интензите каскада.

Извршена је и систематизација резултата добијених за језгра која су до сада испитивања методом двоструких гама каскада, који су добијени мерењима двоструких гама каскада након захвата термалних неутрона у Дубни (Руска федерација), Риги (Летонија), Резу (Чешка република) и Далату (Вијетнам) [44]. Извршена систематика се тицала параметара који су битни за одређивање структуре језгра, као што су односи стања различитих парности у језгрима, енергије кидања Куперових парова, функције густине нивоа и функције јачине прелаза. Овако богата систематика испитаних језгара показује да практични модел гама распада, иако не претендује да представља комплетан модел језгра, примењен на податке добијене путем методе двоструких гама каскада, може дати корисне експерименталне информације о великом броју језгара, што има битну примену у теорији атомског језгра.

Показано је како је неопходно узети у обзир корекције нехомогености љусака једночестичног спектра на густину нивоа приликом поређења параметара добијених при постојању два услова: на константној густини једночестичних стања близу Фермијеве површи и за

$g \neq const$. Резултати експеримената у којима су коришћене корекције на нехомогености љусака довели су до приближавања постојећим репрезентацијама. Ипак, није могуће описати интензитете каскада ако се не узме у обзир снажан утицај суперфлуидности језгра на процес гама распада. Високо поуздана подаци о енергијама кидања Куперових парова довољни су како би се закључило да динамика суперфлуидних и нормалних фаза језгра зависи од његовог облика. Модел представљен у овом раду омогућава посебну детерминацију густине вибрационих нивоа између тачака кидања Куперових парова. У двостепеном гама распаду, уобичајени резултат за језгра са различитим парностима нуклеона јесте смањење суме k функција јачине прелаза, када енергија примарне транзиције опада. Приликом анализе сета истраживаних језгара, просечне суме су скоро у потпуности једнаке за парно – непарна и непарно – непарна језгра, док су k вредности двоструко мање за парно – парна језгра. Нажалост, чињеница да постоје несигурности око тражених ρ и Γ функција је фундаментални проблем, неизбежан за сваки модел језгра кориштен у експерименталној анализи података као и у предвиђањима спектра и ефикасних пресека. Такође, постоје флуктуације у интензитетима гама транзиција у различитим језгрима, које доприносе постојању систематске грешке. Ипак, практични модел показао је да је могуће описати податке двостепених експеримената са тачношћу која премашује статистички модел.

Коначни закључак је да метода двоструких гама каскада у комбинацији са практичним моделом гама распада може да пружи велики број фундаменталних информација о језгру које се проучава, као што је шема нивоа, откривање нових нивоа и гама прелаза, одређивање спинова и парности нивоа, функције густине нивоа атомског језгра и функције јачине прелаза.

Литература

- [1] K. S. Krane, D. Halliday, et al., Introductory nuclear physics, 1987.
- [2] D. J. Rowe, J. L. Wood, Fundamentals of nuclear models: foundational models, World Scientific Publishing Company, 2010.
- [3] W. Greiner, J. A. Maruhn, Nuclear models, Springer, 1996.
- [4] N. D. Cook, Models of the atomic nucleus. unification through a lattice of nucleons.
- [5] I. Talmi, Simple models of complex nuclei, Routledge, 2017.
- [6] J. Suhonen, From nucleons to nucleus: concepts of microscopic nuclear theory, Springer Science & Business Media, 2007.
- [7] R. Lawson, R. Lawson, Theory of the nuclear shell model, Clarendon Press Oxford, 1980.
- [8] B. A. Brown, B. Wildenthal, Status of the nuclear shell model, Annual Review of Nuclear and Particle Science 38 (1) (1988) 29–66.
- [9] D. J. Rowe, Nuclear collective motion: models and theory, World Scientific, 2010.
- [10] K. Pomorski, J. Dudek, Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects, Physical Review C 67 (4) (2003) 044316.
- [11] K. Wildermuth, A unified theory of the nucleus, Springer-Verlag, 2013.
- [12] S. Boneva, E. Vasil'eva, Y. P. Popov, A. Sukhovoi, V. Khitrov, Two-quantum cascades of radiative neutron capture 1. spectroscopy of excited states of complex nuclei in the neutron binding energy region, Soviet Journal of Particles and Nuclei (English Translation) 22 (2) (1991) 232–248.
- [13] Y. P. Popov, A. Sukhovoij, V. Khitrov, Y. S. Yazvitskij, Study on the γ decay of ^{165}Dy with the help of the $(n, 2\gamma)$ reaction, Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya 48 (5) (1984) 891–900.
- [14] A. Sukhovoi, V. Khitrov, Method of improving the amplitude resolution of the spectra of gamma-transition cascades in the computer processing of encoded coincidence data, Instruments and Experimental Techniques 27 (5) (1985) 1071–1074.
- [15] E. Vasilieva, A. Sukhovoij, V. Khitrov, Direct experimental estimate of parameters that determine the cascade gamma decay of compound states of heavy nuclei, Physics of Atomic Nuclei 64 (2) (2001) 153–168.
- [16] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear spectroscopy, Vol. 9, Academic Press, 2013.

- [17] G. Gilmore, Practical gamma-ray spectroscopy, John Wiley & Sons, 2011.
- [18] S. Hilaire, Level densities, Tech. rep. (2001).
- [19] A. Schiller, J. Becker, L. Bernstein, A. Voinov, M. Guttormsen, M. Hjorth-Jensen, J. Rekstad, S. Siem, G. Mitchell, E. Tavukcu, Radiative strength functions and level densities, in: Capture Gamma-Ray Spectroscopy And Related Topics, World Scientific, 2003, pp. 432–440.
- [20] R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P. Young, S. Goriely, T. Belgia, A. Ignatyuk, A. J. Koning, S. Hilaire, V. A. Plujko, et al., RIPL—reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations, Nuclear Data Sheets 110 (12) (2009) 3107–3214.
- [21] A. Voinov, S. Grimes, U. Agvaanluvsan, E. Algin, T. Belgia, C. Brune, M. Guttormsen, M. Hornish, T. Massey, G. Mitchell, et al., Level density of Fe-56 and low-energy enhancement of γ -strength function, Physical Review C 74 (1) (2006) 014314.
- [22] T. Ericson, T. Mayer-Kuckuk, Fluctuations in nuclear reactions, Annual review of nuclear science 16 (1) (1966) 183–206.
- [23] A. Schiller, L. Bergholt, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, S. Siem, Extraction of level density and γ strength function from primary γ spectra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 447 (3) (2000) 498–511.
- [24] G. Bartholomew, E. Earle, A. Ferguson, J. Knowles, M. Lone, Gamma-ray strength functions, in: Advances in nuclear physics, Springer, 1973, pp. 229–324.
- [25] D. Knezevic, N. Jovancevic, A. M. Sukhovojs, L. V. Mitsyna, M. Krmar, V. D. Cong, F.-J. Hambach, S. Oberstedt, Z. Revay, C. Stieghorst, et al., Determination of the nuclear level densities and radiative strength function for 43 nuclei in the mass interval $28 < A < 200$, in: EPJ Web of Conferences, Vol. 169, EDP Sciences, 2018, p. 00007.
- [26] G. v. Hevesy, H. Levi, Artificial radioactivity of dysprosium and other rare earth elements, Nature 136 (3429) (1935) 103.
- [27] M. Borsaru, M. Berry, M. Biggs, A. Rojc, In situ determination of sulphur in coal seams and overburden rock by pgnaa, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 213 (2004) 530–534.
- [28] J. Charbucinski, O. Duran, R. Freraut, N. Heresi, I. Pineyro, The application of pgnaa borehole logging for copper grade estimation at chuquicamata mine, Applied radiation and isotopes 60 (5) (2004) 771–777.
- [29] E. Witkowska, K. Szczepaniak, M. Biziuk, Some applications of neutron activation analysis, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 265 (1) (2005) 141–150.
- [30] L. Giordani, E. Rizzio, A. Brandone, Neutron activation analysis in forensic investigations: trace elements characterization of cigarettes, Journal of radioanalytical and nuclear chemistry 263 (3) (2005) 739–744.
- [31] A. El-Taher, Elemental analysis of two egyptian phosphate rock mines by instrumental neutron activation analysis and atomic absorption spectrometry, Applied Radiation and Isotopes 68 (3) (2010) 511–515.

- [32] M. Frontasyeva, Neutron activation analysis in the life sciences, Physics of particles and nuclei 42 (2) (2011) 332–378.
- [33] S. Boneva, V. Khitrov, A. Sukhovoj, A. Vojnov, Excitation study of high-lying states of differently shaped heavy nuclei by the method of two-step cascades, Nuclear Physics A 589 (2) (1995) 293–306.
- [34] G. Molnar, Handbook of prompt gamma activation analysis: with neutron beams, Vol. 1, Springer Science & Business Media, 2004.
- [35] R. Paul, R. Lindstrom, Prompt gamma-ray activation analysis: fundamentals and applications, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 243 (1) (2000) 181–189.
- [36] L. Szentmiklósi, T. Belgya, Z. Révay, Z. Kis, Upgrade of the prompt gamma activation analysis and the neutron-induced prompt gamma spectroscopy facilities at the budapest research reactor, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 286 (2) (2010) 501–505.
- [37] P. Kudejova, G. Meierhofer, K. Zeitelhack, J. Jolie, R. Schulze, A. Türler, T. Materna, The new pgaa and pgai facility at the research reactor frm ii in garching near munich, Journal of radioanalytical and nuclear chemistry 278 (3) (2008) 691–695.
- [38] <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [39] D. Knezevic, N. Jovancevic, A. Sukhovoj, L. M. A. Dragic, L. Szentmiklósi, T. Belgya, O. Stephan, M. Krmar, I. Arsenic, V. D. Cong, Study of gamma transitions and level scheme of ^{94}Nb using the $^{93}\text{Nb}(n_{th},2\gamma)$ reaction, Nuclear Physics A.
- [40] D. Vu, A. Sukhovoj, L. Mitsyna, S. Zeinalov, N. Jovancevic, D. Knezevic, M. Krmar, A. Dragic, Representation of radiative strength functions within a practical model of cascade gamma decay, Physics of Atomic Nuclei 80 (2) (2017) 237–250.
- [41] D. Knezevic, N. Jovancevic, A. Sukhovoj, L. Mitsyna, Testing the modified dependence of the radiative strength function on different excitation energies in the light nucleus ^{28}Al , Journal of Research in Physics 39 (1) (2018) 47–63.
- [42] D. Vu, A. Sukhovoj, L. Mitsyna, S. Zeinalov, N. Jovancevic, D. Knezevic, M. Krmar, A. Dragic, Representation of the radiative strength functions in the practical model of cascade gamma decay, Tech. rep., Frank Laboratory of Neutron Physics (2016).
- [43] A. Sukhovoj, L. Mitsyna, S. Zeinalov, N. J. D.C. Vu, D. Knezevic, M. Krmar, A. Dragic, Verification of the practical model of cascade gamma-decay.
- [44] N. Jovancevic, L. Mitsyna, A. Sukhovoj, D. Knezevic, M. Krmar, J. Petrovic, A. Dragic, S. Oberstedt, F.-J. Hambsch, V. Cong, Study of nuclear structure parameters by $(n,2\gamma)$ reaction, Journal of the Korean physical society.
- [45] D. Knežević, N. Jovančević, M. Krmar, J. Petrović, Modeling of neutron spectrum in the gamma spectroscopy measurements with Ge-detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 833 (2016) 23–26.
- [46] P. Rinard, Neutron interactions with matter, Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials (375-377).

- [47] S. W. Lovesey, Theory of neutron scattering from condensed matter.
- [48] B. Brockhouse, Resonant scattering of slow neutrons, Canadian Journal of Physics 31 (3) (1953) 432–452.
- [49] R. Gulbranson, L. Cardman, A. Doron, A. Erell, K. Lindgren, A. I. Yavin, Charged particle decay of the Si-28 giant electric dipole resonance, Physical Review C 27 (2) (1983) 470.
- [50] N. Bohr, Neutron capture and nuclear constitution (1936).
- [51] <https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm>.
- [52] E. A. Lorch, Neutron spectra of 214Am/B, 241Am/Be, 241Am/F, 242Cm/Be, 238Pu/13C and 252Cf isotopic neutron sources, The International journal of applied radiation and isotopes 24 (10) (1973) 585–591.
- [53] W. N. Hess, Neutrons from (α , n) sources.
- [54] B. Russell, D. Sachs, A. Wattenberg, R. Fields, Yields of neutrons from photo-neutron sources, Physical Review 73 (6) (1948) 545.
- [55] A. Smith, P. Fields, J. Roberts, Spontaneous fission neutron spectrum of Cf-252, Physical Review 108 (2) (1957) 411.
- [56] M. Baginova, P. Vojtyla, P. P. Povinec, Investigation of neutron interactions with Ge detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 897 (2018) 22–31.
- [57] M. Ali, A brief overview of neutron activation analyses methodology and applications.
- [58] V. Valkovic, 14 MeV neutrons: physics and applications, CRC press, 2015.
- [59] D. O. Nellis, E. L. Hudspeth, I. Morgan, P. Buchanan, R. Boggs, Tritium contamination in particle accelerator operation., Tech. rep., National Center for Radiological Health, Rockville, Md. (1967).
- [60] J. Wilson, M. Lebois, P. Halipre, S. Oberstedt, A. Oberstedt, The licorne neutron source and measurements of prompt γ -rays emitted in fission, Physics Procedia 59 (2014) 31–36.
- [61] A. Mukai, M. Clarke, J. Nilsson, T. Richter, M. Jones, M. Brambilla, M. Shetty, M. Christensen, D. Werder, M. Könnecke, et al., Status of the development of the experiment data acquisition pipeline for the european spallation source.
- [62] V. Santoro, D. DiJulio, S. Ansell, N. Cherkashyna, G. Muhrer, P. M. Bentley, Study of neutron shielding collimators for curved beamlines at the european spallation source, in: Journal of Physics: Conference Series, Vol. 1046, IOP Publishing, 2018, p. 012010.
- [63] J. R. Lamarsh, Introduction to nuclear reactor theory, Addison-Wesley, 1966.
- [64] M. D. Glascock, H. Neff, Neutron activation analysis and provenance research in archaeology, Measurement Science and Technology 14 (9) (2003) 1516.
- [65] A. V. Belushkin, IBR-2—the fast pulsed reactor at Dubna, Neutron News 2 (2) (1991) 14–18.

- [66] V. Aksenov, A. Balagurov, V. Glazkov, D. Kozlenko, I. Naumov, B. Savenko, D. Sheptyakov, V. Somenkov, A. Bulkin, V. Kudryashev, et al., DN-12 time-of-flight high-pressure neutron spectrometer for investigation of microsamples, *Physica B: Condensed Matter* 265 (1-4) (1999) 258–262.
- [67] J. Rodríguez-Carvajal, Recent advances in magnetic structure determination by neutron powder diffraction, *Physica B: Condensed Matter* 192 (1-2) (1993) 55–69.
- [68] A. Goldman, D. Argyriou, B. Ouladdiaf, T. Chatterji, A. Kreyssig, S. Nandi, N. Ni, S. Bud'Ko, P. Canfield, R. McQueeney, Lattice and magnetic instabilities in CaFe₂As₂: A single-crystal neutron diffraction study, *Physical Review B* 78 (10) (2008) 100506.
- [69] T. Takeda, S. Komura, H. Seto, M. Nagai, H. Kobayashi, E. Yokoi, C. M. Zeyen, T. Ebisawa, S. Tasaki, Y. Ito, et al., A neutron spin echo spectrometer with two optimal field shape coils for neutron spin precession, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 364 (1) (1995) 186–192.
- [70] M. Lösche, J. Schmitt, G. Decher, W. G. Bouwman, K. Kjaer, Detailed structure of molecularly thin polyelectrolyte multilayer films on solid substrates as revealed by neutron reflectometry, *Macromolecules* 31 (25) (1998) 8893–8906.
- [71] K. Schmalzl, W. Schmidt, S. Raymond, H. Feilbach, C. Mounier, B. Vettard, T. Brueckel, The upgrade of the cold neutron three-axis spectrometer IN12 at the ILL, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 819 (2016) 89–98.
- [72] M. Cavallaro, C. Agodi, M. Assié, F. Azaiez, F. Cappuzzello, D. Carbone, N. De Séreille, A. Foti, L. Pandola, J. Scarpaci, et al., Neutron decay of C15 resonances by measurements of neutron time-of-flight, *Physical Review C* 93 (6) (2016) 064323.
- [73] K. Kuhlmann, M. Appel, B. Frick, A. Magerl, Breakthrough in neutron backscattering spectroscopy: Energy resolution improved by one order of magnitude using the GaAs 200 reflection, *Review of Scientific Instruments* 90 (1) (2019) 015119.
- [74] G. Wallner, M. Anand, L. Greenwood, M. Kirk, W. Mansell, W. Waschkowski, Defect production rates in metals by reactor neutron irradiation at 4.6 K, *Journal of Nuclear Materials* 152 (2-3) (1988) 146–153.
- [75] I. S. Anderson, R. L. McGreevy, H. Z. Bilheux, Neutron imaging and applications, Springer Science+ Business Media, LLC 2209 (2009) 987–0.
- [76] R. M. Lindstrom, Z. Révay, Prompt gamma neutron activation analysis (PGAA): recent developments and applications, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 314 (2) (2017) 843–858.
- [77] S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances: Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z= 1-100*, Elsevier, 2006.
- [78] G. Breit, E. Wigner, Capture of slow neutrons, *Physical review* 49 (7) (1936) 519.
- [79] C. Coceva, F. Corvi, P. Giacobbe, G. Carraro, A method of spin assignment of neutron resonances based on capture gamma-ray detection, *Nuclear Physics A* 117 (3) (1968) 586–614.

- [80] K. Wetzel, G. Thomas, Method for determining spins of neutron resonances, *Physical Review C* 1 (4) (1970) 1501.
- [81] A. Gicking, Neutron capture cross sections of cadmium isotopes.
- [82] C. McGrath, P. Garrett, M. Villani, S. Yates, Gamma-gamma coincidence measurements following inelastic neutron scattering, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 421 (3) (1999) 458–463.
- [83] T. Døssing, T. Khoo, T. Lauritsen, I. Ahmad, D. Blumenthal, M. Carpenter, B. Crowell, D. Gassmann, R. Henry, R. Janssens, et al., Effects of pair correlations in statistical γ -decay spectra, *Physical review letters* 75 (7) (1995) 1276.
- [84] R. M. Lindstrom, C. Yonezawa, Z. Alfassi, C. Chung, Prompt gamma neutron activation analysis, Edited by ZB Alfassi, C. Chung (1995) 93.
- [85] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, L. Čonkić, Gama spektrometrija, specijalne metode i primene, Univerzitet, 2000.
- [86] Y. Chen, X. Chen, J. Lei, L. An, X. Zhang, J. Shao, P. Zheng, X. Wang, Unfolding the fast neutron spectra of a BC501A liquid scintillation detector using GRAVEL method, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy* 57 (10) (2014) 1885–1890.
- [87] G. Heusser, Cosmic ray interaction study with low-level Ge-spectrometry, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369 (2-3) (1996) 539–543.
- [88] A. Dragić, G. Nyman, A. Oberstedt, S. Oberstedt, Shape-isomer studies with resonance neutron capture, *Physics Procedia* 59 (2014) 125–131.
- [89] R. Wordel, D. Mouchel, T. Altzitzoglou, G. Heusser, B. Q. Arnes, P. Meynendonckx, Study of neutron and muon background in low-level germanium gamma-ray spectrometry, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369 (2-3) (1996) 557–562.
- [90] E. Gete, D. Measday, B. Moftah, M. Saliba, T. Stocki, Neutron-induced peaks in Ge detectors from evaporation neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 388 (1-2) (1997) 212–219.
- [91] N. Jovančević, M. Krmar, Analysis of neutron induced gamma activity in low background Ge-spectroscopy systems, *Physics Procedia* 31 (2012) 93–98.
- [92] S. Croft, L. C. Bourva, The specific total and coincidence cosmic-ray-induced neutron production rates in materials, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 505 (1-2) (2003) 536–539.
- [93] A. Da Silva, B. Pritychenko, B. Dougherty, M. Gray, A. Lu, A. Smith, D. Akerib, D. Bauer, B. Cabrera, D. Caldwell, et al., Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 354 (2-3) (1995) 553–559.

- [94] Y. Feige, B. Oltman, J. Kastner, Production rates of neutrons in soils due to natural radioactivity, *Journal of Geophysical Research* 73 (10) (1968) 3135–3142.
- [95] G. Škoro, I. Aničin, A. Kukoč, D. Krmpotić, P. Adžić, R. Vukanović, M. Župančić, Environmental neutrons as seen by a germanium gamma-ray spectrometer, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 316 (2-3) (1992) 333–336.
- [96] N. Jovančević, M. Krmar, Neutrons in the low-background Ge-detector vicinity estimated from different activation reactions, *Applied Radiation and Isotopes* 69 (3) (2011) 629–635.
- [97] N. Jovančević, M. Krmar, D. Mrda, J. Slivka, I. Bikit, Neutron induced background gamma activity in low-level Ge-spectroscopy systems, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 612 (2) (2010) 303–308.
- [98] G. Heusser, Background in ionizing radiation detection—illustrated by Ge-spectrometry, Proc. 3rd Intern. Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications, Herve, Spain.
- [99] G. Heusser, Low-radioactivity background techniques, *Annual review of Nuclear and Particle science* 45 (1) (1995) 543–590.
- [100] M. Krmar, J. Hansman, N. Jovančević, N. Lalović, J. Slivka, D. Joković, D. Maletić, A method to estimate a contribution of $\text{Ge}(n, n')$ reaction to the low-energy part of gamma spectra of HPGe detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 709 (2013) 8–11.
- [101] M. Krmar, N. Jovančević, D. Nikolić, Measurement of ^{56}Fe activity produced in inelastic scattering of neutrons created by cosmic muons in an iron shield, *Applied Radiation and Isotopes* 70 (1) (2012) 269–273.
- [102] S. Niese, Underground laboratories for low-level radioactivity measurements, *Radioactivity in the Environment* 11 (2008) 209–239.
- [103] C. Chung, Y. R. Chen, Application of a germanium detector as a low flux neutron monitor, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 301 (2) (1991) 328–336.
- [104] J. Naya, P. Jean, J. Bockholt, P. von Ballmoos, G. Vedrenne, J. Matteson, The neutron spectrum inside the shielding of balloon-borne ge spectrometers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 368 (3) (1996) 832–846.
- [105] G. Fehrenbacher, R. Meckbach, H. Paretzke, Fast neutron detection with germanium detectors: computation of response functions for the 692 keV inelastic scattering peak, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 372 (1-2) (1996) 239–245.
- [106] A. Trkov, V. Radulović, Nuclear reactions and physical models for neutron activation analysis, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 304 (2) (2015) 763–778.

- [107] I. Bikit, D. Mrda, I. Anicin, M. Veskovic, J. Slivka, M. Krmar, N. Todorovic, S. Forkapic, Production of x-rays by cosmic-ray muons in heavily shielded gamma-ray spectrometers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 606 (3) (2009) 495–500.
- [108] W. L. Goffe, Simann: A global optimization algorithm using simulated annealing, Studies in Nonlinear Dynamics & Econometrics 1 (3).
- [109] T. Siiskonen, H. Toivonen, A model for fitting peaks induced by fast neutrons in an hpge detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 540 (2-3) (2005) 403–411.
- [110] <https://root.cern.ch>.
- [111] <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [112] <http://ie.lbl.gov/toi.html>.
- [113] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. . Barrand, et al., Geant4—a simulation toolkit, Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 506 (3) (2003) 250–303.
- [114] W. Schröder, U. Jahnke, K. Lindenberger, G. Röschert, R. Engfer, H. Walter, Spectra of neutrons from μ capture in thallium, lead and bismuth, Zeitschrift für Physik 268 (1) (1974) 57–64.
- [115] K. Wildermuth, W. McClure, Cluster representations of nuclei, in: Springer Tracts in Modern Physics, Volume 41, Springer, 1966, pp. 1–172.
- [116] K. Wildermuth, T. Kanellopoulos, The “cluster model” of the atomic nuclei, Nuclear Physics 7 (1958) 150–162.
- [117] K. Saito, K. Tsushima, A. W. Thomas, Self-consistent description of finite nuclei based on a relativistic quark model, Nuclear Physics A 609 (3) (1996) 339–363.
- [118] N. D. Cook, Is the lattice gas model a unified model of nuclear structure?, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 25 (6) (1999) 1213.
- [119] J. M. Arias, M. Lozano, An advanced course in modern nuclear physics, Vol. 581, Springer, 2008.
- [120] A. Arima, T. Ohtsuka, F. Iachello, I. Talmi, Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and neutron excitations, Physics Letters B 66 (3) (1977) 205–208.
- [121] F. Iachello, F. Iachello, A. Arima, F. Iachello, The interacting boson model, Cambridge University Press, 1987.
- [122] K. L. Malatji, Nuclear level densities and gamma-ray strength functions in ta isotopes and nucleo-synthesis of ^{180}ta .
- [123] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, 2010.

- [124] M. Guttormsen, M. Aiche, F. B. Garrote, L. Bernstein, D. Bleuel, Y. Byun, Q. Ducasse, T. Eriksen, F. Giacoppo, A. Görzen, et al., Experimental level densities of atomic nuclei, *The European Physical Journal A* 51 (12) (2015) 170.
- [125] H. Bethe, An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus, *Physical Review* 50 (4) (1936) 332.
- [126] T. Ericson, The statistical model and nuclear level densities, *Advances in Physics* 9 (36) (1960) 425–511.
- [127] K.-H. Schmidt, B. Jurado, Inconsistencies in the description of pairing effects in nuclear level densities, *Physical Review C* 86 (4) (2012) 044322.
- [128] A. Ignatyuk, K. Istekov, G. Smirenkin, Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities, *Sov. J. Nucl. Phys.(Engl. Transl.)* (United States) 29 (4).
- [129] A. Ignatyuk, J. Weil, S. Raman, S. Kahane, Density of discrete levels in sn 116, *Physical Review C* 47 (4) (1993) 1504.
- [130] V. Soloviev, On the superfluid state of the atomic nucleus, *Nuclear Physics* 9 (4) (1958) 655–664.
- [131] V. Strutinsky, in proceedings of the international congress on nuclear physics.
- [132] L. Marinkov, Osnovi nuklearne fizike, Prirodno-matematički fakultet, 1976.
- [133] A. Iljinov, M. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. Reolon, P. Rossi, Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei, *Nuclear Physics A* 543 (3) (1992) 517–557.
- [134] A. J. Koning, S. Hilaire, M. C. Duijvestijn, Talys: Comprehensive nuclear reaction modeling, in: *AIP Conference Proceedings*, Vol. 769, AIP, 2005, pp. 1154–1159.
- [135] T. A. Laplace, Nuclear level density and gamma-ray strength function of 243pu, Ph.D. thesis, UC Berkeley (2016).
- [136] V. Weisskopf, *Theoretical nuclear physics* (1952).
- [137] D. Wilkinson, Analysis of gamma decay data, in: *Pure and Applied Physics*, Vol. 9, Elsevier, 1960, pp. 852–889.
- [138] S. Kadmenskij, V. Markushev, V. Furman, Radiative widths of neutron resonances and giant dipole resonances, Tech. rep., Joint Inst. for Nuclear Research (1982).
- [139] A. Voinov, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, γ -ray strength function and pygmy resonance in rare earth nuclei, *Physical Review C* 63 (4) (2001) 044313.
- [140] D. Brink, Phd thesis, Oxford University (1955).
- [141] P. Axel, Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions, *Physical Review* 126 (2) (1962) 671.
- [142] J. Kopecky, M. Uhl, Proceedings of a specialists' meeting on measurement, calculation and evaluation of photon production data, bologna, italy, 1994.
- [143] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear structure*, Vol. 1, World Scientific, 1998.

- [144] A. Ignatyuk, Report INDC-233 (l), IAEA (Vienna, 1985).
- [145] H. Vonach, in proceedings of iaea advisory group meeting on basic and applied problems of nuclear level densities (new york, 1983), indc (usa)-092.
- [146] B. Zhuravlev, Structure in the energy dependence of $^{1\gamma} 6\gamma$ 5er level density at low excitation energy, BULLETIN-RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES PHYSICS C/C OF IZVESTIIA-ROSSIISKAIA AKADEMIIA NAUK SERIIA FIZICHESKAIA 63 (1999) 123–126.
- [147] A. Larsen, M. Guttormsen, R. Chankova, F. Ingebretsen, T. Lönnroth, S. Messelt, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, N. Syed, et al., Nuclear level densities and γ -ray strength functions in sc 44, 45, Physical Review C 76 (4) (2007) 044303.
- [148] A. Larsen, M. Guttormsen, M. Krtička, E. Běták, A. Bürger, A. Görzen, H. Nyhus, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, et al., Analysis of possible systematic errors in the oslo method, Physical Review C 83 (3) (2011) 034315.
- [149] S. Valenta, F. Bečvář, J. Kroll, M. Krtička, I. Tomandl, Two-step γ cascades following thermal neutron capture in gd 155, 157, Physical Review C 92 (6) (2015) 064321.
- [150] J. Honzátko, K. Konečný, I. Tomandl, J. Vacík, F. Bečvář, P. Cejnar, Facility and method for studying two-step γ cascades in thermal neutron capture, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 376 (3) (1996) 434–442.
- [151] Y. P. Popov, A. Sukhovoij, V. Khitrov, Y. S. Yazvitskii, Investigation of gamma-decay 165 dy using $(n, 2\gamma)$ reaction, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz 48 (1984) 891.
- [152] V. A. Bondarenko, J. Honzatko, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovoij, I. Tomandl, Two-step cascades of the $^{1\gamma} 8\gamma$ 5w compound nucleus gamma-decay, FIZIKA B-ZAGREB- 11 (1/4) (2002) 201–222.
- [153] G. Brown, Foundations of the optical model for nuclei and direct interaction, Reviews of Modern Physics 31 (4) (1959) 893.
- [154] A. Voinov, S. Grimes, A. Larsen, C. Brune, M. Guttormsen, T. Massey, A. Schiller, S. Siem, N. Syed, Level densities of Sc 44 and Ti 47 from different experimental techniques, Physical Review C 77 (3) (2008) 034613.
- [155] B. L. Berman, S. Fultz, Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons, Reviews of Modern Physics 47 (3) (1975) 713.
- [156] P. Axel, K. Min, N. Stein, D. Sutton, New resonances in photon transition strength functions, Physical Review Letters 10 (7) (1963) 299.
- [157] P. Axel, K. Min, D. Sutton, Intermediate structure in the photon interaction cross sections of Sn and Zr, Physical Review C 2 (2) (1970) 689.
- [158] A. Voinov, S. Grimes, C. Brune, M. Guttormsen, A. Larsen, T. Massey, A. Schiller, S. Siem, γ -strength functions in ni 60 from two-step cascades following proton capture, Physical Review C 81 (2) (2010) 024319.
- [159] R. M. Keyser, S. E. Haywood, D. L. Upp, Performance of the true coincidence correction method in gammavision, J. Radioanal. Nucl. Chem 245 (2000) 185–188.

- [160] S. Boneva, V. Khitrov, A. Sukhovoj, A. Vojnov, Intensities of two-quanta cascades at different excitation energies of compound nuclei ^{146}Nd , ^{174}Yb and ^{183}W , Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 338 (3) (1991) 319–323.
- [161] N. Mărginean, D. Bucurescu, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, M. Ivașcu, C. Ur, High-spin states in the ^{94}Nb nucleus, Physical Review C 62 (3) (2000) 034309.
- [162] U. Gruber, R. Koch, B. Maier, O. Schult, J. Ball, K. Bhatt, R. K. Sheline, Energies and character of low-lying levels in Nb-94, Nuclear Physics 67 (2) (1965) 433–442.
- [163] D. Goldberg, G. Dicker, S. Worcester, Niobium and niobium alloys in nuclear power, Nuclear Engineering and Design 22 (1) (1972) 124–137.
- [164] V. Likhanskii, I. Evdokimov, T. Aliev, V. Kon'kov, V. Markelov, V. Novikov, T. Khokhunova, Corrosion model for zirconium-niobium alloys in pressurized water reactors, Atomic Energy 116 (3) (2014) 186–193.
- [165] R. D. Mariani, P. G. Medvedev, D. L. Porter, S. L. Hayes, J. I. Cole, X.-M. Bai, Novel accident-tolerant fuel meat and cladding, Tech. rep., Idaho National Laboratory (INL) (2013).
- [166] R. L. Caldwell, The internal conversion electrons of several short-lived neutron induced radioactivities, Physical Review 78 (4) (1950) 407.
- [167] L. Ciuffolotti, C. Giori, M. Bettoni, K-conversion coefficient of the isomeric transition of nb94m, Energia nucleare 8 (1961) 422.
- [168] P. Kilian, H. Langhoff, A. Flammersfeld, Der Zerfall von ^{94}Nb , Zeitschrift für Physik 169 (1) (1962) 23–31.
- [169] L. Yin, R. E. Sund, R. G. Arns, M. L. Wiedenbeck, Decay of ^{94}Nb and ^{94}Nb m, Nuclear Physics 34 (3) (1962) 588–592.
- [170] K. Sastry, R. Fink, P. RAO, K-conversion coefficient for 40.95-keV M3 transition in 6.3-min decay of ^{94}Nb m, in: Bulletin of the American Physical Society, Vol. 14, Amer inst physics circulation fulfillment div, 500 sunnyside blvd, woodbury . . . , 1969, p. 18.
- [171] R. Gehrke, R. Lokken, Calibration of the efficiency of a Si(Li) photon spectrometer in the energy region 5 to 125 keV, Nuclear Instruments and Methods 97 (2) (1971) 219–228.
- [172] M. De Bruin, P. Korthoven, Low-energy gamma rays from isotopes produced by (n, γ) reactions, Journal of Radioanalytical Chemistry 10 (1) (1972) 125–135.
- [173] M. O. Krause, Atomic radiative and radiationless yields for k and l shells, Journal of physical and chemical reference data 8 (2) (1979) 307–327.
- [174] H. Muller, Nuclear data sheets for $A = 94$, Nucl. Data Sheets;(United States) 44 (2) (1985) 277–406.
- [175] M. S. Zisman, F. Becchetti, B. Harvey, D. Kovar, J. Mahoney, J. Sherman, Heavy-ion-induced single-nucleon transfer reactions in the Zr-Mo region, Physical Review C 8 (5) (1973) 1866.
- [176] M. Zisman, B. Harvey, High-spin levels of Nb 92, 93, 94, 95, 96 and Tc 94 populated with (α, d) and (α, t) reactions at 50 MeV, Physical Review C 5 (3) (1972) 1031.

- [177] R. K. Sheline, R. T. Jernigan, J. B. Ball, K. H. Bhatt, Y. E. Kim, J. Vervier, The ^{93}Nb (d , p) ^{94}Nb reaction and the low-lying states of ^{94}Nb , Nuclear Physics 61 (2) (1965) 342–351.
- [178] E. Journey, H. Motz, R. Sheline, E. Shera, J. Vervier, Energy levels and configurations in ^{94}Nb , Nuclear Physics A 111 (1) (1968) 105–128.
- [179] J. Moorhead, R. Moyer, Nuclear-structure studies in Mo and Nb isotopes via stripping reactions at 12 MeV, Physical Review 184 (4) (1969) 1205.
- [180] R. Diehl, B. Cohen, R. Moyer, L. Goldman, Spectroscopic studies of molybdenum isotopes with (d , t) reactions, Physical Review C 1 (6) (1970) 2132.
- [181] I. Fedorets, Y. Antufev, I. Zalyubovskii, A. Popov, V. Storizhko, Excited-states of Nb-94 in reaction of Zr-94 (p , $n\gamma$) Nb-94, Izvestiya akademii nauk SSSR seriya fizicheskaya 40 (6) (1976) 1260–1265.
- [182] E. Hagen, B. Kern, F. Snyder, D. Miracle, Low-lying levels of Nb 94, Physical Review C 13 (2) (1976) 620.
- [183] I. Fedorets, V. Mishchenko, A. Popov, V. Storizhko, Angular correlations in the reaction ^{94}Zr (p , $n\gamma$) ^{94}Nb , Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 43 (5) (1979) 38.
- [184] D. Miracle, B. Kern, Multipolarities of γ -rays from 92, 94-Nb and 94, 95, 96, 97, 98-Tc, Nuclear Physics A 320 (2) (1979) 353–372.
- [185] H. Miska, B. Norum, M. Hynes, W. Bertozzi, S. Kowalski, F. Rad, C. Sargent, T. Sasanuma, B. Berman, Precise measurement of the charge-distribution differences of the oxygen isotopes, Physics Letters B 83 (2) (1979) 165–168.
- [186] Y. Guyash, Z. Dombradi, E. Koltai, A. Krasnakhorkai, T. Fenesh, ^{94}Nb levels excited in the reaction ^{94}Zr (p , $n\gamma$) ^{94}Nb , Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 44 (5) (1980) 118.
- [187] R. Chrien, K. Rimawi, J. Garg, Resonance neutron capture in Nb 93, Physical Review C 3 (5) (1971) 2054.
- [188] R. Chrien, M. Bhat, G. Cole, Channel spin components of p-wave neutron widths in niobium, Physical Review C 8 (1) (1973) 336.
- [189] T. Haste, B. Thomas, Investigations of resonance capture γ -ray spectra in the ^{93}Nb (n , γ) ^{94}Nb reaction, Journal of Physics G: Nuclear Physics 1 (9) (1975) 967.
- [190] S. F. Mughabghab, "Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Section"Part A, Z= 1-60, Vol. 1, Academic press, 1981.
- [191] T. Kennett, W. Prestwich, J. Tsai, Energy levels of ^{94}Nb populated directly via the (n , γ) reaction, Canadian Journal of Physics 66 (11) (1988) 947–959.
- [192] M. B. et al, Low-lying states of ^{94}Nb , Fizika (Zagreb) 17 (1985) 219.
- [193] Z. Révay, G. Molnár, Standardisation of the prompt gamma activation analysis method, Radiochimica Acta 91 (6) (2003) 361–369.
- [194] R. B. Firestone, G. Molnar, Z. Revay, T. Belgya, D. McNabb, B. Sleaford, The evaluated gamma-ray activation file (EGAF), in: AIP Conference Proceedings, Vol. 769, AIP, 2005, pp. 219–224.

- [195] S. Tozser, Full-scale reconstruction and upgrade of the budapest research reactor, IAEA-TECDOC-1625 (2009) 83–94.
- [196] L. Szentmiklósi, Z. Kasztovszky, T. Belgia, Z. Révay, Z. Kis, B. Maróti, K. Gmeling, V. Szilágyi, Fifteen years of success: user access programs at the Budapest prompt-gamma activation analysis laboratory, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 309 (1) (2016) 71–77.
- [197] <https://www.aeki.kfki.hu>.
- [198] L. Szentmiklósi, Z. Kis, T. Belgia, A. N. Berlizov, On the design and installation of a compton-suppressed hpge spectrometer at the budapest neutron-induced prompt gamma spectroscopy (nips) facility, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 298 (3) (2013) 1605–1611.
- [199] <https://www.caen.it>.
- [200] B. Dropesky, A. Schardt, T. Shull, Note on the decay of the new nucleide Cr56, Nuclear Physics 16 (2) (1960) 357–359.
- [201] A. M. Nathan, J. W. Olness, E. K. Warburton, J. B. McGrory, Yrast decay schemes from heavy ion + ^{48}Ca fusion-evaporation reactions. i. $^{54–56}\text{Mn}$, ^{56}Cr , and $^{52–53}\text{V}$, Phys. Rev. C 16 (1977) 192–214. doi:10.1103/PhysRevC.16.192.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.16.192>
- [202] T. Caldwell, D. Pullen, T. Mulligan, O. Hansen, (tau, p) reactions on cr. ii. ^{54}Cr (tau, p) ^{56}Mn ., Tech. rep., Univ. of Pennsylvania, Philadelphia (1971).
- [203] U. Fister, R. Jahn, P. von Neumann-Cosel, P. Schenk, T. Trelle, D. Wenzel, U. Wienands, Stretched proton-neutron configurations in fp-shell nuclei:(i). experimental results of the (α , d) reaction, Nuclear Physics A 569 (3) (1994) 421–440.
- [204] J. Green, A. Smith, W. Buechner, M. Mazari, Excited states in Mn-56, Physical Review 108 (3) (1957) 841.
- [205] J. Bjerregaard, P. Dahl, O. Hansen, G. Sidenius, Energy levels from (p, p'),(d, p) and (d, α) reactions on the stable isotopes between Sc45 and Ni58, Nuclear Physics 51 (1964) 641–666.
- [206] J. R. Comfort, Nuclear structure of manganese-56, Physical Review 177 (4) (1969) 1573.
- [207] A. Garcia, A. Lopez, F. Senent, The $^{55}\text{Mn}(\text{d}, \text{p})^{56}\text{Mn}$ reaction, An. Fis. 67 (1971) 181.
- [208] D. F. Measday, T. J. Stocki, γ rays from muon capture in natural Ca, Fe, and Ni, Physical Review C 73 (4) (2006) 045501.
- [209] F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. R. Flynn, J. W. Sunier, ($\text{t}, ^3\text{He}$) reactions on ^{56}Fe , ^{58}Fe , and ^{58}Ni , Phys. Rev. C 31 (1985) 777–786. doi:10.1103/PhysRevC.31.777.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.31.777>
- [210] N. Anantaraman, S. M. Austin, J. Winfield, Heavy ion reactions as probes for spin strength, Nuclear Physics A 482 (1-2) (1988) 331–342.

- [211] S. Albergo, S. Costa, R. Potenza, J. Romanski, C. Tuvé, L. Jarczyk, B. Kamys, A. Magiera, A. Strzalkowski, R. Barna, V. D'Amico, D. De Pasquale, G. Mannino, Elastic transfer in the $^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$ system in the c.m. energy range 5–40 MeV, Phys. Rev. C 43 (1991) 2704–2710. doi:10.1103/PhysRevC.43.2704.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.43.2704>
- [212] H. Kelleter, D. Bachner, B. Schmidt, W. Seliger, Level investigation by means of the (d, α) reaction (ii). 52mn and 56mn, Nuclear Physics A 183 (3) (1972) 509–522.
- [213] R. W. Bauer, M. Deutsch, Nuclear orientation of Mn-56, Physical Review 117 (2) (1960) 519.
- [214] S. Du Toit, L. Bollinger, Lifetimes of energy levels in Al-28, Mn-56, Cu-64, Rh-104, and I-128 excited by slow neutron capture, Physical Review 123 (2) (1961) 629.
- [215] I. Estulin, A. Melioransky, L. Kalinkin, Transitions between low-lying excited states of Mn54 and Ho166, Nuclear Physics 24 (1) (1961) 118–125.
- [216] P. Carlos, H. Nifenecker, J. Fagot, J. Matuszek, Étude de cascades $\gamma-\gamma$ dans la capture thermique de neutrons par les isotopes ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{199}Hg , Journal de Physique 25 (11) (1964) 957–960.
- [217] L. Hughes, T. Kennett, W. Prestwich, A study of the $^{55}\text{Mn}(\text{n}, \gamma)^{56}\text{Mn}$ reaction, Nuclear Physics 80 (1) (1966) 131–144.
- [218] D. Dorioman, M. Popa, M. Cristu, Gamma rays from thermal neutron capture in manganese, germanium, and iridium nuclei., Tech. rep., Inst. of Atomic Physics, Bucharest (1967).
- [219] R. Alves, J. Kuchly, J. Julien, C. Samour, J. Morgenstern, Capture radiative partielle des neutrons de résonance dans le chlore, le manganèse, le fer, le cuivre, le thulium et le mercure, Nuclear Physics A 135 (2) (1969) 241–280.
- [220] J. Kopecky, E. Warming, Circular polarization measurements with a Ge(Li) detector, Nuclear Physics A 127 (2) (1969) 385–398.
- [221] J. Mellema, H. Postma, Investigation of nuclear level spins of ^{56}Mn by means of nuclear orientation, Nuclear Physics A 154 (2) (1970) 385–406.
- [222] V. Orphan, N. C. Rasmussen, T. Harper, Line and continuum gamma-ray yields from thermal-neutron capture in 75 elements, Tech. rep., Gulf Energy And Environmental System Inc San Diego CA (1970).
- [223] J. Boulter, W. Prestwich, Lifetimes of the 26 and 110 kev levels in ^{56}Mn , Canadian Journal of Physics 49 (23) (1971) 2911–2916.
- [224] P. Van Assche, H. Baader, H. Koch, B. Maier, U. Gruber, O. Schult, J. McGrory, J. Comfort, R. Rimawi, R. Chrien, et al., Energy levels of ^{56}Mn , Nuclear physics A 160 (2) (1971) 367–384.
- [225] F. Stecherr, K. Abrahams, J. Kopecky, W. Ratynski, Circular polarization of neutron-capture gamma-rays from Mn, Ni, Ga and W, Nuclear Physics A (1) (1972) 250.
- [226] H. Börner, O. Schult, Resonance neutron capture in ^{55}Mn and levels in ^{56}Mn , Zeitschrift für Naturforschung A 29 (3) (1974) 385–388.

- [227] A. Colenbrander, T. Kennett, An investigation of the reaction $^{55}\text{Mn}(\text{n}, \gamma)^{56}\text{Mn}$, Canadian Journal of Physics 53 (3) (1975) 236–250.
- [228] P. Delheij, K. Abrahams, W. Huiskamp, H. Postma, The $^{55}\text{Mn}(\text{n}, \gamma)^{56}\text{Mn}$ reaction studied with polarized neutrons and polarized manganese nuclei, Nuclear Physics A 341 (1) (1980) 45–55.
- [229] M. Islam, T. Kennett, S. Kerr, W. Prestwich, A self-consistent set of neutron separation energies, Canadian Journal of Physics 58 (2) (1980) 168–173.
- [230] S. Mughabghab, Neutron Cross Sections: Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections, Part A: Z= 1-60, Vol. 1, Elsevier, 2012.
- [231] R. Macklin, Resonance neutron capture by manganese below 2.5 keV, Nuclear Science and Engineering 89 (4) (1985) 362–365.
- [232] A. Wapstra, G. Audi, The 1983 atomic mass evaluation:(I). Atomic mass table, Nuclear Physics A 432 (1) (1985) 1–54.
- [233] A. Axmann, K. Böning, M. Rottmann, Frm-ii: The new German research reactor, Nuclear engineering and design 178 (1) (1997) 127–133.
- [234] W. Gläser, W. Petry, The new neutron source FRM II, Physica B: Condensed Matter 276 (2000) 30–32.
- [235] H. M.-L. Z. MLZ, F.-N. Heinz-Maier-Leibnitz, F. I.-F.-N. H. Maier, et al., Joint annual report 2016 of the MLZ and FRM II.
- [236] [link].
URL <https://www.mlz-garching.de/instruments>
- [237] [link].
URL <https://mlz-garching.de/englisch/neutron-research/neutron-source.html>
- [238] [link].
URL <https://www.frm2.tum.de/fileadmin/w00bnv/www/AktuellesMedien/Broschueren/Sonstige/Experimental-facilities-MLZ-2013.pdf>
- [239] Z. Revay, PGAA: Prompt gamma and in-beam neutron activation analysis facility, Journal of large-scale research facilities JLSRF 1 (2015) 20.
- [240] Z. Révay, P. Kudějová, K. Klescz, S. Söllradl, C. Genreith, In-beam activation analysis facility at mlz, garching, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 799 (2015) 114–123.
- [241] A. Sukhovojs, New model of the cascade gamma decay of neutron resonances for practitioners: Basic concepts and attainable precision, Physics of Atomic Nuclei 78 (2) (2015) 230–245.
- [242] A. Sukhovojs, L. Mitsyna, The next-generation practical model of the cascade gamma-decay of neutron resonance and expected parameters for an arbitrary nucleus.
- [243] S. Kadmeneskij, VP markushev, and VL furman, Sov. J. Nucl. Phys 37 (1983) 165.
- [244] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$, Nuclear Physics A 217 (2) (1973) 269–298.

- [245] M. Herman, V. Plujko, Reference input parameter library RIPL-2. handbook for calculations of nuclear reaction data. IAEA-TECDOC, 2002.
- [246] A. Sukhovoj, L. Mitsyna, N. Jovancevic, Overall picture of the cascade gamma decay of neutron resonances within a modified practical model, Physics of Atomic Nuclei 79 (3) (2016) 313–325.
- [247] S. S. Dietrich, B. L. Berman, Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons, Atomic Data and Nuclear Data Tables 38 (2) (1988) 199–338.
- [248] A. Sukhovoj, W. Furman, V. Khitrov, Semiphenomenological approximation of the sums of experimental radiative strength functions for dipole gamma transitions of energy $E\gamma$ below the neutron binding energy B_n for mass numbers in the range $40 < A < 200$, Physics of atomic nuclei 71 (6) (2008) 982–997.
- [249] L. Malov, V. Solov'ev, Obshchie zakonomernosti fragmentatsii odnochastichnykh sostoyanij v deformirovannykh yadrakh, Nuclear Physics 26 (4) (1977) 729.
- [250] A. Sukhovoj, V. Khitrov, Fundamentals of a modified model of the distribution of neutron-resonance widths and results of its application in the mass-number range of $35 \leq A \leq 249$, Physics of Atomic Nuclei 76 (1) (2013) 68–79.
- [251] A. Makinaga, R. Hannaske, D. Bemmerer, K. Schmidt, M. Anders, F. Dönau, R. Massarczyk, A. Wagner, A. Junghans, R. Beyer, M. Kempe, M. Röder, M. Beard, R. Schwengner, T. Kögler, Dipole strength of Ta-181 for the evaluation of the Ta-180 stellar neutron capture rate, Physical Review C 90 (4) (2014) 44301.
- [252] B. Ozel-Tashenov, J. Enders, H. Lenske, A. M. Krumbholz, E. Litvinova, P. von Neumann-Cosel, I. Poltoratska, A. Richter, G. Rusev, D. Savran, N. Tsoneva, Low-energy dipole strength in $^{112,120}\text{Sn}$, Physical Review C 90 (2) (2014) 24304.

Биографија



Давид Кнежевић је рођен у Книну, република Хрватска, 3. јуна 1988. године. Похађао је основну школу „Петар Кочић“ у Темерину и природно-математички смер гимназије „Исидора Секулић“ у Новом Саду. Основне академске студије физике, смер дипломирани физичар, уписује 2007. године на Департману за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. Дипломирао је 2011. године након чега уписује мастер студије на истом факултету. Мастер студије завршава 2012. одбраном мастер рада „Компаративна анализа симулиране и експерименталне ефикасности германијумског детектора“. 2012. уписује докторске академске студије физике на Катедри за нуклеарну физику, Департмана за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. Од априла 2013. до априла 2017. био је стипендиста Министарства науке, просвете и технолошког развоја ангажован као докторанд на пројекту ОИ171002 „Нуклеарне методе истраживања ретких догађаја и космичког зрачења“. Од маја 2017. године запослен је на Институту за физику, Београд, као истраживач-сарадник. Током докторских студија ангажован је у настави где је на великом броју предмета везаних за нуклеарну физику изводио експерименталне и рачунске вежбе за студенте основних и мастер студија. Области истраживања којима се бави су гама спектроскопија, неутронски захват, двоструке гама каскаде и модели језгра. До сада је био учесник великог броја радионица, летњих школа, као и аутор неколико научних радова који су објављени у међународним и домаћим часописима и који су презентовани на међународним научним скуповима.

Нови Сад, јун 2019.

Давид Кнежевић

Кључна документацијска информација

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број:

РБР

Идентификациони број:

ИБР

Тип документације:

Монографска документација

ТД

Тип записа:

Текстуални штампани материјал

ТЗ

Врста рада:

Докторска дисертација

ВР

Аутор:

Давид Кнежевић, бр.дос. 72д/12

АУ

Ментор:

Др Никола Јованчевић, доцент, ПМФ, Нови Сад

МН

Наслов рада:

Одређивање параметара нуклеарне структуре
активационим техникама

НР

Језик публикације:

српски (Ћирилица)

ЈП

Језик извода:

српски/енглески

ЈИ

Земља публиковања:

Република Србија

ЗП

<i>Уједињено географско подручје:</i>	Војводина
УГП	
<i>Година:</i>	2019
ГО	
<i>Издавач:</i>	Ауторски репримт
Из	
<i>Место и адреса:</i>	Природно-математички факултет, Трг Ђоситеја Обрадовића 4, Нови Сад
МА	
<i>Физички опис рада:</i>	6 глава / 138 страна / 82 слике и графика /
ФО	12 табела / 252 референце
<i>Научна област:</i>	Физика
НО	
<i>Научна дисциплина:</i>	Нуклеарна физика
НД	
<i>Предметна одредница/кључне речи:</i>	Двоструке гама каскаде, гама спектрометрија, шема нивоа, модели језгра
ПО	
УДК	
<i>Чува се:</i>	Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду
ЧУ	
<i>Важна напомена:</i>	нема
ВН	
<i>Извод:</i>	
ИЗ	<p>Познавање параметара нуклеарне структуре, попут шеме нивоа, функције густине стања и функције јачине прелаза су неопходне за разумевање нуклеарних особина атомског језгра. Ове величине су директно повезане са ефикасним пресеком, који је битна физичка величина у нуклеарној физици, као и теоријски са моделима језгра. Прикупљање тачних и прецизних података о овим физичким величинама је један од најважнијих података у нискоенергетској нуклеарној физици.</p>

У овом раду за одређивање ових величина коришћен је метод двоструких гама каскада који се застнива на коинциденциој детекцији гама кваната који настају након захвата термалних неутрона на језгрима мете. Циљ експеримента је детекција два узастопна гама квантова који се емитују када се језгро након захвата неутрона деексцитује са енергије захвата на основно или неко од нископобуђених стања.

Језгра која су испитивана у овом раду су ^{94}Nb и ^{56}Mn , а експерименти су извршени на BRR истраживачком реактору у Будимпешти и FRM II истраживачком реактору на Техничком универзитету у Минхену, у Хајнц Мејер-Лајбниц центру, тим редом. Прикупљени експериментални подаци су анализирани и добијене су информације о шеми нивоа и емитованих гама кваната приликом чега је пронађен велики број нових гама прелаза унутар ових језгара (210 за ^{94}Nb , 50 за ^{56}Mn) , као и нових енергетских нивоа у овим језгрима (29 за ^{94}Nb , 24 за ^{56}Mn). За детектоване каскаде израчунати су и интензитети. Након одређивања интензитета каскада, за одређивање функције густине нивоа и јачине прелаза за ^{94}Nb и ^{56}Mn коришћен је практични модел за гама распад неутронских резонанци, развијен на Обједињеном институту за нуклеарна истраживања у Дубни, Руска Федерација. Такође, у овом раду је одрађена и систематизација података за 43 језгра која су раније испитивана овом методом и представљени су закључци добијени овом систематизацијом.

Датум прихватanja теме од НН већа: 23.02.2017.

ДП

Датум одбране:

ДО

Чланови комисије:

КО

Председник:

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

Члан:

др Никола Јованчевић, доцент

Члан:

Природно-математички факултет, Нови Сад

Члан:

др Наташа Тодоровић, редовни професор
Природно-математички факултет, Нови Сад
др Александар Драгић, виши научни сарадник,
Институт за физику, Београд

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code:

CC

Author: David Knežević, number: 73d/12

AU

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

MN

Title: Experimental determination of nuclear structure parameters using activation techniques

TI

Language of text: Serbian (cyrillic)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2019

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

<i>Physical description:</i>	6 chapters/ 138 pages/ 82 figures/
PD	12 tables/ 252 references
<i>Scientific field:</i>	Phyiscs
SF	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear physics
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	Two-step gamma cascades, gamma spectroscopy, level scheme, models of nuclei
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	
AB	<p>Knowledge of nuclear parameters, such as level scheme, level density function and radiative strength function is important in order to understand nuclear properties. These parameters are directly related to the value of the cross section, an important quantity in nuclear physics, and also, theoretically to nuclear models. Acquisition of precise and high quality data on these parameters is one of the most important tasks in low-energy nuclear physics. To determine these parameters, in this thesis the method of the two step gamma cascade was used. This method is based on coincidence detection of gamma rays that are emitted after thermal neutron capture on the nucleus. The goal of the experiment is to record two consecutive gamma rays that are emitted as nucleus decays from the capture energy to the ground state or some of the low-excited states.</p>

In this work, ^{94}Nb and ^{56}Mn nuclei were investigated and the experiments were carried out at the BRR research reactor at the PGAA facility of the Centre for Energy Research (MTA EK), Budapest, Hungary and FRM II research reactor at the Technische Universität München, Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ), Garching, Germany, respectively. Collected data were analyzed and information about level scheme and emitted gamma rays were obtained. The analysis showed that a large number of new gamma transitions, as well as new energy levels (29 for ^{94}Nb , 24 for ^{56}Mn) was detected for these nuclei (210 for ^{94}Nb , 50 for ^{56}Mn). The intensities were also calculated for all recorded cascades. After calculating the intensities of cascades, to determine the level density function and radiative strength function the practical model of neutron resonances gamma decay developed at JINR, Dubna, Russia, was used. Also, in this thesis, the systematization of results obtained for 43 nuclei previously measured by this method, are presented.

Accepted by the scientific board:

23.02.2017.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

Chairman:

Miodrag Krmar, PhD, full professor

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