

Софийски Университет "Св. Климент Охридски"
Физически факултет
Катедра Атомна физика

Станимир Петров Кисьов

Структура на нисколежащи
състояния в слабо деформирани
и преходни ядра


Дисертация за придобиване на ОНС "Доктор"
специалност Ядрена физика (01.03.04)

Научен ръководител:
доц. дфзн Венцислав Русанов Янков

София
2016


Съдържание

Съдържание	iii
Списък на фигурите	iii
Списък на таблиците	v
Резюме	1
Благодарности	3
1 Увод	5
2 Вероятности за електромагнитни преходи	7
2.1 Възбудени ядрени състояния	7
2.2 Времена на живот	9
2.3 Вероятности за преход	10
3 Едночастични и колективни степени на свобода	12
3.1 Едночастични степени на свобода	12
3.2 Деформиран слоист модел	15
3.3 Вибрационни движения	16
3.4 Ротационни движения	20
3.5 Преходни ядра и триаксиалност	22
3.6 Модел на твърд ротор плюс частица	25
3.7 Алгебрични ядрени модели	27
3.7.1 Модел на взаимодействащите бозони	27
3.7.2 Модел на взаимодействащите бозони и фермиони	29



4	Експериментални измервания	32
4.1	Експериментална установка в IFIN-HH	32
4.1.1	Ускорителна система	32
4.1.2	Детекторната система ROSPHERE	33
4.1.3	Оценка на добива	35
4.1.4	Характеристики на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	37
4.2	Метод на забавените съвпадения	38
5	Експериментални данни	44
5.1	Използвани методи	44
5.1.1	Калибровка по енергия и време	44
5.1.2	Условия по енергия и време с детекторите от HPGe	46
5.1.3	Условия по енергия с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	50
5.1.4	Анализ на времеви разпределения	50
5.2	$^{103,105,107}\text{Cd}$	53
5.3	$^{99-103}\text{Ru}$	56
5.3.1	Времеви разпределения в ^{102}Ru	56
5.3.2	Времеви разпределения в ^{99}Ru	58
5.3.3	Времеви разпределения в ^{101}Ru	61
5.3.4	Времеви разпределения в ^{103}Ru	62
5.4	Неутронно богати изотопи в областта $A \sim 100$	64
5.4.1	Изследване на изотопи на Мо в областта $A \sim 100$	65
6	Структура на $^{103,105,107}\text{Cd}$ при нисък спин	71
6.1	Структура на състоянията с $J^\pi = 7/2^+$	71
6.2	Структура на състоянията с $J^\pi = 11/2^-$	73
7	Структура на нисколежащите състояния в $^{99-105}\text{Ru}$	75
7.1	Твърд триаксиален ротор плюс частица	76
7.1.1	Моделни параметри	76
7.1.2	Енергетични схеми	77
7.1.3	Електромагнитни характеристики	77
7.2	IBM-1	80
7.2.1	Моделни параметри	80
7.2.2	Енергетични схеми	81
7.2.3	Вероятности за преход	83
7.2.4	Стабилност на резултатите относно изменения	84
7.3	IBFM-1	86

7.3.1	Моделни параметри	86
7.3.2	Състояния с положителна четност	88
7.3.3	Състояния с отрицателна четност	89
7.3.4	Спектроскопични фактори за (d,p) реакции	92
7.3.5	Електромагнитни характеристики	95
8	Заключение	100
	Библиография	102
	Публикации	109



Списък на фигурите

2.1	Схематичен спектър на четно-четно ядро от региона $A \sim 100$	8
3.1	Едночастични орбитали в сферичния слоист модел	14
3.2	Диаграма на Нилсон за $50 \leq N \leq 82$	17
3.3	Типове вибрационни движения в зависимост от λ	18
3.4	Спектър на квадруполни и октуполни вибрации	19
3.5	Типични ивици в деформирани четно-четни ядра	21
3.6	Спектри на твърд асиметричен ротор и γ -нестабилно ядро	24
3.7	Схеми на куплиране на нечетна частица към ротор	26
3.8	Динамични симетрии в IBM	29
4.1	Принцип на действие на тандемен ускорител	33
4.2	Детекторната система ROSPHERE	34
4.3	Сечения за взаимодействие за реакции между α -частици и ^{98}Mo	35
4.4	Разпадане на основното състояние в ^{138}La	38
4.5	Енергетичен спектър на вътрешната активност на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	39
4.6	Сигнал от анода на фотоумножител, куплиран към $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	40
4.7	Част от конструираната схема на съвпадения.	41
4.8	Енергетичен спектър на ^{60}Co източник, получен с $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	42
4.9	Апаратурна функция на системата, получена с ^{60}Co източник.	43
5.1	Отмествания на времевите разпределения на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	45
5.2	Парциална схема на ^{103}Ru	47
5.3	Двумерно условие по енергия и време с HPGe	48
5.4	Ефект от поставянето на условие по енергия с HPGe.	49
5.5	Двумерни условия по енергия за детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	51
5.6	Времево разпределение за състоянието $(7/2)^-$ в ^{103}Ru	53
5.7	Парциални схеми на разпадане на $^{103,105,107}\text{Cd}$	54

5.8	Измерени периоди на полуразпадане в $^{103,105,107}\text{Cd}$	55
5.9	Парциална схема на разпадане на ^{102}Ru и $T_{1/2}$ на 2^+ в ^{102}Ru	57
5.10	Парциални схеми на разпадане на $^{99,101,103}\text{Ru}$	58
5.11	Времеви разпределения за $9/2^+$, $3/2^+$ и $11/2^-$ състоянията в ^{99}Ru	59
5.12	Времеви разпределения за $7/2^+$ състоянията в $^{99,101,103}\text{Ru}$	60
5.13	Времеви разпределения за $3/2^+$ състоянието в ^{101}Ru	62
5.14	Времеви разпределения за 2^+ състоянието в ^{100}Zr	65
5.15	Частични схеми на разпадане на ^{106}Mo и ^{107}Mo	66
5.16	Енергетични и времеви разпределения за ^{106}Mo	67
5.17	Енергетични разпределения за ^{107}Mo	69
6.1	Систематика на $B(M1)$ и $B(E2)$ стойностите за $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	72
6.2	Разположение по енергия на $11/2^-$ състоянието в изотопите на Cd	74
7.1	Експериментални и RTRP енергии на нивата в $^{99,101,103}\text{Ru}$	77
7.2	ESQF параметри, използвани за четните $^{98-108}\text{Ru}$	81
7.3	Експериментални и IBM-1 енергии на състоянията в $^{98-108}\text{Ru}$	82
7.4	Експериментални и пресметнати $B(E2)$ стойности за преходи в $^{98-108}\text{Ru}$	84
7.5	Изменения на $E_{2_2^+}$, $S(4, 3, 2)$ и $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ в ^{102}Ru	85
7.6	Съпоставка на състояния в ^{101}Ru	88
7.7	Експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{99,101}\text{Ru}$	90
7.8	Експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{103,105}\text{Ru}$	91
7.9	Експериментални и теоретични $1/2^+$ състояния в $^{97-105}\text{Ru}$	94
7.10	Систематика на нисколежащи състояния в нечетните изотопи на Ru	98

Списък на таблиците

4.1	Характеристики на различни неорганични сцинтилатори	37
5.1	Периоди на полуразпадане, измерени в експериментите	70
6.1	$7/2^+$ състояния в $^{103,105,107}\text{Cd}$ и характеристики на γ -разпадането им	72
7.1	Параметри, използвани в модела RTRP.	76
7.2	Експериментални и RTRP вероятности за преход в $^{99,101,103}\text{Ru}$	78
7.3	Експериментални и теоретични $S(4, 3, 2)$ стойности в $^{98-108}\text{Ru}$	83
7.4	Квазичастични енергии и вероятности за запълване за $^{99-105}\text{Ru}$	87
7.5	Експериментални и теоретични спектроскопични фактори за (d,p) реакции в $^{99-105}\text{Ru}$	93
7.6	Електромагнитни моменти в нечетните $^{99-105}\text{Ru}$	96
7.7	Теоретични и експериментални $B(M1)$ и $B(E2)$ стойности в $^{99,101,103}\text{Ru}$	97

Резюме

В настоящата дисертационна работа е изследвана структурата на преходни и слабо деформирани ядра, разположени в масовата област $A \sim 100$. В тях често различни едночастични и колективни ефекти водят до сложни схеми на разпадане и трудни за обяснение стойности на наблюдаемите величини. Теоретичното възпроизвеждане на експерименталните данни изисква различни подходи за анализ на наличната информация.

Във фокуса на дисертационната работа са нечетните изотопи на Cd и Ru, които се намират върху линията на бета-стабилност. Измерени са къси времена на живот на възбудени състояния в тях, като е използван методът на забавените съвпадения в наносекундния и суб-наносекундния диапазон. Пресметнати са редуцираните вероятности за съответните преходи и е направено систематично изучаване на тяхното поведение. Получените резултати са анализирани в рамките на няколко теоретични модела. Изводи за структурата на ядрата са направени въз основа на сравнение между получените експериментални резултати и моделни пресмятания. Основно внимание е обърнато на нисколежащите състояния със спин и четност $7/2^+$ в нечетните изотопи $^{103,105,107}\text{Cd}$ и $^{99,101,103}\text{Ru}$. Ядрата са заселени в реакции на сливане с изпарение в експерименти, проведени на тандемния 9 MV ускорител в Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Букурещ, Румъния. Анализирани са преходите, които разреждат състоянията с $J^\pi = 7/2^+$ към такива с $J^\pi = 5/2^+$. Разгледано е поведението на редуцираните вероятности за преход, както и отклоненията им от едночастичните оценки.

Систематично е изследвана структурата на нисколежащите състояния с $J^\pi = 3/2^+$, за които е получена експериментална информация за периодите на полуразпадане.

В дисертацията са дискутирани и някои нива с отрицателна четност. Експериментални резултати за времената на живот са получени за състоянията с $J^\pi = 11/2^-$ в ^{105}Cd и ^{99}Ru , както и за състоянието с $J^\pi = (7/2)^-$ в ^{103}Ru .

Представени са и данни от експеримент по заселване на неутронно богати изотопи на Mo, проведен в Institut Laue-Langevin (ILL), Гренобъл, Франция. Ядрата са получени в реакции на

индуцирано делене с използване на неутрони.

Дисертацията е организирана, както следва:

Глава 1 представлява кратък увод, в който са изтъкнати основните проблеми при описанието на ядрата.

В Глава 2 са обсъдени някои от основните характеристики на ядрените системи - подредбата на енергетичните нива и времената на живот на възбудени ядрени състояния. Разгледани са редуцираните вероятности за електромагнитни преходи, матричните елементи и едночастичните оценки.

Глава 3 представя някои от основните особености на теоретичните модели, използвани в настоящата дисертация. Накратко са дискутирани характеристиките на сферичния слоист модел и разцепването на едночастичните орбитали в деформиран потенциал. Представени са свойствата на ядра, в които се наблюдават вибрационни и ротационни колективни степени на свобода, както и особеностите на нуклиди с изявена триаксиалност. Изложени са някои специфични характеристики, които позволяват да се разграничи типа триаксиалност. Преставени са и основните положения в моделите на взаимодействащите бозони и взаимодействащите бозони и фермиони.

Детайли относно експерименталната установка и прилагането на метода на забавени съвпадения с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ са изложени в Глава 4. Обсъдени са характеристиките на детекторите и разделителните способности по енергия и време на системата ROSPHERE.

В Глава 5 е представен методът за анализ на експерименталните данни. Показани са процедурите, които се прилагат при конструирането на времеви разпределения за разпадането на възбудените състояния. Представени са стойностите за периодите на полуразпадане, получени след анализ на експерименталните данни за изотопите на Cd, Ru и Mo, както и пресметнатите редуцирани вероятности за преход.

Структурата на $^{103,105,107}\text{Cd}$ е дискутирана в Глава 6. Разгледана е систематиката на $V(M1)$ и $V(E2)$ стойности в четните и нечетните изотопи на Cd, както и еволюцията на състоянията с $J^\pi = 7/2^+$ и $J^\pi = 11/2^-$ в изотопичната верига.

В Глава 7 е обсъдена структурата на изследваните ядра на Ru. Експерименталните резултати са сравнени с изчисления в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица. Дискутирани са и теоретични изчисления, получени с алгебрични модели. Структурата на четните изотопи на Ru е разгледана в рамките на модела на взаимодействащите бозони. Нечетните изотопи на Ru са изследвани с модела на взаимодействащите бозони и фермиони, като е направено сравнение между експериментални и теоретични стойности за редица величини - енергии на възбудените състояния, спектроскопични фактори за реакции с трансфер на един нуклон, електромагнитни моменти, редуцирани вероятности за преход.

В Глава 8 са систематизирани експерименталните и теоретичните резултати, получени в рамките на дисертацията .

Благодарности

Бих искал да изкажа благодарност на редица хора, които ми помогнаха за осъществяването и завършването на настоящата работа.

Преди всичко бих искал да благодаря на научния си консултант Стефан Лалковски за възможността, която ми предостави да работя в областта на ядрената физика - за участието ми в представените експерименти, за многократните научни дискусии и насоките при анализа на експерименталните данни и интерпретацията им. Също така и за търпението, усилията и предоставените възможности да бъда част от различни проекти и да представям работата ни на различни мероприятия.

Бих искал да благодаря на научния си ръководител Венцислав Русанов за възможността да проведа обучението си в ОНС "Доктор" в катедра Атомна физика, за ценните съвети при провеждането на работата ми, както и за важните насоки при оформянето на дисертацията.


Бих искал да благодаря на Десислава Иванова, Деян Радулов и Динко Атанасов за общата ни работа по различни проблеми и за помощта при обработката на експерименталните данни.

Бих искал да изкажа благодарност на Павел Петков за ценните съвети при провеждането на теоретични пресмятания с модела на твърд триаксиален ротор плюс частица (Rigid Triaxial Rotor plus a Particle, RTRP), дискусиите относно различните методи за измерване на времена на живот на възбудени ядрени състояния и оформянето на дисертацията.

Бих искал да благодаря на Nicolae Mărginean и групата му в IFIN-HH (Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering), Магуреле, Букурещ, Румъния за ценните насоки в обработката на експерименталните данни и дискусиите относно методите за анализ.

Искам да изкажа благодарност на Dorel Bucurescu, Jan Jolie, Richard Casten и Piet Van Isacker за многото съвети относно провеждането на теоретични пресмятания с алгебричните модели IBM (Interacting boson model) и IBFM (Interacting boson-fermion model) и прилагането им при интерпретацията на структурата на изотопите на Ru.

Бих искал да благодаря на Елена Стефанова, Лилия Атанасова и Димитър Балабански за




общата ни работа.

Бих искал да благодаря на Florin Negoita и Marius Gugiu за помощта, търпението и разбирането в съвместната ни работа.

Благодаря на приятелите си за подкрепата и помощта, която са ми оказвали в случай на необходимост.

Благодаря на семейството си за търпението им и подкрепата във всичко, с което се занимавам.



Глава 1

Увод

Енергиите на процесите, протичащи в атомните ядра, се изменят в широки граници. Възбужданията са енергетично от по-висок порядък в сравнение с типичните процеси в атомната физика и физиката на твърдото тяло [1].

Силите, действащи в ядрата, се обуславят основно от силното ядрено взаимодействие, което има малък радиус на действие (от порядъка на 10^{-15} m). Въпреки че информацията за ядрените сили не е пълна и техният аналитичен вид не е известен, експерименталните наблюдения дават важни сведения тях [2–8].

Големият брой степени на свобода също допринася за това описанието на атомните ядра да бъде невъзможно засега без набор от сериозни допускания и приближения. Това води до необходимостта от създаването на опростени модели, които не могат да опишат напълно всички ядрени характеристики, но имат своите съответни приложения в ядра от по-обширни или по-ограничени масови области.

Съществуват теоретични модели, фокусирани върху енергията на връзката и насищането на ядрените сили. Други са ориентирани към описанието на механизмите на протичане на ядрените реакции. Много модели са свързани с детайлно възпроизвеждане на възбудените състояния и описват енергетичните спектри, вероятностите за преход, електромагнитните моменти и други характеристики.

Разглеждането само на определени свойства в рамките на съответната моделна представа води до непълнота и ограничена приложимост. В много случаи, обаче, сравнително прости приближения предоставят задоволителни резултати при интерпретиране на ядрената структура. При всички положения, описанието на конкретни характеристики на ядрата изисква използването на модел, подходящ за разположението им на картата на нуклидите [4, 9–11].

В някои масови области се наблюдават структурни явления, които включват взаимодействието на различни степени на свобода. Такъв район от картата на нуклидите обхваща преходните ядра с $A \sim 100$. В някои от изотопичните вериги при $Z < 50$ това е областта, в

която се формира стабилна деформация на формата на ядрата в основното им състояние [7]. Проследяването на еволюцията на структурата с увеличаване на броя неутрони изисква отчитането на различни феномени като едночастични движения, тричастични конфигурации, вибрационни и ротационни степени на свобода, триаксиалност на ядрата и др.

Глава 2

Вероятности за електромагнитни преходи

До голяма степен свойствата на атомните ядра могат да бъдат описани чрез набор от статични и динамични характеристики като ядрените електричен заряд, радиус, енергия на връзката, ъглов момент и четност на ядрените състояния, електромагнитни моменти, времена на живот, вероятности за електромагнитни преходи и др. [12].

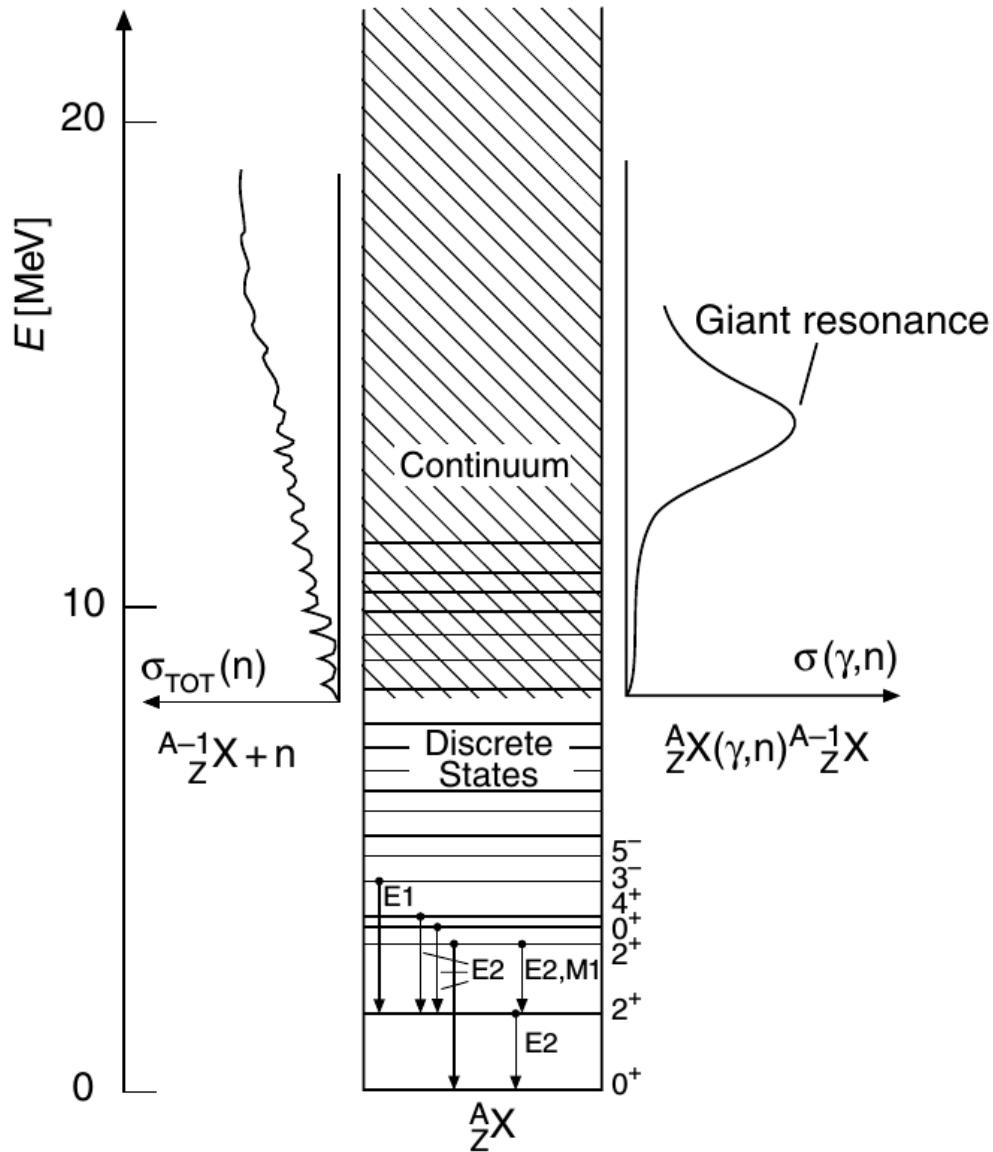
2.1 Възбудени ядрени състояния

Почти всяко ядро, което има свързано състояние, притежава набор от възбудени състояния, наречен спектър. Той е специфичен и зависи от разположението на ядрото върху картата на нуклидите. На фиг. 2.1 е представен схематичен спектър на четно-четно ядро от масовия регион $A \sim 100$. Ясно проличават особеностите с увеличаване на енергията на възбуждане.

Във всички четно-четни ядра основното състояние има $J^\pi = 0^+$. Над основното състояние ниско по енергия са разположени дискретни нива с определени ъглов момент и четност. В четно-нечетни и нечетно-нечетни нуклиди броят им е значително по-голям, отколкото в четно-четни ядра. Нисколежащите състояния при енергия на възбуждане до няколко MeV обикновено се разпадат чрез излъчване на електромагнитно лъчение, което може да бъде класифицирано в съответствие със своя тип и мултиполност. Диполно, квадруполно, октуполно и т.н. излъчване от електричен или магнитен тип се означават съответно като $E1, E2, E3, \dots$ и $M1, M2, M3, \dots$ преходи. Законите за запазване на ъгловия момент и четността определят възможните тип и мултиполност L за даден преход. При преход от състояние с ъглов момент J_i към такова с J_f запазването на ъгловия момент изисква да е изпълнена зависимостта

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f, \quad (2.1)$$

докато четностите на началното и крайното състояния са свързани с условията $\pi_i \pi_f = (-1)^L$ за електрични преходи и $\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$ за магнитни преходи.



Фигура 2.1: Схематичен спектър на четно-четно ядро от масовия регион $A \sim 100$, в който се проследява плътността на възбудените ядрени състояния. Под енергията за отделяне на неутрони се наблюдават дискретни състояния, докато над нея ширината на нивата се увеличава и поради голямата им плътност припокриването на състоянията води до непрекъснат спектър [13].

Преходите с ниска мултиполност са по-вероятни от такива с висока [12]. Освен това за една и съща мултиполност електричните са около 10^2 пъти по-вероятни от магнитните [12]. В резултат снемането на възбуждането на ядрото се осъществява предимно чрез каскад от преходи с ниска мултиполност, отколкото с директен преход от висока такава. Вероятността за осъществяването на преход също зависи силно от енергетичната разлика между двете състояния. При ниска енергия на прехода се усилва и ролята на процеса на вътрешна конверсия,

който е конкурентен на γ -разпадането при преход между ядрените състояния [12].

2.2 Времена на живот

Времето на живот на дадено състояние е често директно измерима величина и дава информация за вероятността за разпадане на състоянието. При налична проба от N_0 ядра в дадено състояние, които претърпяват разпадане, техният брой се изменя, следвайки експоненциалния закон за радиоактивен разпадане

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

където величината λ се нарича *константа на разпадане* и отразява вероятността за разпадане. Константата на разпадане λ и величините време на живот (τ) и период на полуразпадане ($T_{1/2}$) на състоянието са еднозначно свързани посредством:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} = \frac{1}{\lambda}; T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Времената на живот на ядрените състояния обхващат широк диапазон от стойности и могат да бъдат измерени с различни директни или индиректни методи.

Съгласно съотношението на неопределеност за енергията и времето

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \quad (2.4)$$

крайното време на живот на състоянието е свързано с неопределеност на неговата енергия, която обуславя ширината на линията Γ :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2.5)$$

При ниски енергии на възбуждане времената на живот на възбудените ядрени състояния се характеризират с ширини (Γ) от порядъка на няколко eV. Тези стойности са много по-ниски от типичните енергии за γ -преходи. Съответно се наблюдава спектър от поредица дискретни нива.

Повечето нуклиди имат енергия на свързване около 8 MeV на нуклон. Състояния с енергия на възбуждане, по-висока от енергията за отделяне на протон или неутрон, могат да се разпадат чрез емисия на съответния нуклон. Излъчените нуклони са предимно неутрони, поради тяхната електронеутралност и липсата на Кулонов бариер. Над енергията за отделяне на нуклон този тип разпадане е по-вероятно от снемане на възбуждането чрез γ -преход. Нарастването на плътността на състоянията с увеличаване на енергията на възбуждане и намаляването на времената на живот на състоянията над енергията за излъчване на нуклон

водят до съществени изменения в енергетичния спектър. Наблюдават се множество състояния с голяма ширина на линията и препокриването им води до образуването на непрекъснат спектър [4, 13].

2.3 Вероятности за преход

Ако електромагнитното лъчение при γ -преходи се разглежда като фотони с енергия $\hbar\omega$, вероятността за разпадане за единица време за преход от тип σ и мултиполност L се записва като [12]:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{2(L+1)}{\varepsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [O_{fi}(\sigma L)]^2, \quad (2.6)$$

където с ε_0 е означена диелектричната проникваемост във вакуум, с c - скоростта на светлината, а $O_{fi}(\sigma L)$ е матричният елемент на мултиполния оператор:

$$O_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* O(\sigma L) \psi_i dv. \quad (2.7)$$

При преход от начално състояние $|\alpha_i; J_i M_i\rangle$ към крайно $|\alpha_f; J_f M_f\rangle$ може да се определи редуцираната вероятност за прехода $B(\sigma L)$ ($O_{fi}(\sigma L) = |\langle \alpha_f; J_f M_f | O(\sigma L M) | \alpha_i; J_i M_i \rangle|$):

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{M, M_f} |\langle \alpha_f; J_f M_f | O(\sigma L M) | \alpha_i; J_i M_i \rangle|^2, \quad (2.8)$$

при което се извършва усредняване по възможните начални и сумиране по крайните състояния. С приложение на теоремата на Вигнер-Екарт се получава

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \alpha_f J_f || O(\sigma L) || \alpha_i J_i \rangle|^2 \quad (2.9)$$

при заселване на началните състояния, независимо от M_i [14].

Редуцираната вероятност за обратния преход (от състояние f към състояние i) се определя от зависимостта [124]

$$B(\sigma L) \uparrow = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(\sigma L) \downarrow. \quad (2.10)$$

Определянето на константата на разпадане изисква познаването на матричният елемент $O_{fi}(\sigma L)$ и съответно вълновите функции на началното и крайните състояния. Възможно е да се опрости видът на зависимостта (2.6), ако се приеме, че преходът е от едночастичен характер, т.е. се дължи на промяната на състоянието на само един нуклон. Често при анализ на получени експериментални резултати се използват редуцираните вероятности за преход

в единици на Вайскопф (W.u.), които отразяват отношението между експерименталната вероятност за преход $\lambda_\gamma(\sigma L)_{exp}$ и едночастичната оценка $\lambda_\gamma(\sigma L)_{s.p.}$ [15]:

$$B(\sigma L)[W.u.] = \frac{\lambda_\gamma(\sigma L)_{exp}}{\lambda_\gamma(\sigma L)_{s.p.}}. \quad (2.11)$$

Глава 3

Едночастични и колективни степени на свобода

Систематичното изследване на много ядрени характеристики показва резки промени при някои определени стойности за броя протони и неутрони в ядрата. Така например енергията за отделяне на нуклон има големи изменения при брой протони и неутрони 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, наречени *магични числа*. Подобни промени се открояват и при редица други величини - сеченията за захват на неутрони, енергиите на α -частици при α -разпадане, относителното разпространение на определени изотопи в природата и др.

Ролята на магичните числа може да бъде изяснена чрез аналогия със структурата на електронните слоеве в атома. Известно е, че йонизационната енергия в атомите има подобно поведение с резки изменения. Те съответстват на запълването на различните електронни слоеве, като при преход през тези стойности започва запълването на нов слой [1, 3, 4, 16].

3.1 Едночастични степени на свобода

За разлика от атомните системи в ядрата не съществува източник на централно поле, но многочастичното взаимодействие може да се приближи до средно поле, независимо от времето. Това допускане е в основата на слоистия модел, който възпроизвежда успешно характеристиките на ядрата в близост до магичните числа.

На основното състояние съответства конфигурация на пълното запълване на всички най-ниски едночастични енергетични нива. Процесът на взаимодействие между нуклоните при възбуждане води до преразпределяне на енергията им и включва преминаването им от едно ниво на друго.

Ядреният Хамилтониан представлява сума от операторите на кинетичната и потенциалната енергии и може да се представи като:

$$H = \underbrace{\sum_{i=1}^A \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(r_i) \right)}_{H_0} + \underbrace{\left(\sum_{i>j}^A V(r_{ij}) - \sum_{i=j}^A V(r_i) \right)}_{H'}, \quad (3.1)$$

където $V(r_{ij})$ е потенциалът на взаимодействие между нуклоните, означени с индекси i и j , а разстоянието между тях е $r_{ij} = |r_i - r_j|$. В този запис на Хамилтониана се вземат предвид единствено двунуклонните взаимодействия, като се изключват тричастични и взаимодействия от по-висок порядък. $V(r_i)$ е едночастичният потенциал, като при пренебрегване на пертурбиращия член H' , дължащ се на остатъчните взаимодействия, се получава Хамилтонианът на сферичния слоист модел $H = H_0$. Често при описание на системите в рамките на слоистия модел се използват потенциали с известен аналитичен вид. Основна тяхна характеристика е, че са сферично симетрични и зависят единствено от разстоянието. Това позволява запис на вълновите функции във вида [9]:

$$\psi_{n\ell m}(\mathbf{r}) = \psi_{n\ell m}(r\theta\phi) = \frac{1}{r} R_{n\ell}(r) \psi_{n\ell m}(\theta\phi), \quad (3.2)$$

където n е радиалното квантово число, ℓ - орбиталният ъглов момент, а m - собствената стойност на неговата компонента ℓ_z .

Като първо приближение често се използва хармоничният осцилатор с честота ω_0

$$V(r) = \frac{M\omega_0^2}{2} r^2, \quad (3.3)$$

но той не е достатъчен за добро описание на системата и пълно възпроизвеждане на магичните числа и особеностите на слоистата структура. Друг потенциал, при който може да бъде получено аналитично решение на уравнението на Шрьодингер, е правоъгълната потенциална яма. На практика реалната форма на ядрения потенциал е междинно състояние между формите на хармоничния осцилатор и правоъгълната потенциална яма. Приближаване към тази форма на потенциала е възможно, ако към хармоничния осцилатор се добави член, пропорционален на $-(\ell^2 - \langle \ell^2 \rangle_N)$, където $\langle \ell^2 \rangle_N = N(N+3)/2$.

За да бъдат възпроизведени точно магичните числа е необходимо отчитането и на спин-орбиталното взаимодействие $V_{\ell.s}$:

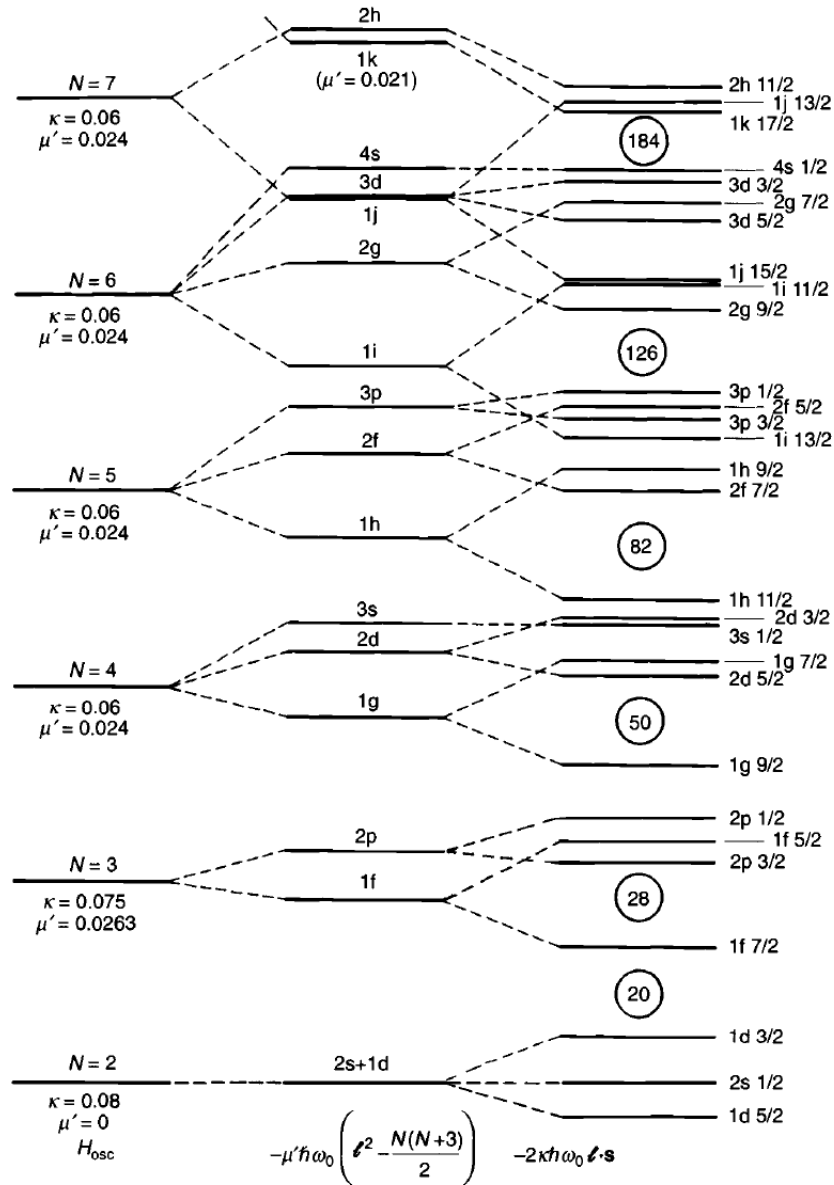
$$V_{\ell.s} = -V_{\ell s} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \ell.s. \quad (3.4)$$

Хамилтонианът се записва във вида

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \frac{1}{2} M\omega_0^2 r^2 - C \ell.s - D (\ell^2 - \langle \ell^2 \rangle_N), \quad (3.5)$$

където $C = 2\kappa\hbar\omega_0$, $D = \mu'\hbar\omega_0$. Ефектът от добавянето на отделните членове в него е представен на фиг. 3.1.

Типични едночастични характеристики в областта $A \sim 100$ се наблюдават в ядра, разположени непосредствено до $Z = 50$ и $N = 50$. При числа на запълване далеч от магичните числа обаче бързо се засилва ролята на остатъчното взаимодействие и предсказанията на слоистия



Фигура 3.1: Ефекти от добавянето на различните членове в Хамилтониана (3.5). Вляво е представен енергетичният спектър на чистия хармоничен осцилатор. В средата е показан ефектът от добавянето на член, пропорционален на $-(\ell^2 - \langle \ell^2 \rangle_N)$, а вдясно е представен спектърът при отчитане и на спин-орбиталното взаимодействие [17].

модел се различават от експерименталните резултати. Взаимодействията между валентните нуклони, както и взаимодействията им с ядрата, придобиват по-съществено значение и водят до нови типове възбуждане [3, 4, 6, 9, 17].

3.2 Деформиран слоист модел

Хамилтонианът (3.5), чрез който се възпроизвеждат едночастичните орбитали в сферичния слоист модел, може да се обобщи за случай на несферичен потенциал. Такива ситуации се появяват в ядра, чиито числа на запълване са далеч от магичните числа. В обобщението за несферичен потенциал се използва идеята за анизотропен хармоничен осцилатор, предложена от Нилсон [18]. За определяне на деформация от вида на ротационен елипсоид се разглежда хармоничен осцилатор с честота по оста z , различна от тази по другите две оси x и y ($\omega_z \neq \omega_{\perp} = \omega_x = \omega_y$). Дефинира се параметърът на удължаване ε :

$$\omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right), \quad (3.6)$$

$$\omega_{\perp} = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon\right),$$

където ω_0 зависи от ε , като е в сила условието за запазване на обема на ядрената материя $\omega_x \omega_y \omega_z = \text{const} = \omega_0^3$. Параметърът ε се определя от $\varepsilon = (\omega_{\perp} - \omega_z)/\omega_0$. Положителни стойности на ε дефинират издължени форми (*prolate*), докато отрицателни - сплеснати форми (*oblate*).

В случай на малки деформации ε Хамилтонианът [17] може да бъде записан като

$$H = H_0 + \varepsilon h' + O(\varepsilon^2) + \dots, \quad (3.7)$$

където с H_0 е обозначен Хамилтонианът на сферичния слоист модел, а

$$\varepsilon h' = \varepsilon \frac{M}{2} \omega_0^2 \frac{2}{3} (x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (3.8)$$

При големи деформации представянето на члена, зависещ от ε , като пертурбация не е приложимо. По-малко е влиянието на спин-орбиталния и ℓ^2 -членовете в потенциала. Те могат да бъдат третирани като пертурбация H' в представянето:

$$H = H_{osc} + H' = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \frac{M}{2} (\omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + H'. \quad (3.9)$$

На практика голяма деформация означава голяма разлика между честотите на осцилатора по оста на симетрия z и осите x и y . Осцилациите по оста z са декуплирани. Собствените стойности на анизотропния хармоничен осцилатор обуславят асимптотичните енергии

$$E(n_x, n_y, n_z) = \hbar \omega_x (N - n_z + 1) + \hbar \omega_z \left(n_z + \frac{1}{2}\right). \quad (3.10)$$

Едночастичните състояния се описват от Ω^{π} (Ω е проекцията на пълния ъглов момент по оста z и е запазващо се квантово число) и асимптотичните квантови числа N, n_z, Λ . С Λ е означена проекцията на ℓ по оста на симетрия. Означението $\Omega^{\pi}[N, n_z, \Lambda]$ е широко използвано при

обозначаване на орбиталите в модела на Нилсон. Зависимостта на енергиите на едночастичните орбитали от деформацията се представя в т.нар. диаграми на Нилсон. Такава диаграма за неутрони в областта $50 \leq N \leq 82$ е представена на фиг. 3.2.

В по-обобщена форма потенциалът може да описва не само елипсоидални форми, а и деформации от по-висок порядък.

При силно деформирани ядра е достатъчно разглеждането на аксиално симетрични форми. В нуклиди, които се намират в преходни региони, е нужно да се вземат предвид и отклонения, водещи до триаксиалност. Аксиално асиметричните форми могат да се представят в рамките на хармоничен осцилатор с различни честоти по всички оси ($\omega_x \neq \omega_y \neq \omega_z$):

$$V = \frac{1}{2}M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (3.11)$$

В нечетните деформирани ядра често се наблюдават ефекти на взаимодействие на едночастичните и колективните степени на свобода. Съответно това води до конфигурации на аксиално симетричен или асиметричен ротор и куплирана към него валентна частица.

3.3 Вибрационни движения

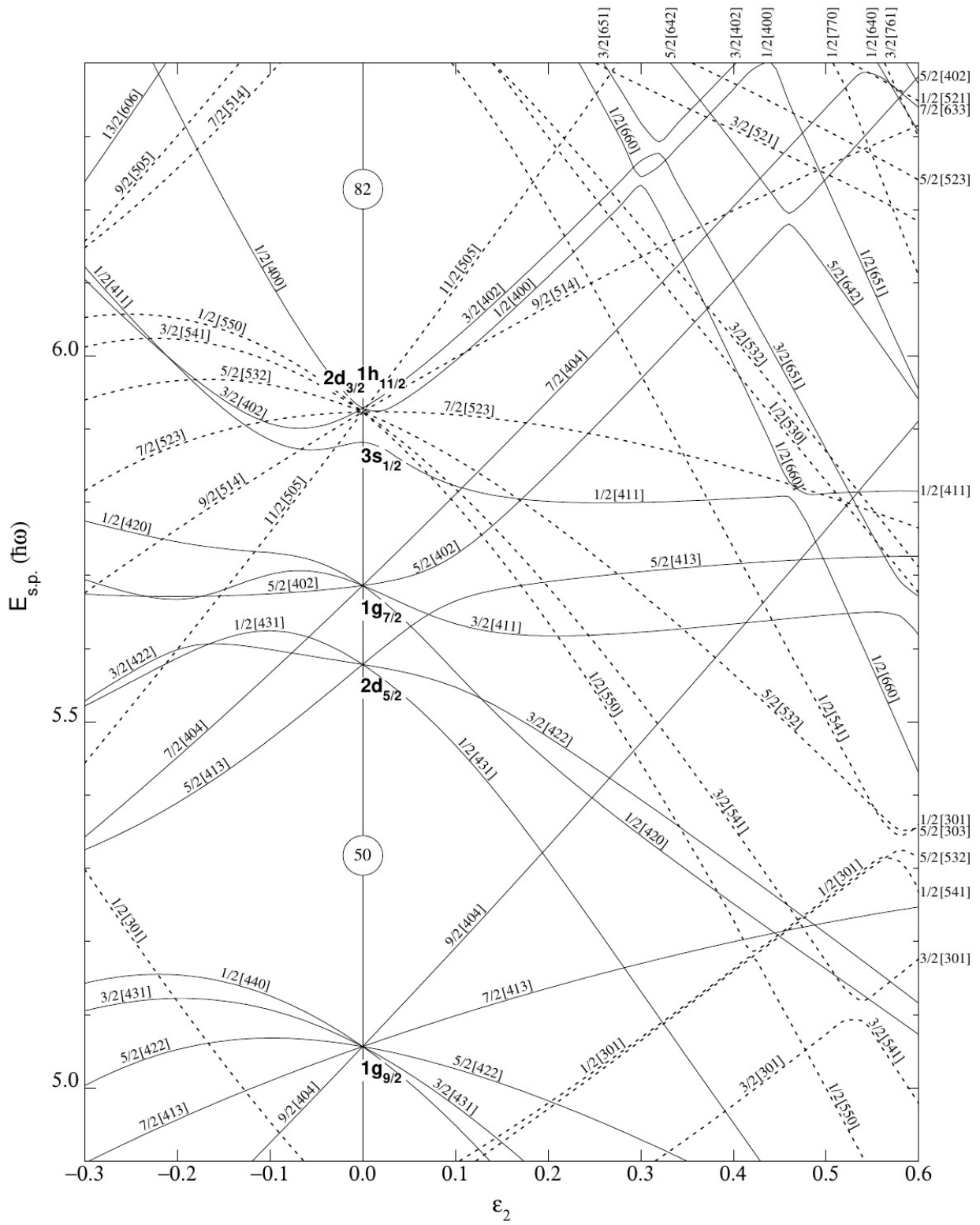
С отдалечаване от магичните числа броят взаимодействия между частиците нараства. Проявяват се колективни възбуждания на групи нуклони с вероятности за преходи по-големи от едночастичните. Увеличаването на броя валентни частици води до намаляване на стабилността на сферичната форма на ядрата. При малък брой нуклони извън четно-четната ядка се наблюдават възбуждания, свързани с вибрационни движения около сферично симетричната форма. С увеличаването на броя валентни нуклони е възможна постоянна деформация в основното състояние и осъществяване на ротационни движения със съответните им характеристики.

При параметризирането на тези колективни степени на свобода е подходящо повърхността на ядрото да бъде представена в ред с помощта на сферичните хармоники:

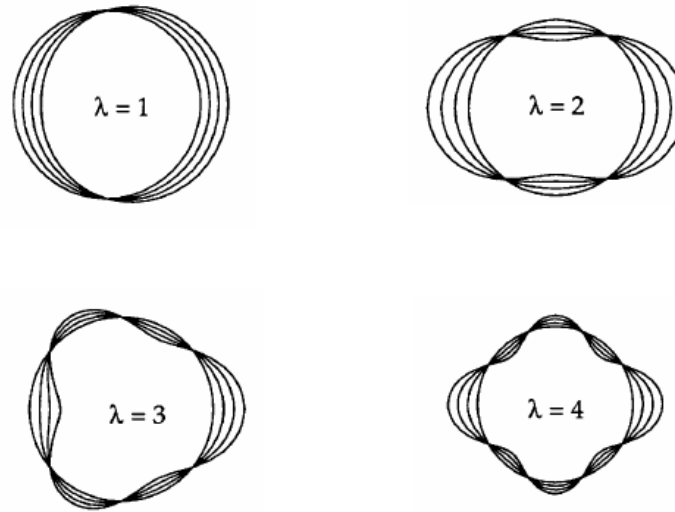
$$R(\theta, \phi, t) = R_{av} \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^*(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right), \quad (3.12)$$

където $R_{av} = R_0 A^{1/3}$ е радиусът на сферичното ядро при нулева стойност на зависещите от времето параметри на формата $\alpha_{\lambda\mu}^*$. Параметрите $\alpha_{\lambda\mu}^*$ служат като колективни координати и описват различните типове вибрационни движения. Основен интерес представляват първите няколко от тях. Деформацията на ядрената повърхност при стойности $\lambda = 1, 2, 3, 4$ е представена на фиг. 3.3.

При $\lambda = 0$ ненулевата стойност на единственият параметър $\alpha_{00}(t)$ отговаря на промяна на



Фигура 3.2: Диаграма на Нилсон, показваща едночастичните орбитали за неутрони в областта $50 \leq N \leq 82$ ($\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$) [18].



Фигура 3.3: Типове вибрационни движения в зависимост от стойността на мултиполността, означена с λ [19].

радиуса на сферичното ядро. и т. нар. *дихателни движения*. Поради несвиваемостта на ядрената материя, подобни моди на възбуждане се наблюдават при високи енергии. Членовете в разложението с $\lambda = 1$ са свързани с трансляция на ядрото като цяло и често се изключват от (3.12), защото не описват вътрешно възбуждане и не водят до промяна на формата.

Първият член в разложението, който генерира промяна във формата и съответно нисколежащи колективни възбуждания, е $\lambda = 2$. Той води до появата на квадруполни вибрационни движения. На тях отговарят пет параметъра $\alpha_{22}, \alpha_{21}, \alpha_{20}, \alpha_{2-1}, \alpha_{2-2}$. При преминаване от лабораторна координатна система към координатна система, свързана с ядрото, от съображения за симетрия само два от тях ($\alpha'_{22} = \alpha'_{2-2}, \alpha'_{20}$) остават независими и заедно с Ойлеровите ъгли ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) са достатъчни за пълно описание на системата.

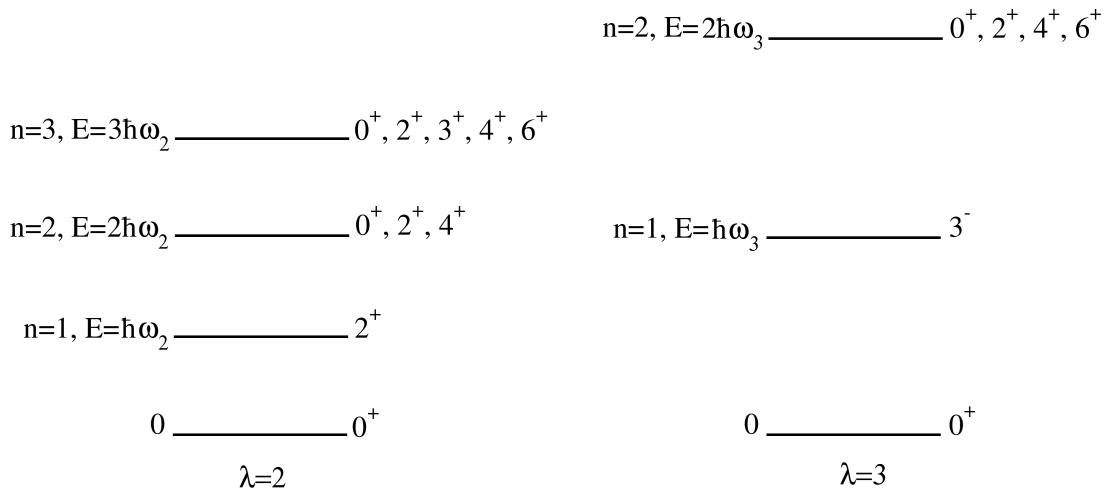
При квадруполни деформации е удобно да бъдат въведени координатите на Хил-Уилър β и γ :

$$\alpha'_{20} = \beta \cos \gamma, \tag{3.13}$$

$$\alpha'_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma.$$

Параметърът β определя общата квадруполна деформация на ядрото, а γ – отклонението от аксиално симетрична форма. Различават се конфигурации на изтеглен (*prolate*) и сплеснат (*oblate*) елипсоид. Поради съображения за симетрия интервалът $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ е достатъчен за описание на всички възможни квадруполни форми [19].

Стойността $\lambda = 3$ отговаря на октуполни деформации, свързани с ивици с отрицателна



Фигура 3.4: Енергетичен спектър на хармонични квадруполни ($\lambda = 2$) и октуполни ($\lambda = 3$) повърхностни вибрации.

четност. Деформации от хексадекаполен тип ($\lambda = 4$) са важни за някои конкретни ядрени конфигурации, докато възбуждания от по-висока мултиполност на практика нямат съществено значение.

Нисколежащите колективни вибрации се описват от малки осцилации около равновесна сферична форма, при които Хамилтонианът на системата има вида:

$$H = T + V = \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu} (B_{\lambda} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2), \quad (3.14)$$

където B_{λ} се нарича масов параметър, а C_{λ} - параметър на еластичност. В действителност Хамилтонианът представлява сума от хармонични осцилатори с честоти $\omega_{\lambda} = \sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$. Стойностите на енергиите на повърхностните вибрации се изразяват от енергиите на отделните хармонични осцилатори:

$$E = \sum_{\lambda, \mu} \left(n_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{\lambda}. \quad (3.15)$$

Възбудените състояния, дължащи се на вибрационни движения на ядрената материя, се разглеждат в т.нар. *фононен* формализъм. Броят на фононите от определена мултиполност определя характеристиките на възбудените състояния на системата [3, 19].

На фиг. 3.4 е изобразен спектър на повърхностни хармонични вибрации. Представени са състояния при квадруполни и октуполни възбуждания. Те са еквиливантни за съответната мултиполност, като е характерно израждане по енергия. В голям брой ядра се наблюдават ха-

рактеристиките на вибрационна структура, но не в чиста форма на хармоничен осцилатор, а с влияние и от други степени на свобода. Състоянията от мултиплета, отговарящ на два квадруполни фонона, е различим като близки по енергия състояния с ъглов момент и четност 0^+ , 2^+ , 4^+ . Израздането по енергия е снето, което показва наличието на анхармонични ефекти. Тяхното изследване е трудно, но като цяло вибрационната структура е отличима в сферични ядра, намиращи се в близост до запълнените слоеве. Структури, свързани с вибрационно поведение, се наблюдават в изотопичните вериги на Cd, Pd, Ru.

При представяне на вибрационните възбуждания като фонони за преходите е в сила изискването $\Delta N_{ph} = \pm 1$, където N_{ph} е броят фонони. Вероятностите за преходи между състояния с разлика от един фонон зависят от коефициентите на родство (*coefficients of fractional parentage*), описващи различните възможности за куплиране на фононите до даден общ ъглов момент. При преход от състояние с два квадруполни фонона към такова с един стойностите на редуцираните вероятности са два пъти по-високи от тези при унищожаване на единствен квадруполен фонон. Това дава добра основа за сравнение с експериментални $B(E2)$ стойности на нисколежащи възбуждания в четно-четните ядра [9].

3.4 Ротационни движения

С увеличаване на броя валентни частици в много ядра се достига до стабилна деформация на основното състояние с аксиална симетрия. Едно от главните свойства на деформираните ядра е, че могат да извършват ротационни движения около ос, перпендикулярна на оста на симетрия. Такъв тип движения се отличават с ротационни ивици в енергетичния спектър. Освен тях са характерни и високи квадруполните моменти и $B(E2)$ стойности, които не могат да бъдат възпроизведени лесно в слоистия модел.

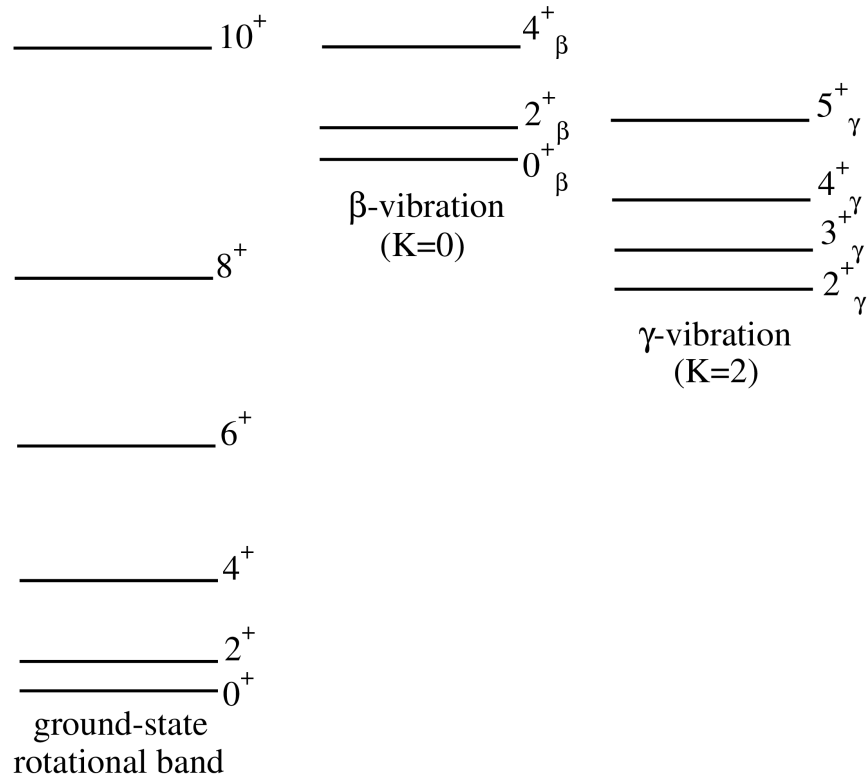
В много случаи деформираното ядро може да се разглежда като елипсоид, две от осите на който са еднакви. Такава форма се описва от зависимостта

$$R(\theta, \phi) = R_{av}(1 + \beta Y_{20}(\cos \theta)), \quad (3.16)$$

където β е параметърът на квадруполна деформация на ядрото. Тя се изразява чрез разликата между голямата и малката полуоси на елипсата ΔR и радиуса $R_{av} = R_0 A^{1/3}$:

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{av}}. \quad (3.17)$$

От класическата механика е известно, че кинетичната енергия на въртящо се тяло е $E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2$, където с \mathcal{J} е означен инерчният момент на тялото, а с ω - ъгловата му скорост. Използвайки зависимостта за ъгловия момент $\ell = \mathcal{J} \omega$ и квантовомеханичния му характер в ядрените системи, за енергетичните състояния с ъглов момент J в основната ивица на четно-четни



Фигура 3.5: Характерен енергетичен спектър на деформирано четно-четно ядро, включващ основна ротационна ивица и β - и γ -ивици.

ядра се получава зависимостта:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J+1). \quad (3.18)$$

С нарастване на J се формират ротационни ивици с четен спин и положителна четност, в които състоянията имат енергетично отстояние, определено от (3.18). Структурата им и особено отношението $R_{4/2} = E_{4^+}/E_{2^+} = 3.33$ са едни от основните характеристики при експерименталното разпознаване на колективните ротации.

Ротационни движения могат да бъдат изградени върху вътрешни възбуждания от колективен или едночастичен характер. В подобни случаи енергетичната зависимост в ивиците се определя от

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (J(J+1) - K(K+1)), \quad (3.19)$$

където с K е означена проекцията на пълния ъглов момент върху оста на симетрия. При стойност $K = 0$ изразът (3.19) се свежда до (3.18).

Най-разпространените вибрационни движения имат квадруполен характер. Квадруполните вибрации в деформираните ядра биват два типа, наречени β - и γ -вибрации. При β -

вибрациите $K = 0$ и има изменения в стойността на квадруполната деформация β . При γ -вибрациите $K = 2$, промените са в стойностите на γ параметъра и отговарят на отклонения от аксиално симетричната форма. В следствие на тези движения често се различават съответни β - и γ -ивици. Структурата на четно-четно ядро с основна ротационна ивица и β - и γ -ивици е представена на фиг. 3.5.

Съгласно представянето на вибрациите като фонони, състоянията могат да се разпаднат с E2 преходи към основното състояние. Преходи между β - и γ -ивиците обаче не са възможни, тъй като включват едновременно унищожаването на един и създаването на друг фонон. Често взаимодействието на ротационните и вибрационните движения се изследва чрез B(E2) стойностите за двойки преходи, разреждащи дадено състояние до две други еднотипни възбуждания. При тези условия отношенията зависят изцяло от коефициентите на Клебш-Гордън и са известни като правила на Алага [9]:

$$\frac{B(E2 : J_i \rightarrow J_f)}{B(E2 : J_i \rightarrow J'_f)} = \frac{\langle J_i K_i 2 \Delta K | J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i K_i 2 \Delta K | J'_f K_f \rangle^2}. \quad (3.20)$$

Те са независими по отношение на вътрешната структура на възбужданията. Въз основа на тях е възможно да се установят стойностите на проекцията върху оста на симетрия K за определени състояния. Освен това тези отношения са чувствителни към смесването на ивиците и могат да бъдат използвани за детайлно изследване на ядрената структура [6, 7, 9, 12].

3.5 Преходни ядра и триаксиалност

Еволюцията на вътрешната структура на ядрата води до промени във вида на възбужданията. В преходните региони между сферична форма на ядрото и стабилна квадруполна деформация в основното състояние често възникват сложни конфигурации. Наблюдават се отклонения от аксиално симетричните форми, които могат да бъдат описани от моделите на твърд триаксиален ротор [20] и γ -нестабилни ядра [21].

В модела на Давидов за твърд триаксиален ротор потенциалът има фиксирана стойност на параметъра γ и ядрото приема форма, отговаряща на нея. Нарушаването на аксиалната симетрия не влияе съществено на структурата на основната ротационна ивица, но води до появата на нови състояния. При увеличаване на стойността на γ по-ниско по енергия се наблюдават състоянията с $J^\pi = 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, \dots$. За разлика от основната ивица тяхното поведение е силно зависимо от γ . Отношението на енергиите на първите 2^+ състояния се изменя в широки граници и от него може да бъде получена информация за стойността на γ , посредством зависимостта

$$\frac{E_{2_2^+}}{E_{2_1^+}} = \frac{(1 + X)}{(1 - X)}, \quad (3.21)$$

където с X е означен параметърът

$$X = \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)}. \quad (3.22)$$

При $\gamma \rightarrow 0^\circ$ параметърът $X \rightarrow 1$ и съответно $E_{2_2^+}/E_{2_1^+} \rightarrow \infty$.

Отношението $B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 2_{1^+})/B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 0_{1^+})$ също е чувствително към степента на отклонение от аксиална симетрия. То се определя от зависимостта

$$\frac{B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 2_{1^+})}{B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 0_{1^+})} = \frac{\frac{10}{7} \left(\frac{\sin^2(3\gamma)}{9X^2} \right)}{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{3X} \right)}. \quad (3.23)$$

Стойността на това отношение нараства с увеличаване на γ . При достигане на $\gamma = 30^\circ$ е в сила $B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 2_{1^+})/B(E2; 2_{2^+} \rightarrow 0_{1^+}) \rightarrow \infty$. Редуцираните вероятности за редица преходи в модела на триаксиален твърд ротор също зависят от параметъра γ . Тези в основната ивица не се влияят съществено от изменението му, но преходите, свързани с появяващите се аномални състояния, имат характерни особености. Някои от тях имат $B(E2) = 0$ при $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 30^\circ$, но малки стойности при $0^\circ < \gamma < 30^\circ$. Други са свързани с особеностите на модела при $\gamma = 30^\circ$ и от нулеви стойности при $\gamma = 0^\circ$ бързо нарастват в околността $\gamma \approx 30^\circ$ [9].

Отклоненията от аксиална симетрия могат да бъдат разглеждани и в рамките на потенциал $V(\beta, \gamma)$, при който γ може с еднаква вероятност да заема всички стойности в интервала $[0^\circ - 60^\circ]$. В такъв случай ядрото представлява γ -нестабилен ротор с плавни осцилации в диапазона $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ и $\gamma_{rms} = 30^\circ$ [21]. Енергетичният спектър на такива ядра се определя от зависимостта

$$E_{WJ} = \vartheta \Lambda(\Lambda + 3), \quad (3.24)$$

където $\vartheta = \text{const}$. В поредицата от състояния с най-ниска енергия за даден ъглов момент $J = 2\Lambda$. Спектърът има различни енергетичните отстояния на нивата от тези, характерните за аксиално симетрични ротационни ядра. Стойността на параметъра $R_{4/2} = E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ е 2.5, за разлика от $R_{4/2} = 3.33$ за аксиално симетричен ротор.

В рамките на модела на γ -нестабилни ядра се извеждат и правила на подбор за E2 преходите, свързващи различните възбудени състояния. В сила е условието $\Delta\Lambda = \pm 1$. Сравнение със свойствата на твърдия асиметричен ротор показва съгласуваност с него при фиксирана стойност от $\gamma = 30^\circ$. Характерни са и прилики с вибрационния модел като израждането по енергия на състоянията и някои от правилата на подбор за преходите.

Въпреки приликите в моделите на твърд асиметричен ротор и γ -нестабилни ядра, има различия, които могат да бъдат използвани при определяне на типа триаксиалност. На фиг. 3.6 са представени енергетичните спектри, съответстващи на твърд асиметричен ротор при $\gamma = 30^\circ$

γ -rigid ARM ($\gamma=30^\circ$)	γ -unstable
8^+ —	8^+ — \equiv 5^+ 6^+ 4
6^+ — \equiv 4^+ 5^+	6^+ — \equiv 3^+ 4^+ 3
4^+ — \equiv 2^+ 3^+	4^+ — \equiv 1^+ 2^+ 2
2^+ — \equiv 0^+ γ	2^+ — \equiv 0^+ γ 1
0^+ — GSB	0^+ — GSB Λ

Фигура 3.6: Сравнение между енергетичните спектри на твърд асиметричен ротор с $\gamma = 30^\circ$ и γ -нестабилно ядро. Характерните разлики в конфигурациите на γ -ивиците позволяват да бъде определен типа триаксиалност в експериментално наблюдавани ядра [22].

и γ -нестабилно ядро с представени нива в конфигурация на ивици.

Групирането на състоянията при ниски ъглови моменти в γ -ивиците има противоположно поведение в двата модела. В модела на твърд триаксиален ротор са различни двойките от състояния $(2^+, 3^+)$, $(4^+, 5^+)$. При γ -нестабилно ядро двойките $(3^+, 4^+)$, $(5^+, 6^+)$ се оформят в следствие на изрждането при тези състояния.

За различаване на конфигурацията в γ -ивиците често при сравнение с моделните изчисления се използва т.нар. *staggering* индекс, дефиниран като

$$S(J, J-1, J-2) = \frac{(E_J - E_{J-1}) - (E_{J-1} - E_J)}{E_{2_1^+}}. \quad (3.25)$$

При разглеждане на 2_2^+ , 3_1^+ и 4_2^+ състоянията от γ -ивицата

$$S(4, 3, 2) = \frac{(E_{4_2^+} - E_{3_1^+}) - (E_{3_1^+} - E_{2_2^+})}{E_{2_1^+}}. \quad (3.26)$$

В рамките на различни модели той проявява определени стойности, които могат да бъдат изчислени. За моделите на вибрационно ядро, аксиално симетричен и асиметричен твърд

ротор и γ -нестабилно ядро *staggering* индексът приема стойности [9]:

$$\begin{aligned}
 S(4, 3, 2) &= -1 \quad (\text{вибрационно ядро}); \\
 S(4, 3, 2) &= -2 \quad (\gamma\text{-нестабилно ядро}); \\
 S(4, 3, 2) &= \frac{5}{3} \quad (\text{триаксиален твърд ротор, } \gamma = 30^\circ); \\
 S(4, 3, 2) &= \frac{1}{3} \quad (\text{аксиално симетричен ротор}).
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Параметърът $S(4, 3, 2)$ позволява не само изследването в граничните случаи на тези няколко конфигурации, но и в преходните области между тях.

3.6 Модел на твърд ротор плюс частица

Често нечетните ядра могат да се разглеждат в рамките на куплиране на валентната частица към деформирана четно-четна ядка, извършваща ротационни движения. Пълният ъглов момент представлява сума от едночастичния ъглов момент \mathbf{j} и ъгловия момент, свързан с ротационното движение на деформираното ядро \mathbf{R} ($\mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{R}$). В аксиално симетричния случай Хамилтонианът може да бъде представен като

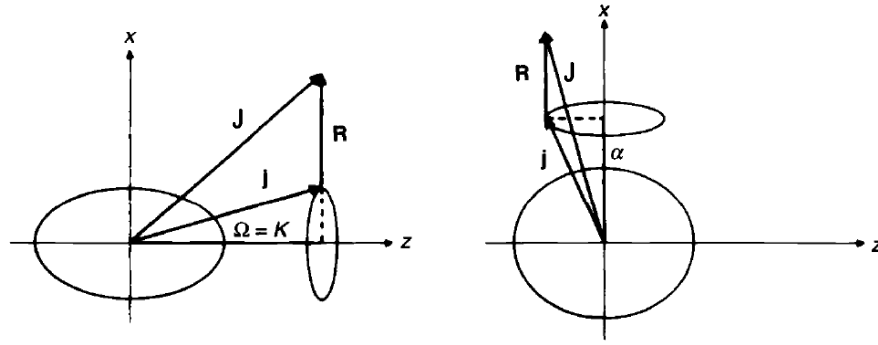
$$\begin{aligned}
 H_{rot} &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \mathbf{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} ((J_1^2 - j_1^2) + (J_2^2 - j_2^2)) \\
 &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (\mathbf{J}^2 - J_3^2 + (j_1^2 + j_2^2) - (J_+ j_- + J_- j_+)),
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

където третата ос е оста на симетрия. Членът $(J_+ j_- + J_- j_+)$ задава куплирането на движението на частицата към ротационното движение и класически отговаря на Кориолисовите и центробежни сили [17]. Възможни са две схеми на куплиране, представени на фиг. 3.7.

Схемата на фиг. 3.7 (а) илюстрира конфигурацията на деформационно ориентиране. В нея разцепването на едночастичните нива при различни стойности на Ω е голямо в сравнение с Кориолисовото взаимодействие. Проекцията на пълния ъглов момент върху оста на симетрия съвпада с проекцията на едночастичния ъглов момент ($\Omega = K$). В такъв случай K е добро квантово число и в енергетичните спектри се появяват ротационни ивици с последователност $J = K, K + 1, K + 2, K + 3, \dots$. В най-общ вид енергиите на състоянията се задават от зависимостта:

$$E_{JK} = E_K + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left(J(J + 1) - K^2 + \delta_{K\frac{1}{2}} a (-1)^{J+\frac{1}{2}} \left(J + \frac{1}{2} \right) \right), \tag{3.29}$$

където E_K е енергията на главата на ивицата, а a е т.н. параметър на декуплиране, който има



Фигура 3.7: Схеми на куплиране на нечетна частица към аксиално симетрично ротационно ядро: (a) деформационно ориентиране; (b) ротационно ориентиране [17].

определена стойност за всяка различна орбитала с $\Omega = \frac{1}{2}$.

В случаи, когато деформацията на ядрото не е голяма или ротационните движения се характеризират с високи честоти на въртене, е възможно Кориолисовите сили да са достатъчно силни, за да може куплирането на нуклона към четно-четната ядка да бъде пренебрежимо. Кориолисовото взаимодействие ориентира ъгловия момент на частицата j по посока на ротационния ъглов момент R (фиг. 3.7 (b)). K престава за бъде добро квантово число, т.е. не е запазваща се величина. В случая добро квантово число става проекцията върху ротационната ос α . Енергиите на състоянията в ивицата се задават от

$$\begin{aligned}
 E_{rot} &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (J(J+1) + j(j+1) - 2J\alpha) = \\
 &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} ((J-\alpha)(J-\alpha+1) + 2\alpha) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} R(R+1) + \text{const},
 \end{aligned}
 \tag{3.30}$$

където $R = J - \alpha$ описва колективното движение. В този случай енергетичното разстояние между нивата в ротационната ивица е идентично с това в съседното четно-четно ядро. Ивицата е изградена от състояния с ъглови моменти $J = j, j+2, j+4, \dots$. Експериментално често се наблюдава и последователността $J = j+1, j+3, j+5, \dots$, но тя е отместена по-високо по енергия [9, 17].

В преходни региони често се проявяват триаксиални форми на ядката. Такави конфигурации водят до усложняване на физичната картина. Дефинирани са три инерчни момента, различни от нула, и колективните ротационни движения могат да бъдат извършени около произволна ос [23].

3.7 Алгебрични ядрени модели

Алгебричните модели представляват алтернативен подход за описание на многочастичните ядрени системи. В настоящата работа са използвани моделите на взаимодействащите бозони и взаимодействащите бозони и фермиони.

3.7.1 Модел на взаимодействащите бозони

Моделът на взаимодействащите бозони (Interacting boson model, IBM) е широко използван модел за описание на спектроскопични характеристики на четно-четни ядра. Въпреки че в основата си се базира на няколко прости допускания, той представлява подход, чрез който могат да се проследят колективните феномени в голям брой ядра.

Основните положения в модела са, че възбудените състояния в четно-четни ядра могат да бъдат генерирани от s и d бозони, които имат съответно ъглов момент $\ell = 0$ и $\ell = 2$. Броят бозони се определя спрямо най-близкия запълнен слой, като е крайно число и е свързан с броя на валентните частици. В оригиналната версия на IBM не се разграничават протонните и неутронните бозони, докато в по-късни разработки на модела (IBM-2) неутроните и протоните се различават.

От прилагането на тези допускания се определят и връзките на модела с теория на групите. Докато s бозонът има само едно магнитно подсъстояние ($\ell = 0$), при d бозона ($\ell = 2$) са налични пет такива. Системата може да се разглежда в рамките на 6-мерно пространство и да бъде интерпретирана чрез използване структурата на $U(6)$ групата.

Хамилтонианът се изразява напълно чрез операторите за раждане и унищожение на s и d бозоните $s, s^\dagger, d, d^\dagger$. Съществуват различни представяния, като едно от най-често използваните е мултиполното:

$$H = \varepsilon n_d - \kappa' L^2 + \kappa'' P^\dagger P - \kappa Q^2 + a_3 T_3^2 + a_4 T_4^2, \quad (3.31)$$

където

$$\begin{aligned} n_d &= \sqrt{5} T_0, \quad L = \sqrt{10} T_1, \\ P &= \frac{1}{2} (\tilde{d}^2 - s^2), \\ Q &= (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi T_2, \\ T_l &= (d^\dagger \tilde{d})^{(l)}, \quad l = 0, 1, 2, 3, 4. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Операторът за E2 преходи в модела се представя като

$$T(E2) = e_B [(s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s) + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)}] = e_B Q, \quad (3.33)$$

където с e_B е означен ефективният бозонен заряд.

В оригиналната версия на IBM χ се третира като константа ($\chi = -\sqrt{7}/2$) в Хамилтониана, докато в оператора за E2 преходи се използва като свободен параметър. Редуциране на броя свободни параметри се постига в рамките на съгласувания Q формализъм (CQF) [24]. В него H се записва във формата

$$H = -\kappa Q^2 - \kappa' L^2. \quad (3.34)$$

Една и съща стойност се използва за χ както в Хамилтониана, така и в електромагнитния оператор за E2 преходи. Съгласуваният Q формализъм описва успешно ядра, при които се наблюдава преход от форма на аксиално симетричен ротор към γ -меко ядро.

В IBM се отличават три гранични случая. Те са свързани пряко с т.нар. динамични симетрии и със структурата на групите, на които отговарят. Квантовите числа, описващи системите, се определят от схемите на редуциране на главната група $U(6)$, свързана с така дефинираните бозонни конфигурации. Ротационната инвариантност изисква включването на $O(3)$ групата във всяка възможна схема на редуциране. Това обуславя съществуването на единствено три възможни вериги, които имат вида

$$(I) \quad U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3)$$

$$(II) \quad U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \quad (3.35)$$

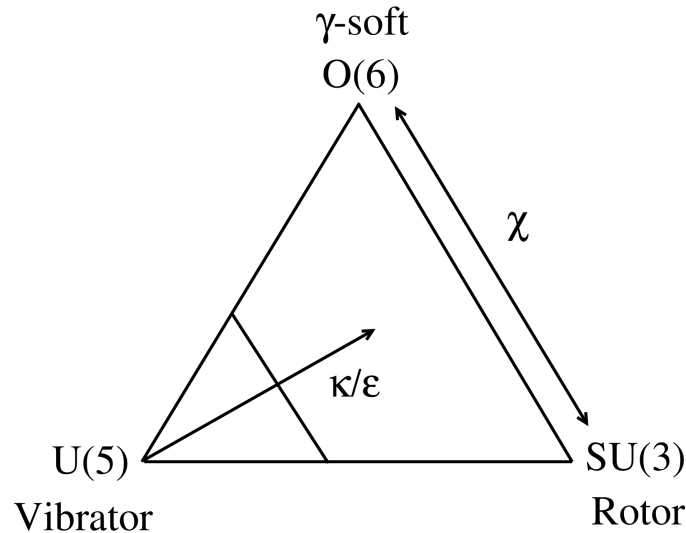
$$(III) \quad U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)$$

Физическата интерпретация на $U(5)$ границата на IBM е свързана със структурата на анхармоничен вибратор. Снемането на израждането във веригата (I) води до енергетичен спектър с характерната вибрационна структура. Основната разлика между геометричното представяне и IBM е свързана с крайния общ брой на бозоните. Това има отражение както върху базисните състояния, така и върху максималния ъглов момент, който може да бъде генериран в рамките на бозонното представяне ($J_{max} = 2N$).

Границата (II) отговаря на структурата на деформирано ротационно ядро. В такава конфигурация основна роля има квадруполният член в Хамилтониана. $SU(3)$ е специален случай на деформирано ротационно ядро, в което има израждане на β - и γ -ивиците, а параметърът $\chi = -\sqrt{7}/2$.

$O(6)$ симетрията в границата (III) е свързана с характеристиките на γ -меки ядра. От съществено значение са разликите между $O(6)$ и $U(5)$ както в енергетичните схеми на състоянията, така и в абсолютните вероятности за преход.

Трите динамични симетрии могат да бъдат представени схематично, както е показано на фиг. 3.8. Моделът на взаимодействащите бозони описва не само трите гранични случая, но



Фигура 3.8: Схематично представяне на трите гранични случая в IBM [9].

и преходите между тях чрез промяна на моделните параметри. Това го прави приложим за голям набор от ядра и позволява да бъде проследена еволюцията на колективността [9, 25–27].

3.7.2 Модел на взаимодействащите бозони и фермиони

Моделът на взаимодействащите бозони и фермиони (Interacting boson-fermion model, IBFM) е базиран на IBM. Той включва куплиране на нечетен нуклон към четно-четната ядка, описана с IBM. По този начин представеният алгебричен подход има приложимост и за нуклиди с нечетни масови числа. Възможно е и отчитането на фермион-фермионно взаимодействие при разглеждането на нечетно-нечетни ядра.

Подобно на IBM, симетриите имат важно значение в модела на взаимодействащите бозони и фермиони. Трите динамични симетрии, характерни за бозонните системи, се проявяват и при алгебричния подход в IBFM, но структурата зависи и от едночастичните степени на свобода, свързани с нечетните нуклони.

Основните градивни елементи на IBFM са N на брой s и d бозона (с които се моделира четно-четната ядка) и фермиони, разположени на едночастични орбитали с j, j', j'', \dots . Състоянията, разположени ниско по енергия в нечетни ядра с $2N+1$ валентни нуклона, се интерпретират като N -бозонни състояния, куплирани към нечетния нуклон.

Хамилтонианът на модела има отделни бозонна (H_B) и фермионна (H_F) части, както и

бозон-фермионно взаимодействие (V_{BF}):

$$H = H_B + H_F + V_{BF}. \quad (3.36)$$

Бозонната част включва Хамилтониана, свързан с IBM описанието на четно-четната ядка. В случай на куплиране на единствен нуклон фермионната част H_F е представена от

$$H_F = \sum_j E_j n_j, \quad (3.37)$$

където с E_j са отбелязани квазичастичните енергии на едночастичните орбитали в рамките на слоистия модел. Ако повече от един фермиона са куплирани към ядката, взаимодействието между тях също трябва да бъде включено в H_F . Третият член в Хамилтониана представя бозон-фермионното взаимодействие, което в приближение може да бъде разглеждано като двучастично:

$$V_{BF} = \sum_{lj'l'j'J} v_{lj'l'j'J}^J \left((b_l^\dagger \times a_j^\dagger)^{(J)} \times (\tilde{b}_{l'} \times \tilde{a}_{j'})^{(J)} \right)_0^{(0)}. \quad (3.38)$$

Това бозон-фермионно взаимодействие е прекалено общо за използване във феноменологичен анализ. Опростена форма може да бъде записана във вида:

$$V_{BF} = \sum_j A_j n_d n_j + \sum_{jj'} \Gamma_{jj'} (Q \cdot (a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(2)}) + \sum_{jj'j''} \Lambda_{jj'j''}^{j''} : ((d^\dagger \tilde{a}_j)^{(j'')} \times (\tilde{d} a_{j'}^\dagger)^{(j'')})_0^{(0)} : \quad (3.39)$$

Тя включва монополен, квадруполен и обменен член [28, 29]. От микроскопични съображения броят на свободните параметри в модела може да бъде редуциран. Често се използва параметризацията [30]:

$$\begin{aligned} A_j &= A_0, \\ \Gamma_{jj'} &= \Gamma_0 (u_j u_{j'} - v_j v_{j'}) \langle j \| Y^{(2)} \| j' \rangle, \\ \Lambda_{jj'j''}^{j''} &= -2\sqrt{5} \Lambda_0 \beta_{jj''} \beta_{j''j'} / (2j'' + 1)^{1/2} (E_j + E_{j''} - \hbar\omega), \end{aligned} \quad (3.40)$$

където

$$\begin{aligned} \beta_{jj'} &= \langle j \| Y^{(2)} \| j' \rangle (u_j v_{j'} + v_j u_{j'}), \\ u_j^2 &= 1 - v_j^2. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Величините v_j^2 представляват вероятностите за запълване на едночастичните орбитали j . В подобен подход в модела A_0, Λ_0, Γ_0 са свободни параметри [26, 27, 30, 31].

Едночастичните степени на свобода могат да бъдат изучени на базата на спектроскопич-

ни фактори за реакции с трансфер на нуклони.

Операторът за трансфер на един нуклон между ядра с еднакъв брой бозони в IBFM има вида [29, 30]:

$$c_j^\dagger = (u_j a_j^\dagger - \sum_{j'} \frac{v_j}{\sqrt{N_\pi}} \sqrt{\frac{10}{2j+1}} \frac{N_\pi}{N} \cdot \beta_{j'j} (K_\beta)^{-1} s^\dagger (\tilde{d} a_{j'}^\dagger)^{(j)}) / K_j, \quad (3.42)$$

където $\beta_{jj'}$ има връзка с $\langle j || Y_2 || j' \rangle$ посредством уравнение (3.41), а

$$K_\beta^2 = \sum_{jj'} \beta_{jj'}^2. \quad (3.43)$$

Нормировъчният коефициент K_j се определя от условието

$$\sum_{odd} \langle odd(A+1) | c_j^\dagger | even(A)_{gs} \rangle^2 = (2j+1) u_j^2, \quad (3.44)$$

при сумиране по всички нива за даден ъглов момент в нечетното ядро.

Спектроскопични фактори се изчисляват с помощта на израза

$$S = \langle odd(A+1) | |c_j^\dagger| | even(A)_{gs} \rangle^2, \quad (3.45)$$

с прилагане на подходящата нормировка, за да са изпълнени правилата за сумирането им.

В IBFM могат да се пресметнат различни електромагнитни характеристики на ядрата. Операторът за E2 преходи има вида

$$T(E2) = e_B ((s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s)^{(2)} + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)}) - e_F \sum_{jj'} (u_j u_{j'} - v_j v_{j'}) \langle j || Y^{(2)} || j' \rangle \times [(a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(2)} + c.c.], \quad (3.46)$$

където параметрите e_B и e_F означават съответно ефективния бозонен заряд и ефективния фермионен заряд.

Най-простият оператор за M1 преходи се записва като

$$T(M1) = \sqrt{\frac{90}{4\pi}} g_d (d^\dagger \tilde{d})^{(1)} - g_F \sum_{jj'} (u_j u_{j'} + v_j v_{j'}) \cdot \langle j || g_l + g_s s || j' \rangle \times [(a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(1)} + c.c.], \quad (3.47)$$

където g_d е ефективен g-фактор за d бозони, а g_F е фермионен g-фактор, който нормира орбиталните g_l и спиновите g_s фактори [30].

Чрез операторите $T(E2)$ и $T(M1)$ могат да бъдат определени електромагнитни моменти и редуцирани вероятности за преходи в ядрата.

Глава 4

Експериментални измервания

В настоящата работа е изследвана структурата на преходни ядра, разположени близо до или върху линията на бета-стабилност. За целта са проведени експерименти по измерване на времена на живот на нисколежащи състояния в изотопи на Cd, Ru, Mo. Схемите на разпадане на повечето от изследваните нуклиди са сравнително добре известни, но за много от нисколежащите състояния липсват данни за периодите на полуразпад.

Ядрата $^{103,105,107}\text{Cd}$, $^{99,101,103}\text{Ru}$ са изследвани чрез използване на експерименталната установка в Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Букурещ, Румъния. Потвърдени са някои известни стойности за периоди на полуразпадане и са определени други, неизвестни преди настоящото изследване.

При заселването на ядрата, които представляват интерес, са получени и четни изотопи на Cd и Ru чрез странични канали на реакциите. Някои времена на живот в тях също са потвърдени.

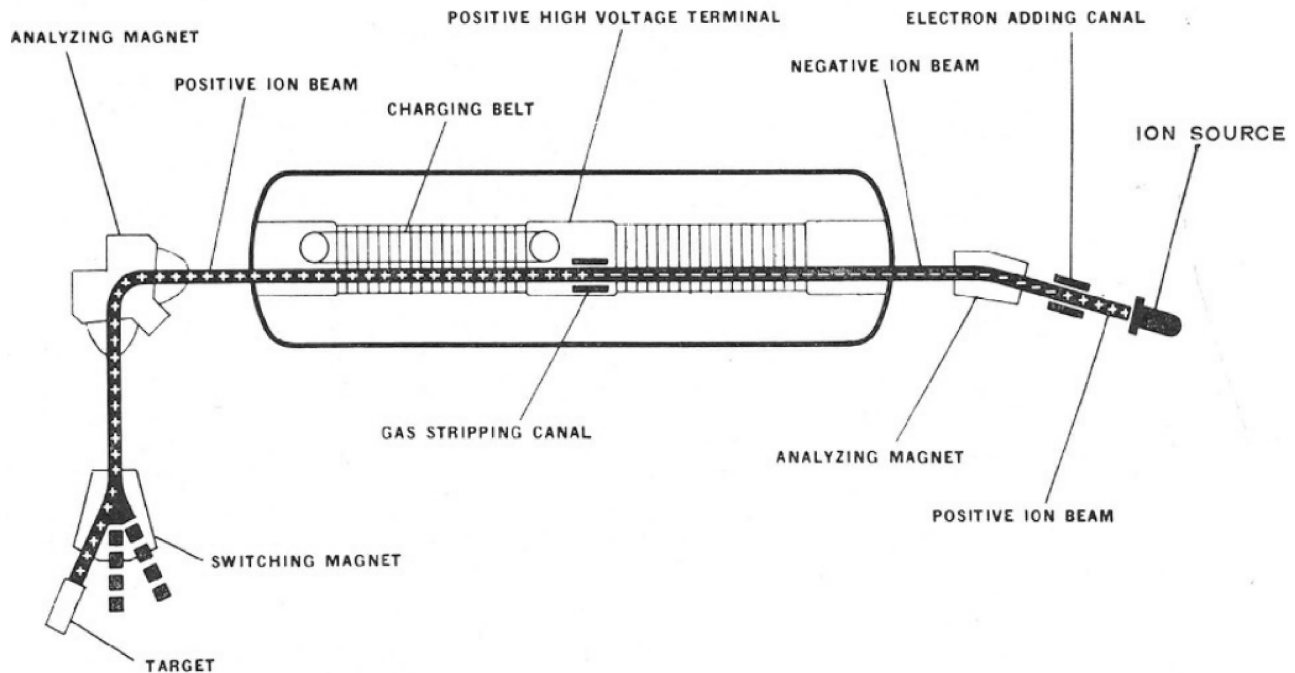
Представени са и резултати от експеримент по заселване на неутронно богати изотопи на Mo. Ядрата са получени в индуцирано делене, след бомбардиране на мишена от ^{241}Pu с неутрони. Измерванията са проведени в Institut Laue-Langevin (ILL), Гренобъл, Франция.

4.1 Експериментална установка в IFIN-HH

Основната част на настоящата работа е свързана със структурата на нисколежащите състояния в изотопите на Cd и Ru. Ядрата са заселени в $(^{12}\text{C}, 3n\gamma)$ и $(\alpha, n\gamma)$ реакции. Сноповете от частици са ускорени с помощта на тандемния 9 MV ускорител в IFIN-HH, Румъния.

4.1.1 Ускорителна система

Използвани са отрицателни йони, получени от наличните йонни източници (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering - SNICS II и Duoplasmatron). Отрицателните йони биват привлечени от положително заредена платформа, като за тандемния ускорител в IFIN-HH макси-



Фигура 4.1: Принцип на действие на типичен тандемен ускорител [32].

малната потенциална разлика е 9 MV. Голям брой от електроните в обвивката на йоните се освобождават при преминаването им през тънки въглеродни фолия. След премахването на $n + 1$ електрона отрицателните йони се превръщат в положителни със заряд ne . Съответно положително заредената платформа ги отблъсква и води до вторичното им ускоряване в същата посока на движение. Пълната кинетична енергия, която получават йоните при процеса на ускорение в тандемния ускорител, е:

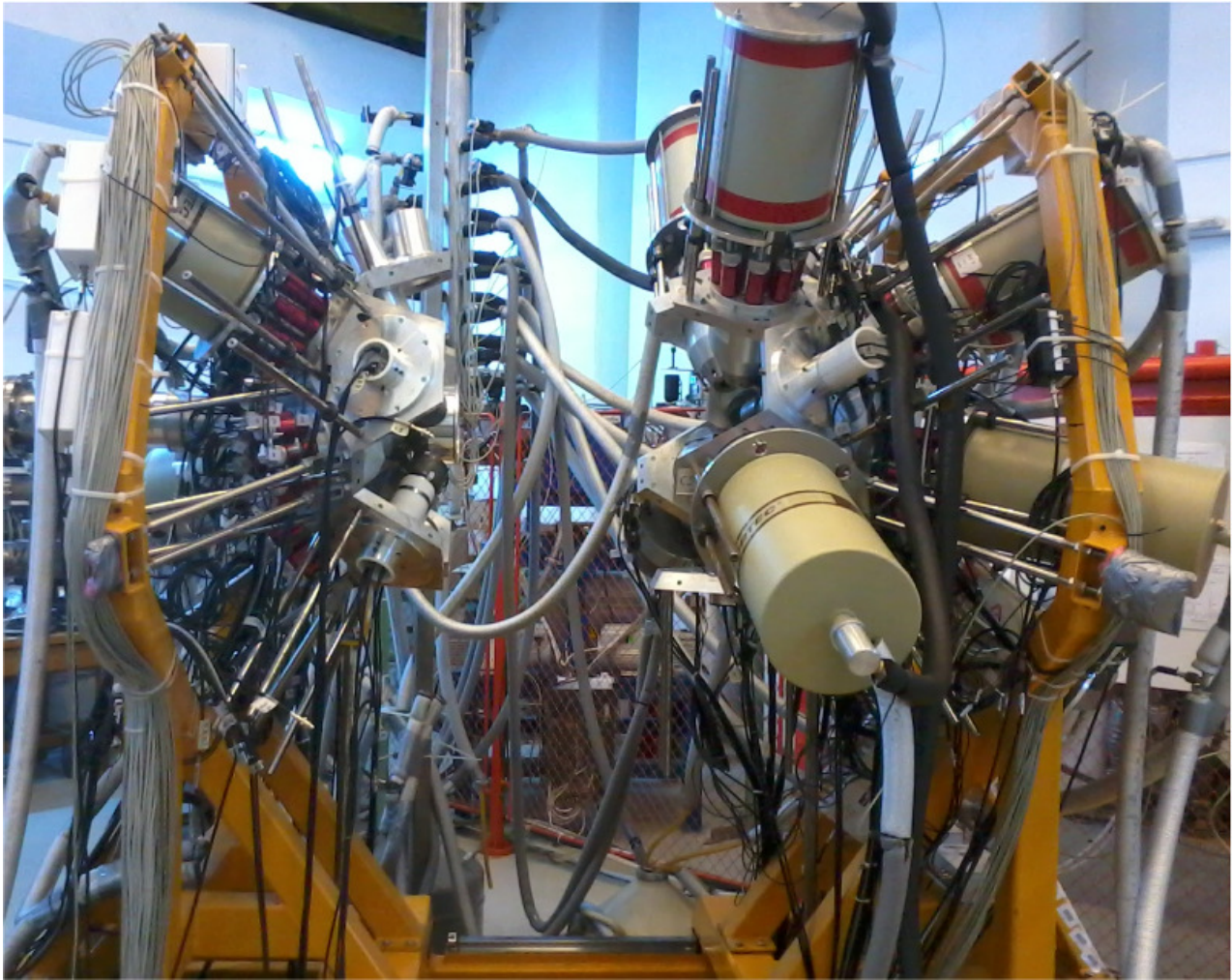
$$E_{kin} = (n + 1)eV, \quad (4.1)$$

където V е потенциалната разлика. Принципът на действие на типичен тандемен ускорител е представен на фиг. 4.1.

Полученият сноп от ускорени частици се фокусира и отвежда до експерименталната установка с помощта на квадруполни и диполни магнити. Ядрените реакции, използвани в представените експерименти, протичат при взаимодействие на сноповете от ускорени частици с мишени с фиксирана позиция и дебелина.

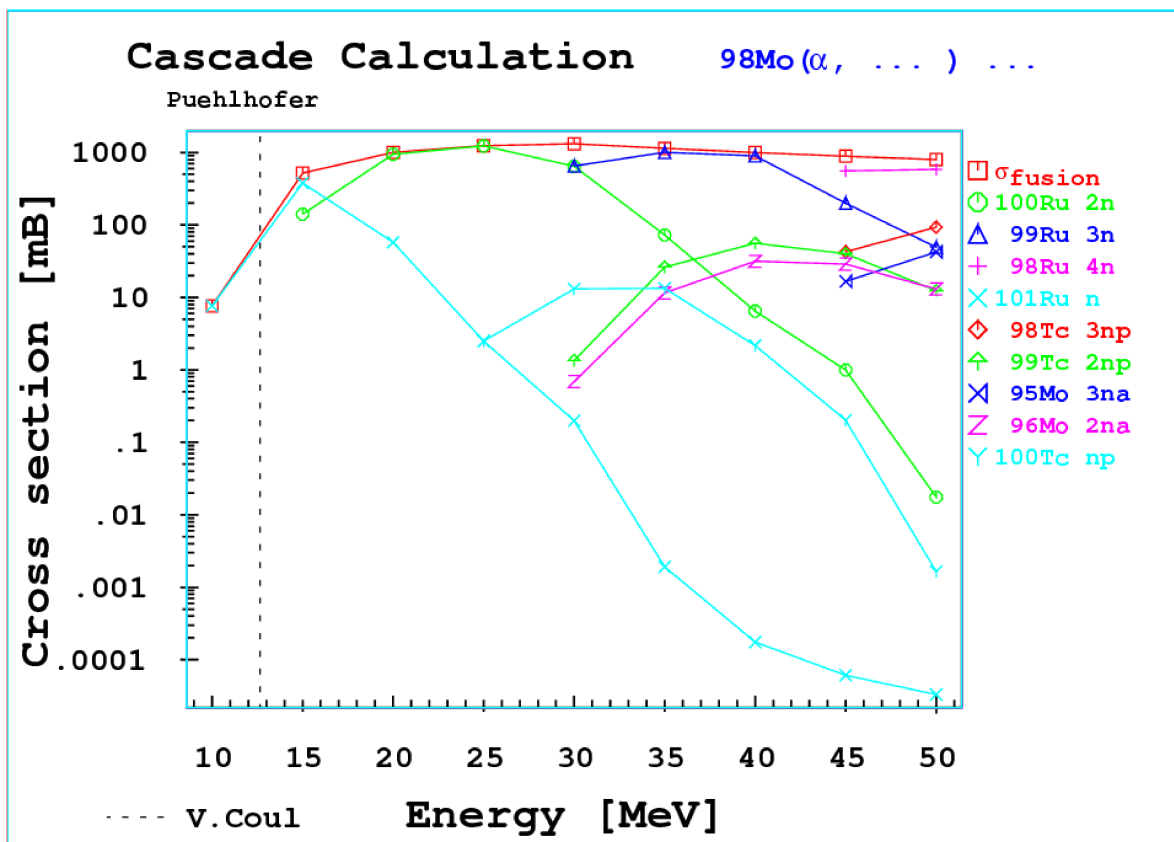
4.1.2 Детекторната система ROSPHERE

Нуклидите, изследвани в настоящата работа, са получени като продукт от протеклите реакции. Възбудените състояния в тях се разпадат основно чрез γ -разпадане. Гама-квантите от



Фигура 4.2: Детекторната система ROSPHERE в Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Букурещ, Румъния, съставена от 11 детектора от свръхчист германий (HPGe) и 14 сцинтилационни детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

преходите, снемачи възбуждането в заселените ядра, са детектирани със системата ROSPHERE (ROmanian array for γ -SPectroscopy in HEavy ion REactions), която представлява установка, съставена от 11 детектора от свръхчист германий (HPGe) и 14 сцинтилатора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Конфигурацията обединява високата разделителна способност по енергия на детекторите от HPGe с добрите времеви характеристики на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Детекторите от HPGe са разположени в три пръстена. Пет от тях са поставени в пръстен, намиращ се на 37° спрямо посоката на снопа от ускорени частици, други пет - на 143° и четири - на 90° . Единадесетте сцинтилатора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ са групирани на ъгли от 70° , 90° и 110° . Броят, видът и разположението на детекторите могат да бъдат променени в зависимост от нуждите на провежданите експерименти. Системата ROSPHERE е показана на фиг. 4.2.



Фигура 4.3: Сечения за взаимодействие при реакции между сноп от α -частици и мишена от ^{98}Mo , пресметнати с помощта на програмния код CASCADE [33].

4.1.3 Оценка на добива

Във връзка с измерванията в изотопите на Cd и Ru са проведени оценки за очаквания добив. Изотопите $^{103,105,107}\text{Cd}$ са заселени в реакции на сливане с изпарение, с използването на снопове от ^{12}C и мишени от $^{94,96,98}\text{Mo}$. Ядрата $^{99,101,103}\text{Ru}$ са заселени в $(\alpha, n\gamma)$ реакции с мишени от $^{96,98,100}\text{Mo}$. Теоретични изчисления за сеченията на различните канали на избраните реакции са направени с програмния код CASCADE [33]. Резултатите от пресмятанията за каналите на реакцията между сноп от α -частици и мишена от ^{98}Mo са представени на фиг. 4.3.

Енергия на α -частиците от 15 MeV е избрана за заселване на ^{101}Ru . Сечението за взаимодействие за $(\alpha, n\gamma)$ канала при тази енергия на снопа е от порядъка на 400 mb. При $E = 15$ MeV съществува и допълнителен $(\alpha, 2n\gamma)$ канал, който води до заселването на четно-четния нуклид ^{100}Ru . Пресмятания за останалите изследвани нечетни изотопи на Ru показват аналогични резултати за сеченията, както и заселване на съседните четни изотопи.

Оценката за добива включва характеристиките на използваните мишени и детекторна

система. Абсолютната ефективност и условията за съвпадения позволяват да бъде определено не само заселването на изследваните състояния, но и броят събития, които се очаква да бъдат детектирани.

Броят на ядрата в мишената може да бъде оценен от зависимостта

$$N_{target} = \epsilon \frac{\rho \ell S}{A} N_a, \quad (4.2)$$

където ϵ е обозначено изотопното обогатяване на мишената, ℓ е нейната дебелина, S - площта на сечението на снопа от частици при взаимодействието му с мишената, A - масовото число на изотопа, а N_a - числото на Авогадро.

Произведената активност се определя от

$$A_{dec} = N_{target} \sigma I_c, \quad (4.3)$$

където σ е сечението за реакцията, а I_c - интензитетът на снопа от налитащи частици.

В експерименталната установка е приложено условие за съвпадение на поне един детектор от HPGe и два сцинтилационни детектора от LaBr₃:Ce и това налага ограничения върху броя очаквани събития. Абсолютната ефективност на системата от детектори от HPGe в ROSPHERE е 1.10 (3)% за 1332 keV, докато за същата енергия за сцинтилационните детектори от LaBr₃:Ce стойността е 1.75 (5)%.

Броят събития, които се очаква да бъдат регистрирани за единица време, се изчислява от зависимостта

$$Y = \epsilon_{HPGe} \epsilon_{LaBr}^2 A_{dec} P, \quad (4.4)$$

където P е относителното заселване на състоянието, което представлява интерес. В експериментите по измерване на времена на живот, провеждани на системата ROSPHERE, обичайният подход е условие по енергия с детекторите от HPGe да се поставя за преход, непосредствено над преход, зареждащ изследваното състояние. В такъв случай относителното заселване P може да се определи от отношението на интензитета на този преход, за който ще се постави условие да бъде регистриран в детектор от HPGe, и пълния γ -интензитет в използваната реакция.

В случая на реакцията $^{98}\text{Mo}(\alpha, n\gamma)^{101}\text{Ru}$ дебелината на използваната мишена от ^{98}Mo е 1.3 mg/cm². При типични стойности за интензитета на снопа от налитащи частици от порядъка на 10¹¹ pps (particles per second) добивът за разпадане на състоянието със спин и четност 7/2⁺ в ^{101}Ru е оценен на ~0.08 събития в секунда.

Аналогично са оценени и добивите за изследваните нисколежащи състояния в останалите нечетни изотопи на Ru и Cd. Те са от същия порядък, като резултатите са използвани при определяне на броя на дните, нужни за провеждане на предложените експерименти.

Таблица 4.1: Специфични характеристики на някои често използвани в гама-спектроскопията неорганични сцинтилатори [34].

Сцинтилатор	Квантов добив [ph/MeV]	τ [ns]	$\Delta E/E$ (за 662 keV) [%]	Плътност [g/cm ³]
NaI:Tl	~38000	~250	~6	3.67
BaF ₂	~1800	~0.7	~10	4.88
LaCl ₃ :Ce	~49000	~28	~3.2	3.85
LaBr ₃ :Ce	~63000	~16	~2.9	5.08

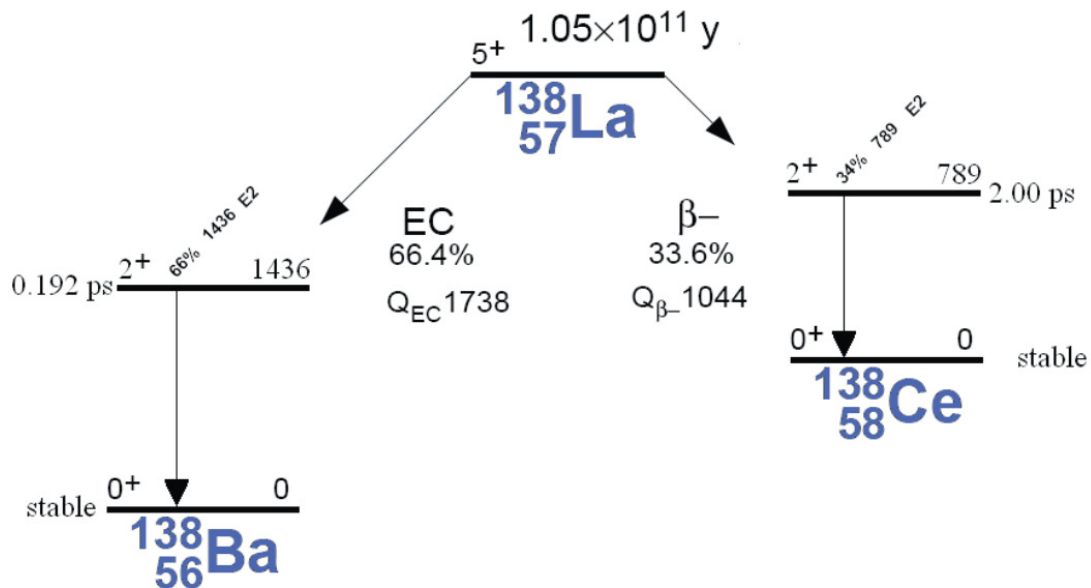
4.1.4 Характеристики на LaBr₃:Ce

Сцинтилационните детектори от LaBr₃:Ce са основният елемент в експерименталната установка за измерване на времена на живот. Благодарение на особеностите си те са изключително подходящи за употреба в гама-спектроскопията [34–38]. Характеризират се с квантов добив от ~63000 ph/MeV, висока разделителна способност по енергия (~3% за $E = 662$ keV) и време на затихване на сигнала от порядъка на ~16 ns. Сравнение на характеристиките на LaBr₃:Ce с други широко използвани в гама-спектроскопията неорганични сцинтилатори е представено в табл. 4.1.

Характерна особеност на сцинтилаторите от LaBr₃:Ce е тяхната вътрешна активност, която се дължи на изотопа ¹³⁸La. Той има естествено разпространение 0.09% и период на полуразпадане от 1.05×10^{11} години. Основното състояние на ¹³⁸La се разпада до 2⁺ състоянията в ¹³⁸Ba и ¹³⁸Ce съответно чрез електронен захват и β^- -разпадане. E2 преходите до основните състояния в дъщерните ядра имат енергии 1436 keV и 789 keV, както е представено на фиг. 4.4.

Във връзка с изследването на вътрешната активност на сцинтилаторите от LaBr₃:Ce бе проведено измерване с експериментална установка в Лабораторията за тежки йони (Heavy Ion Laboratory, HIL), Варшава, Полша, в условия на нисък гама-фон. Излъчените γ -кванти от ¹³⁸Ba и ¹³⁸Ce са регистрирани с детектор от HPGe, разположен заедно с кристал от LaBr₃:Ce в област, оградена от оловни блокове с дебелина 10 cm. Измерването е с продължителност от 2.2×10^5 s. Допълнително измерване на фоновото лъчение със същите детектор и времетраене е проведено с цел в крайните разпределения да се изолира единствено вътрешната активност на сцинтилаторите. Спектър с премахнатия принос от естествения гама-фон е представен на фиг. 4.5. Ясно се отличават пиковете с енергии 1436 keV и 789 keV, съответстващи на преходите в ¹³⁸Ba и ¹³⁸Ce. Освен тях са добре различими още рентгенови лъчи от Pb, анihilationният пик с енергия 511 keV и естествената фонова линия с енергия 1460 keV от ⁴⁰K.

Кристалите от LaBr₃:Ce се свързват с фотоумножители, като чрез подбор на приложеното напрежение може да се получи максимално добра линейност на функцията на енергетичен отклик. Използват се не само сигналите от анода на фотоумножителите, но и тези от последното диодно стъпало. На фиг. 4.6 е представен типичен сигнал от анода, в който се виждат



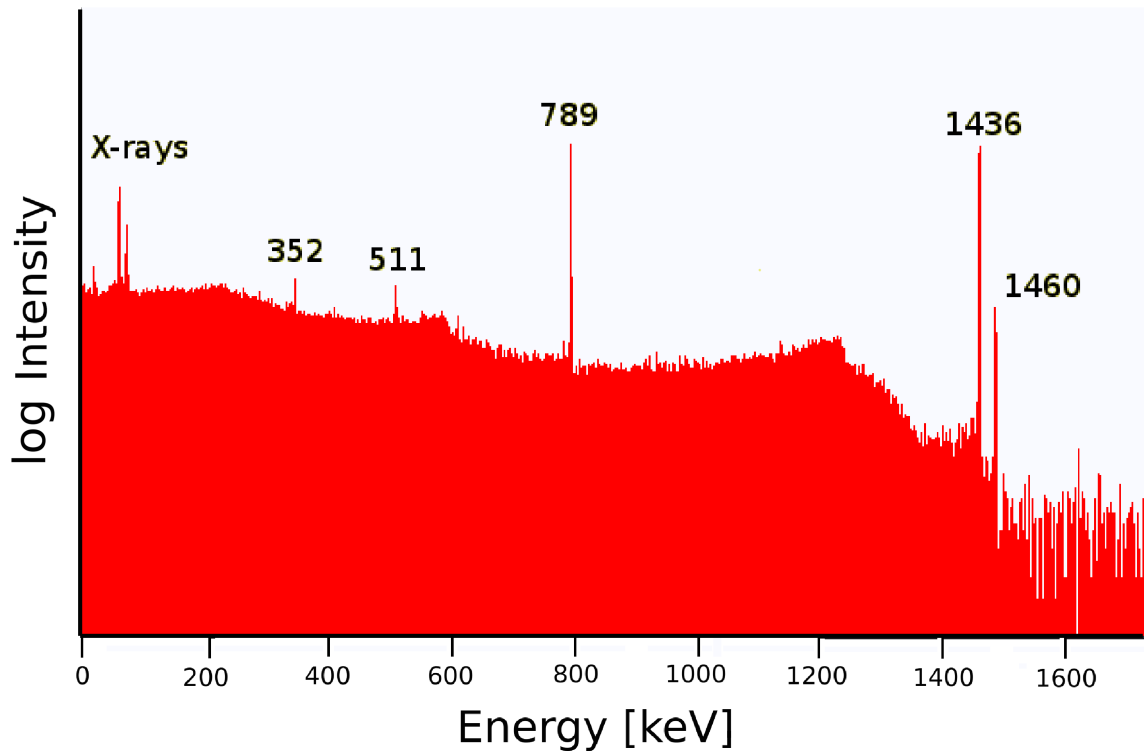
Фигура 4.4: Разпадане на основното състояние в ^{138}La до 2^+ състоянията в ^{138}Ba и ^{138}Ce . Вътрешната активност на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ се обуславя от γ -преходите към основните състояния в дъщерните ядра [39].

ясно бързите времена на нарастване на фронта на сигнала (~ 4 ns) и затихването му (~ 16 ns).

4.2 Метод на забавените съвпадения

Добрите времеви характеристики на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ се използват в системата ROSPHERE за измерване на времената на живот на възбудени ядрени състояния. Конструирана е схема, в която чрез метода на забавените съвпадения се определят директно времевите интервали между регистрираните γ -кванти. Използват се кристали с различни форма и размери - характеристики, които пряко влияят на разделителната способност по време. В настоящата конфигурацията достъпните сцинтилатори, които се използват в ROSPHERE, са:

- три цилиндрични кристала от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с размери $1.5'' \times 1.5'' \times 1.5''$, куплирани към фотоумножители Photonis XP20d0;
- седем цилиндрични кристала от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с размери $2'' \times 2'' \times 2''$, куплирани към фотоумножители Photonis XP5050;

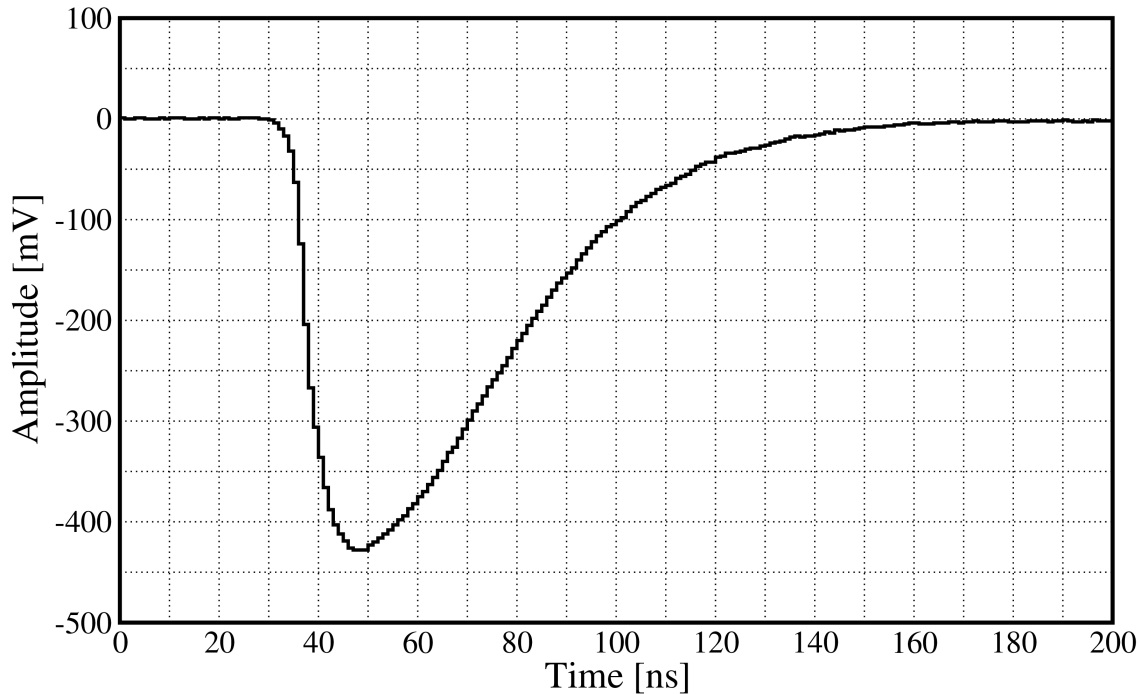


Фигура 4.5: Спектър на вътрешната активност на сцинтилатор от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ в измерване, проведено с детектор от HPGe. В енергетичното разпределение ясно се отличават пиковите енергии 1436 keV и 789 keV, съответстващи на преходите от първите 2^+ състояния до основните състояния в ^{138}Ba и ^{138}Ce .

- четири цилиндрични кристала от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с размери $2'' \times 1.5'' \times 1.5''$, куплирани към фотоумножители Hamamatsu R9779;
- два конични кристала от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с размери $1.5'' \times 1.5'' \times 1''$, куплирани към фотоумножители Photonis XP20d0;
- три конични кристала от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с размери $1.5'' \times 1.5'' \times 1''$, куплирани към фотоумножители Hamamatsu R9779.

Сигналът от анода на всеки фотоумножител, свързан с кристал от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, се използва за определяне на момента на регистриране на γ -кванта, докато информация за енергията се получава от предпоследното динодно стъпало. На фиг. 4.7 е представена част от схемата на съвпадения, с която се обработва информацията от сцинтилационните детектори [40].

Сигналите, получени от анодите на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, се изпращат към Constant Fraction Discriminator (CFD) модули. В тях при условие за амплитуда, по-голяма от фиксиран праг, моментът на регистриране на γ -кванта се определя по Constant Fraction Triggering (CFT) метода [41]. Настъпването на събитие се дефинира от момента, в който нарастващият фронт

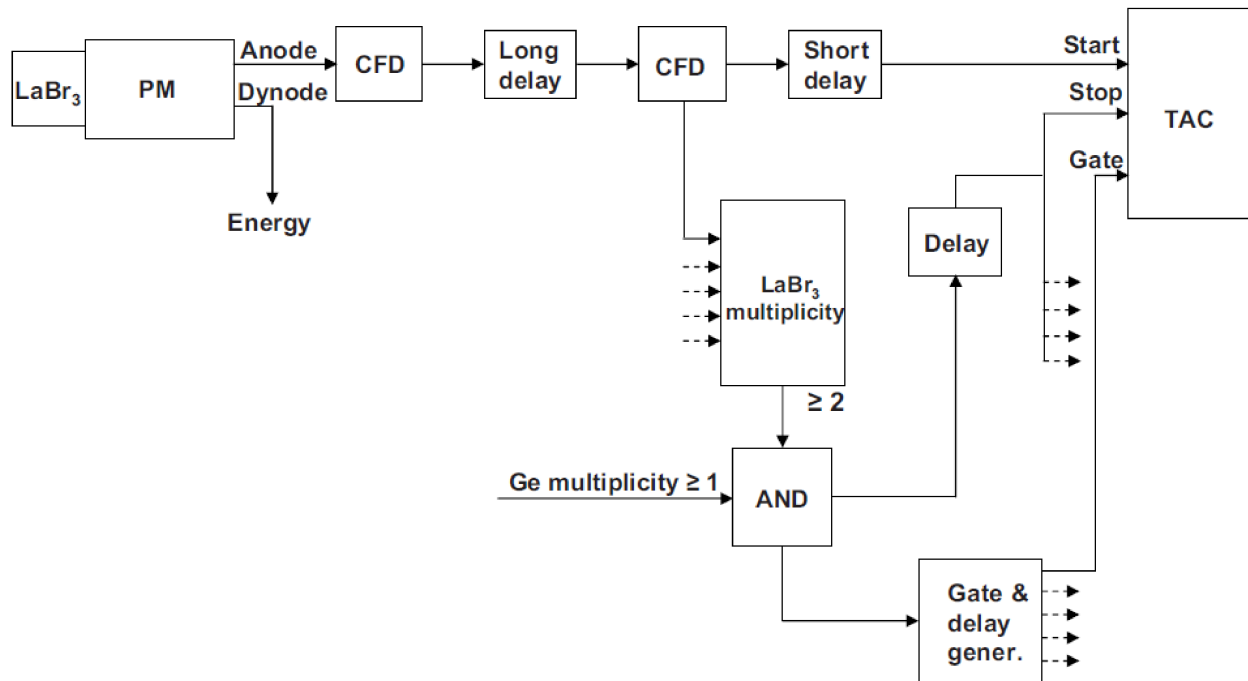


Фигура 4.6: Типичен сигнал от анода на фотоумножител, свързан с кристал от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

на сигнала има определена стойност спрямо максималната амплитуда. В експериментите са използвани CFD модули тип ORTEC 935 [42] с условие за генериране на изходен импулс при достигане на 20% от амплитудата на сигналите от сцинтилационните детектори.

Неопределеността в процеса се дължи на т. нар. *jitter* и *walk* ефекти. *Jitter* ефектът е случаен ефект, свързан с шумове и статистически флуктуации в сигнала. Те се пораждат от различни причини, като такива са статистическите вариации на броя фотони, създадени във фотоумножителите, промени в напрежението и времето за събиране на електроните от анода и др. *Walk* ефектът представлява систематично отклонение, което се обуславя от вариации на амплитудата или времето за нарастване на предния фронт на сигнала и има съществено значение при обработката на времевата информация. Поради него се наблюдават отклонения от действителните моменти на регистриране на събитията. Те зависят от амплитудата на сигнала и съответно - от енергията на γ -квантите [41, 43]. Систематичното отклонение на времето като функция на амплитудата се коригира с използването на данни от калибровъчни източници.

Сигналът от детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е забавен, поради много по-бързият им отклик от този на детекторите от HPGe . Използвано е закъснение от порядъка на 500 ns, като то се постига единствено чрез увеличаването на пътя на сигнала през достатъчно дълги проводници. По този начин се избягват допълнителни електронни смущения.

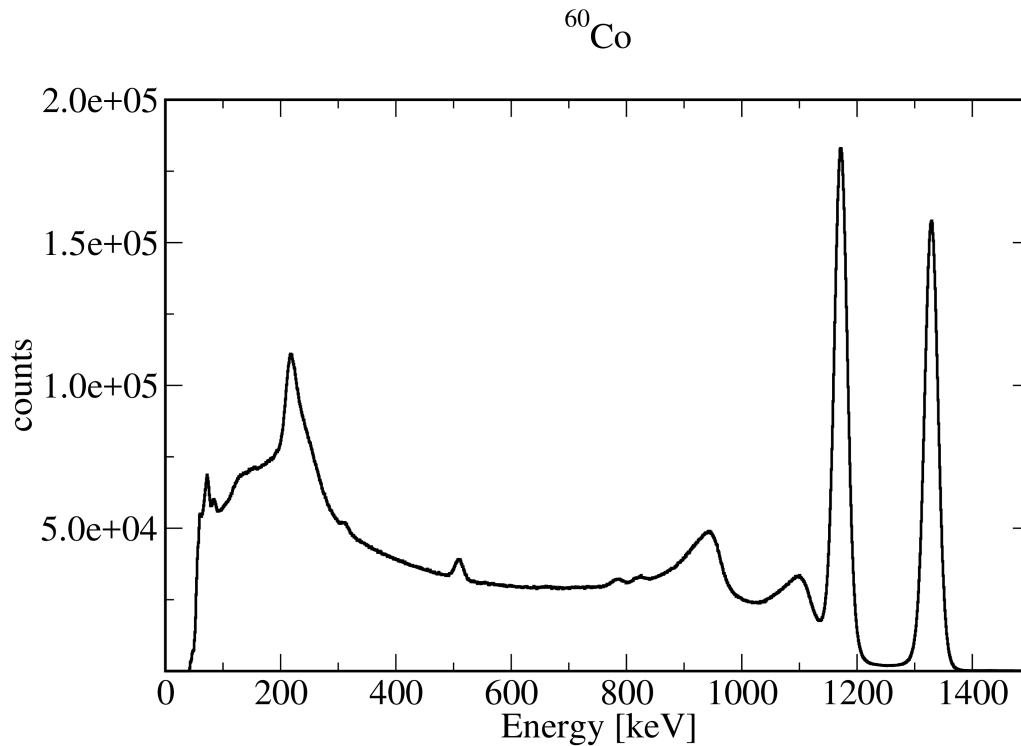


Фигура 4.7: Част от конструираната схема на забавени съвпадения, в която е представен методът за обработка на времевите сигнали от сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Приложено е допълнително условие за съвпадение с поне един детектор от HPGe [40].

След забавянето сигналът отново се обработва от CFD модул ORTEC 935 [42], от изхода на който се отделят два идентични импулса. Единият от тях се изпраща след кратко закъснение като стартиращ сигнал на времеамплитуден преобразувател (Time-to-Amplitude Converter - TAC тип ORTEC 567 TAC/SCA) [44]. Другият бива обработен от логически модул, в който се отчитат съвпаденията между сигнали от различни детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. При съвпадение на два импулса се формира изходен сигнал, който по аналогичен начин се обработва от логически модул за съвпадение с поне един детектор от HPGe .

Ако са налични съвпадения на поне два детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и един от HPGe в зададен интервал от време, изходен импулс от втория логически модул служи за спиращ сигнал на времеамплитудните преобразуватели. Той се изпраща към всички TAC модули, като е закъснен отново единствено чрез проводници с подходяща дължина, с цел да се избегнат смущения. В зададената схема времевите интервали между детектираните събития в сцинтилаторите отговарят на амплитудата на изходните сигнали от TAC модулите.

Възможно е конструирането на хистограми за времевите интервали при набор от събития. Използва се сумарната информация от всички възможни двойки детектори. При наложени условия по енергия тези разпределения описват времената между детектирането на определени γ -кванти и съответно се използват за измерването на периоди на полуразпадане на възбудени ядрени състояния.

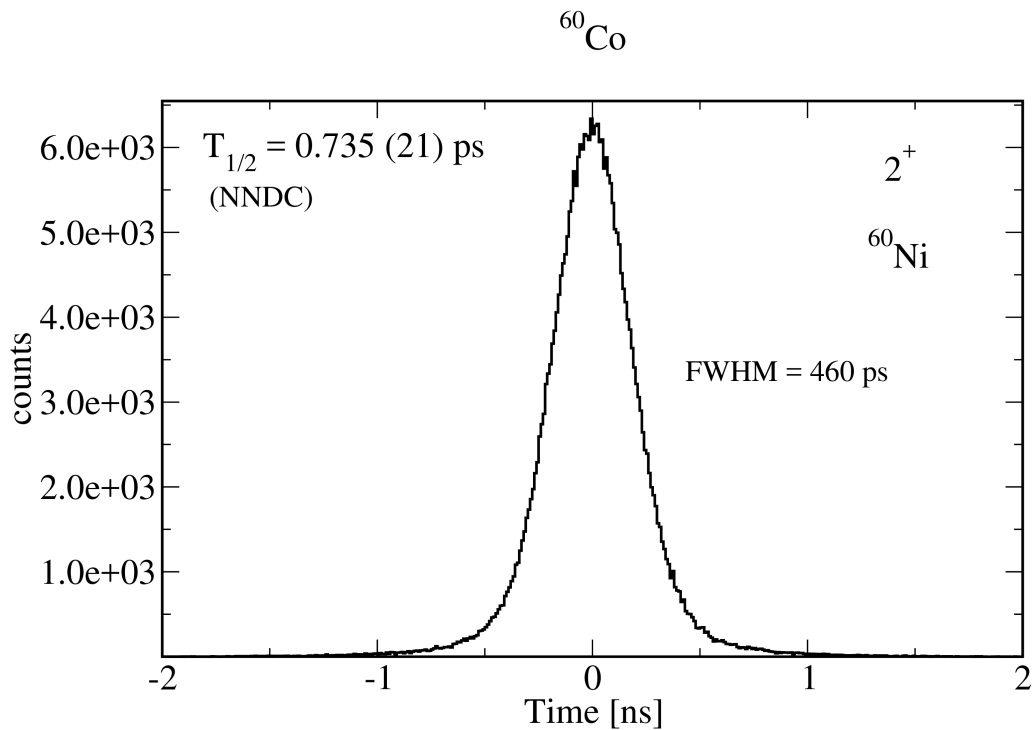


Фигура 4.8: Енергетичен спектър на калибровъчен източник от ^{60}Co , получен с всички детектри от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, използвани в системата ROSPHERE.

Енергетичните сигнали от детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и HPGe са усилен и цифровизирани от 8-k аналогово-цифров преобразувател AD413A. Времевите сигнали от детекторите от HPGe се изпращат към 4-k 4418/T Time-to-Digital Converter (TDC) преобразуватели [45].

Енергетичната и времевата разделителна способност на системата са детайлно изучени както при измервания с калибровъчни източници, така и в условия на ядрени реакции между налитащи снопове от частици и мишени. Един от тестовете, които дават добра представа за качеството на отклика на системата, са измерванията с калибровъчен източник от ^{60}Co . На фиг. 4.8 е представен сумарен енергетичен спектър от всички $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори на ROSPHERE в проведено измерване с източник от ^{60}Co . В разпределението ясно се отличават двата пика, отговарящи на преходите $4^+ \rightarrow 2^+$ (1173 keV) и $2^+ \rightarrow 0^+$ (1332 keV) в ^{60}Ni , дъщерен продукт на β - разпадането на ^{60}Co . Сравнително високата за сцинтилационен детектор разделителна способност по енергия позволява доброто разделяне на пиковите. Освен тях ясно се различават Комптъновите плата и аниhilационният пик с енергия от 511 keV.

Специфичните характеристики на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ позволяват в схеми на забавени съвпадения да бъдат измервани къси времена на живот на възбудени ядрени състояния. Долната граница на приложимост на метода зависи от конкретните условия и е от порядъка на десетина пикосекунди. Информация за времевите характеристики на дадена система



Фигура 4.9: Визуализация на апаратурната функция на системата, която обуславя времевите характеристики. Представеното времево разпределение е получено с калибровъчен източник от ^{60}Co , при съвпадение на γ -квантите с енергии 1173 keV и 1332 keV, заселващи и разреждащи 2^+ състоянието в ^{60}Ni . Периодът му на полуразпадане 0.735 (21) ps е много по-малък от полуширината на разпределението.

може да се получи от апаратурната функция, която представлява отклика при детектиране на едновременни събития. В общия случай тя е нормално разпределение с полуширина (Full Width at Half Maximum - FWHM), определяща разделителната способност по време. Разрешението по време зависи от енергията на детектираните γ -кванти, като при по-ниски енергии ширината на разпределението се увеличава. С помощта на метода на отместване на първите моменти на разпределенията е възможно измерването на времена на живот до 10 - 100 пъти по-къси от полуширината на апаратурната функция [46]. Предвид характеристиките на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, периоди на полуразпадане от порядъка на този на 2^+ състоянието в ^{60}Ni не са измерими с настоящата система и съответните времеви спектри могат да бъдат използвани за определяне на апаратурната функция. На фиг. 4.9 е показано времево разпределение, получено при съвпадение на γ -квантите с енергии 1173 keV и 1332 keV, заселващи и разреждащи 2^+ нивото в ^{60}Ni . Периодът на полуразпадане на 2^+ в ^{60}Ni $T_{1/2} = 0.735$ (21) ps е много по-малък от полуширината на разпределението (FWHM \sim 460 ps) при съответните енергии на преходите.

Глава 5

Експериментални данни

Данните за ядрата $^{103,105,107}\text{Cd}$ [47] и $^{99-105}\text{Ru}$ [48, 49], получени в настоящата работа, са анализирани с програмните пакети GASPware [50] и Radware [51]. Обработката включва набор от последователно извършени процедури, с които се получават стойности за периодите на полуразпадане на изследваните състояния [40, 47, 52, 53].

В дисертационната работа са изследвани и неутронно богати ядра, получени в реакции на индуцирано делене. Възбудени състояния в тях са заселени в експеримент, проведен в Institut Laue–Langevin (ILL), Гренобъл, Франция. Част от експерименталните данни са обработени с програмните пакети SOCOv2 [54] и Tv [55] и са представени в настоящата работа.

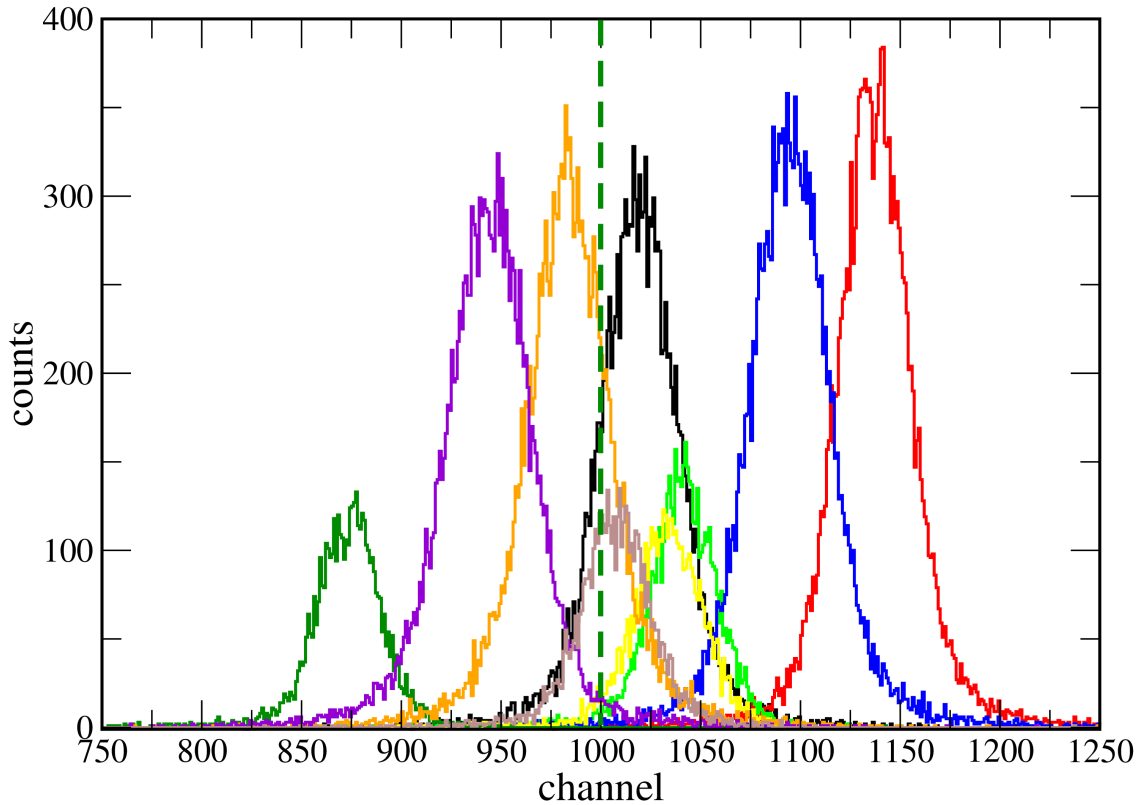
5.1 Използвани методи

Данните за събитията, регистрирани с детекторите от HPGe и сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ в системата ROSPHERE, са запазени в GASP формат. Разпределени са във файлове, всеки от които съдържа събития, регистрирани от системата в продължителност на два часа.

5.1.1 Калибровка по енергия и време

Детекторите от HPGe имат линеен отклик по енергия, характеризиращ се със стабилност във времето. За калибрирането им са използвани данни, получени с калибровъчен източник от ^{152}Eu . Не са наблюдавани изменения в отклика по време на проведените експерименти. С детекторите от HPGe са идентифицирани каналите на реакция.

Детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ проявяват нестабилност на отклика с времето и нелинейност. Калибрирането им по енергия се осъществява посредством калибровъчен източник от ^{152}Eu , но и са използвани и данни от заселването на изследваните изотопи. В калибровката по енергия са използвани полиномиални функции от трета степен.



Фигура 5.1: Отмествания на времевите спектри на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Гама-квантът, заселващ 2^+ в ^{60}Ni , е регистриран в референтен детектор и са представени разпределения при съвпадение с разреждащия 2^+ преход във всеки от останалите сцинтилатори.

Калибровка по време е направена за всеки един от времеамплитудните преобразуватели, свързани с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Чрез генератор на импулси с нарастващо закъснение от 1 ns за всеки от ТАС модулите е взет набор от данни. С тях е определен интервалът, съответстващ на един канал от времевите разпределения.

Времевите спектри, получени от двойки детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, не изменят позицията си с времето. Сумирането на приноса от всички възможни комбинации от двойки между единадесетте сцинтилатора изисква позицията на първите моменти на всички разпределения да бъде уеднаквена. Това е постигнато, като един от детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е избран за референтен и са конструирани разпределения при съвпадение с всеки от останалите. Данни за такива разпределения са получени с калибровъчен ^{60}Co източник. Поставено е условие γ -квантът с енергия 1173 keV, зареждащ състоянието със спин и четност 2^+ в ^{60}Ni , да бъде регистриран в един от детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. За всеки от останалите детектори са конструирани времеви спектри с второ енергетично условие за регистрирането на γ -кванта с енергия 1332 keV, който разрежда 2^+ в ^{60}Ni . Както бе отбелязано, периодът на полуразпадане на

2^+ състоянието в ^{60}Ni е прекалено къс, за да бъде измерен с настоящата система, и времеви-те спектри имат форма на нормални разпределения. Първите моменти са коригирани така, че да заемат една и съща позиция, с което се компенсират отклоненията между различните двойки детектори. На фиг. 5.1 са представени времеви разпределения преди корекцията при избиране на единият от детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ за референтен. В показаните спектри нулевата позиция е в канал 1000 и е използвана калибровка, отговаряща на 10 ps на канал.

Един от основните проблеми при обработката на експерименталните данни за времеви разпределения е *walk* ефектът на CFD модулите. Зависимостта на момента на регистриране на сигнала от амплитудата му налага допълнителна корекция, която често се извършва с помощта на калибровъчни източници.

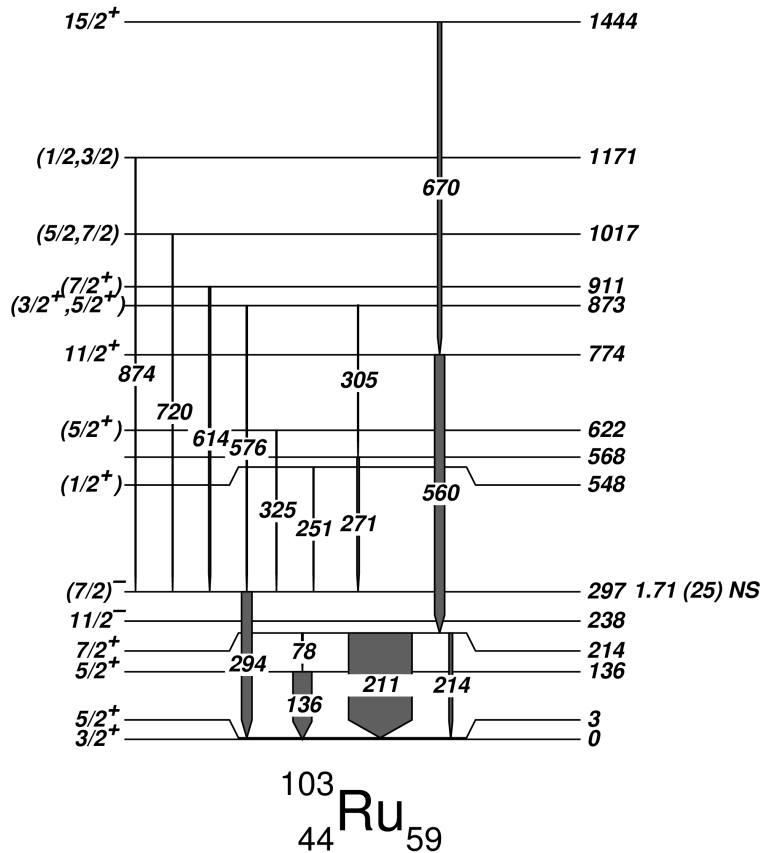
Широко използван метод е провеждането на измервания с източник от ^{152}Eu при условие за съвпадения между поне два детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. По този начин се заселват голям брой състояния в дъщерните ядра ^{152}Sm и ^{152}Gd , а преходите, зареждащи и разреждащи нивата, обхващат голям диапазон от енергии. Състоянието със спин и четност 2^+ в ^{152}Gd има известен период на полуразпадане от 32.0 (27) ps, който може да бъде използван при конструирането на калибровъчната функция. Същевременно това състояние се разпада с единствен преход от 344 keV, но има редица зареждащи такива. Чрез поставяне на условие за детектиране на съвпадения между γ -кванта с енергия 344 keV и различните заселващи преходи може да се определят експериментални зависимости енергия-време за всеки от използваните дискриминатори.

В настоящите експерименти е използван алтернативен подход, включващ измервания с калибровъчен източник от ^{60}Co и данни от заселените в реакциите ядра. В данните от калибровъчния ^{60}Co източник се отличават двата пика, които съответстват на зареждането и разреждането на ^{60}Ni , Освен тях е ясно различима и структурата на непрекъснатото Комптъново плато. С данните от източника от ^{60}Co е определена зависимостта при енергии на детектираните γ -кванти над 700 keV. При енергии под 700 keV са използвани времеви разпределения за заселени състояния в изследваните ядра, които имат известни периоди на полуразпадане [56]. Известните времена на живот на състояния в изотопите ^{99}Ru , ^{101}Ru , ^{102}Ru позволяват допълване на зависимостта до енергии от порядъка на 200 keV.

5.1.2 Условия по енергия и време с детекторите от HPGe

Работата на системата в режим на тройни съвпадения позволява добро разграничаване на преходите с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Прилагат се определени условия за γ -квантите, регистрирани с детекторите от HPGe. В интервала, отворен за съвпадения, е възможно да бъдат детектирани случайни съвпадения, като един от начините за ограничаването им е налагането на двумерни условия по енергия и време.

Ако състоянието, което представлява интерес, има заселващи и разреждащи преходи под



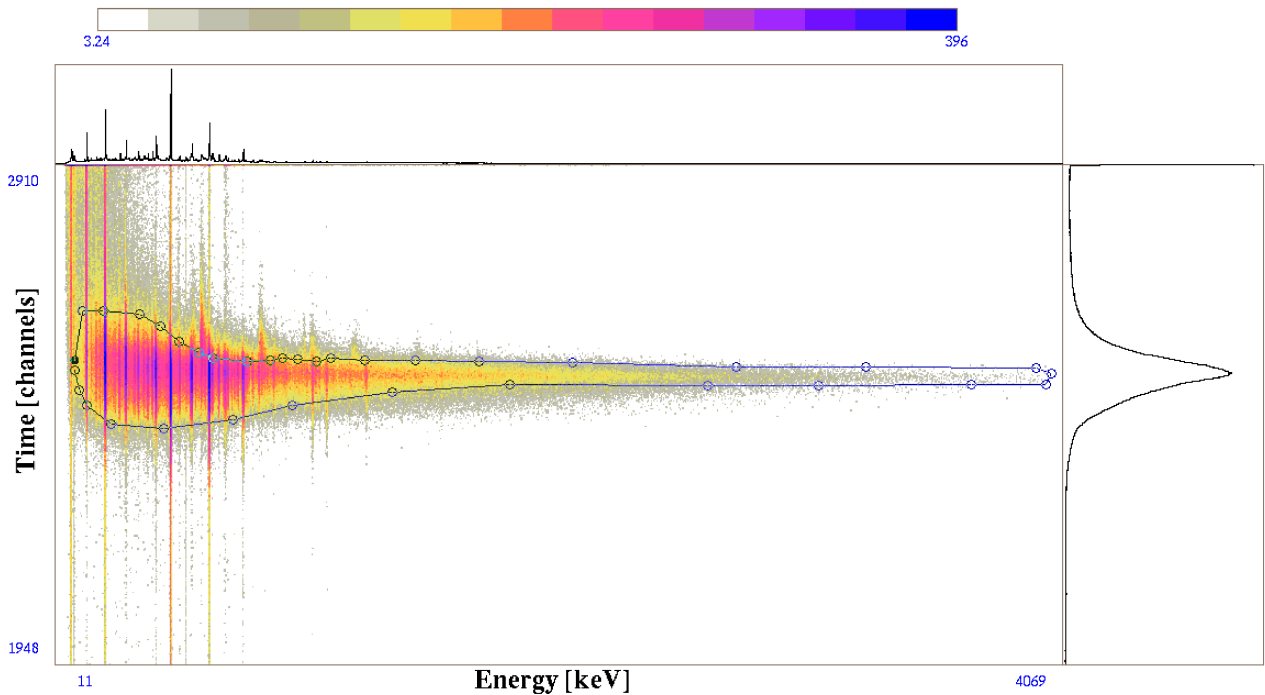
Фигура 5.2: Парциална енергетична схема на ядрото ^{103}Ru [56].

изомер с период на полуразпадане по-голям от няколко ns, е възможно с детекторите от HPGe да бъдат избрани събития, включващи единствено преходи над изомерното състояние. Освен това избирането с детекторите от HPGe на събития, достатъчно отдалечени по време от момента на заселване на изследваното състояние, редуцира значително фона в сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

Аналогично, при изследване на състояние, намиращо се над изомера, с детекторите от HPGe се избират преходи, намиращи се под него. Времевият интервал между събитията в детекторите от HPGe и сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ се избира в зависимост от времето на живот на изомерното състояние.

В по-голямата част от случаите изомерно състояние не е налично в каскада от γ -кванти, който представлява интерес. Двумерното условие по енергия и време за детекторите от HPGe се поставя по такъв начин, че да изключва събития на случайно съвпадение, регистрирани в прекалено дълъг интервал от време.

Поставянето на такова двумерно условие може да бъде представено с данни за ядрото ^{103}Ru . На фиг. 5.2 е показана парциална схема на ^{103}Ru . Периодът на полуразпадане на състо-

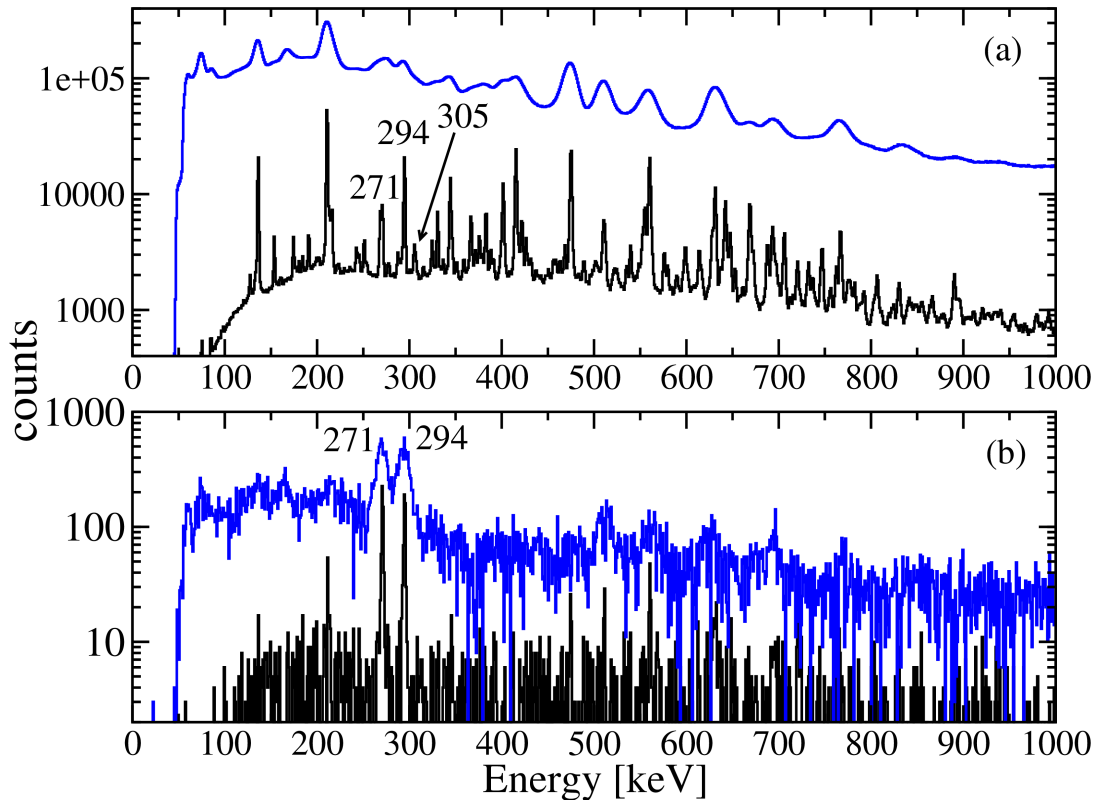


Фигура 5.3: Двумерно условие по енергия и време за γ -кванти, регистрирани с детектор от HPGe. Оградената област изолира събитията, които представляват истински съвпадения.

янието със спин и четност $(7/2)^-$ може да бъде измерен чрез поставяне на енергетични условия върху γ -квантите с енергия 271 keV и 294 keV, регистрирани с детекторите от LaBr₃:Ce. Двумерното условия по енергия и време за един от детекторите от HPGe е визуализирано на фиг. 5.3. На фигурата е показана матрица, сортирана с данни за ¹⁰³Ru, в която по едната ос е представена енергията, а по другата - времето за един от използваните детектори от HPGe. Показаното двумерно условие елиминира голям брой фонов събития, но за по-пълното им ограничаване е нужно да се приложи и допълнително условие за енергията на определен преход.

Това значително намалява статистиката в сцинтилаторите от LaBr₃:Ce, но отношението на броя събития в пиковете на пълно поглъщане към фона нараства. Така енергетичните спектри на детекторите от LaBr₃:Ce стават значително по-чисти, а във времевите разпределения се ограничават предимно събития свързани със заселването и разреждането на изследваното състояние.

На фиг. 5.4 е представен ефектът от поставянето на енергетично условие за конкретен преход в детекторите от HPGe. Фиг. 5.4 (а) включва пълните енергетични проекции за двата типа детектори от експеримента по изследване на ¹⁰³Ru. Спектърът със син цвят представлява разпределението за сцинтилаторите от LaBr₃:Ce. С черен цвят е показан аналогичен спектър на детекторите от HPGe, включващ събития, при които поне два от германиевите детектори са сработили в съвпадение. Ясно изразена е разликата в разделителната способност по енергия



Фигура 5.4: Ефект от поставянето на условие по енергия с детекторите от HPGe в експеримента по заселване на ^{103}Ru : (a) пълни енергетични проекции на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (синьо) и HPGe (черно); (b) енергетични проекции на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (синьо) и HPGe (черно) след налагане на условие за регистриране на γ -кванти с енергия 305 keV с някой от детекторите от HPGe.

на двата типа детектори. Освен това се забелязва, че пиковете, съответстващи на преходите с енергия 271 keV и 294 keV, които заселват и разреждат състоянието $(7/2)^-$, са трудно различими от фона в $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ спектъра.

Налагането на условие върху прехода с енергия 305 keV с детекторите от HPGe обаче значително променя вида на разпределенията на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, които са в съвпадение. Резултатът от тази процедура е представен на фиг. 5.4 (b). Броят събития в синия спектър, отговарящ на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, значително намалява, но пиковете с енергия 271 keV и 294 keV стават по-отчетливи над ниското фоново ниво.

На фиг. 5.4 (b) е добавен и аналогичен енергетичен HPGe спектър при съвпадение с прехода с енергия от 305 keV, регистриран в някой от останалите германиеви детектори.

5.1.3 Условия по енергия с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$

След налагане на условия по енергия и време с детекторите от HPGe от експерименталните данни са сортирани тримерни матрици $E_\gamma, E_\gamma, \Delta t$. В тях по две от осите са нанесени енергетичните проекции на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, а по третата са въведени времевите разлики между събитията, регистрирани с двойки сцинтилационни детектори. За всяко събитие на съвпадение между детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ се записват два симетрични елемента в матрицата: 1) елемент, отговарящ на $(E_{i,\gamma}, E_{j,\gamma}, \Delta t_{ij})$ с $\Delta t_{ij} = t_0 + (t_i - t_j)$; 2) елемент, свързан с $(E_{j,\gamma}, E_{i,\gamma}, \Delta t_{ji})$ с $\Delta t_{ji} = t_0 + (t_j - t_i)$. Означенията t_i и t_j отговарят на моментите, в които двата γ -кванта са регистрирани в детекторите с индекси i и j , а t_0 е изкуствено въведено отклонение. Детайлно описание на процедурата е представено в [40].

На фиг. 5.5 е показана двумерна проекция енергия-енергия на тримерната матрица, сортирана от данните за ^{103}Ru и условие по енергия на 305 keV в детекторите от HPGe. Съвпаденията между γ -квантите с енергия 271 keV и 294 keV са добре различими. От така визуализираната проекция са определени и двумерни условия по енергия, които да бъдат наложени по първите две оси на матрицата. По този начин се изолират единствено съвпаденията между γ -квантите с избрана енергия. При конструирането на времеви разпределения е взет предвид и фонът в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, като за регион за определяне на фоновете събития е избрана област близо до пиковете на съвпадения. В представената матрица на фиг. 5.5 съвпаденията са сравнително чисти. В много случаи, обаче, влиянието на фоновете събития в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е съществено и трябва да бъде третирано внимателно при сортирането на времевите спектри.

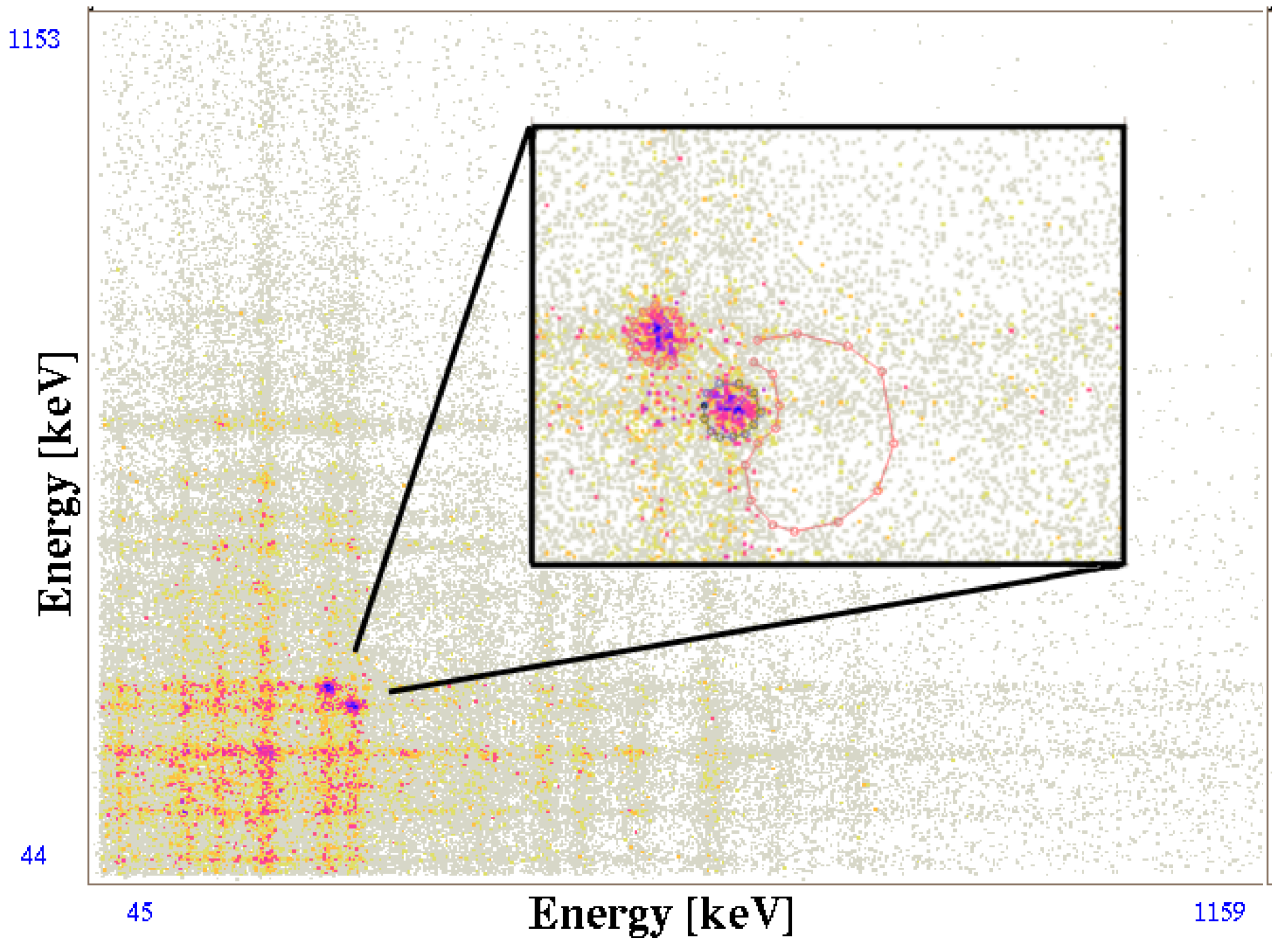
5.1.4 Анализ на времеви разпределения

Периодът на полуразпадане на изследваното състояние може да се определи от проекция върху времевата ос на сортираната $E_\gamma, E_\gamma, \Delta t$ матрица, след налагане на двумерните енергетични условия. Съществуват различни методи за извличане на периода на полуразпадане от полученото времево разпределение. Границите на приложимост зависят от различни фактори. Един от най-важните от тях е отношението между измерваното време на живот и времевата разделителна способност на системата.

Времето разпределение представлява конволюция между апаратурната функция на системата и експоненциалната крива, характеризираща разпадането на състоянието [57–59]. При преход от състояние i към състояние j времето разпределение се задава от зависимостта:

$$D_{ij}(t) = b_{ij} \int_{-\infty}^t P(x) \lambda_i n_i(t-x) dx, \quad (5.1)$$

където λ_i е константата на разпадане на състоянието, $P(x)$ - апаратурната функция, b_{ij} - от-



Фигура 5.5: Двумерни условия по енергия, наложени с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ при определянето на периода на полуразпадане на състоянието $(7/2)^-$ в ^{103}Ru . На фигурата са посочени двете симетрични области, отговарящи на съвпадения между γ -квантите с енергия 271 keV и 294 keV, както и област, от която е определено фоновото разпределение.

ношението на разклонение за разпадането, а заселването на състоянието n_i се определя от решението на уравненията на Бейтман, описващи система от N състояния:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \lambda_i n_i(t) - \sum_h b_{hi} \lambda_h n_h(t). \quad (5.2)$$

С индекс h са означени състоянията, които се разпадат директно до нивата i [60, 61].

Често апаратурната функция $P(x)$ се приема за нормално (Гаусово) разпределение със съответните параметри. Във времеви разпределения, получени за състояния с време на живот, по-голямо от полуширината (FWHM) на нормалното разпределение, се наблюдава ясно експоненциалната крива на разпадане. При такива разпределения може да се приложи директно методът на регресионен анализ на кривата на разпадане с експоненциално намаляваща функция. Апаратурната функция има малък принос в спектъра и чрез подходящ подбор

на региона на регресия могат да се получат сигурни резултати за времето на живот на състоянието.

Като алтернативен подход може да бъде приложен и методът на деконволюция, чрез използване на зависимостта от уравнение (5.1). В действителност методът на деконволюция води до коректни резултати в голям диапазон от стойности за времето на живот [62–64]. Използва се както за дълги времена на живот, така и при стойности под полуширината на апаратурната функция. Долна граница на приложимост на деконволюцията може да бъде определена от наклона на апаратурната функция. Съществен недостатък на метода е големият брой свободни параметри. Освен това полуширината на апаратурната функция зависи от енергиите на преходите, които заселват и разреждат изследваното състояние. Поради тези причини често се търсят възможности да бъдат определени отделно параметрите на апаратурната функция системата и да бъдат фиксирани при провеждането на деконволюция на времевите разпределения. Те могат да се получат от спектри за състояния със сходни енергии на зареждащите и разреждащите преходи и времена на живот, много по-къси от разделителната способност на системата.

При времена на живот, по-къси от полуширината на апаратурната функция, често се използва методът на отместването на първите моменти на разпределенията [59, 61, 65, 66]. Първият момент се определя от:

$$C_D = \frac{\int tD(t)dt}{\int D(t)dt}, \quad (5.3)$$

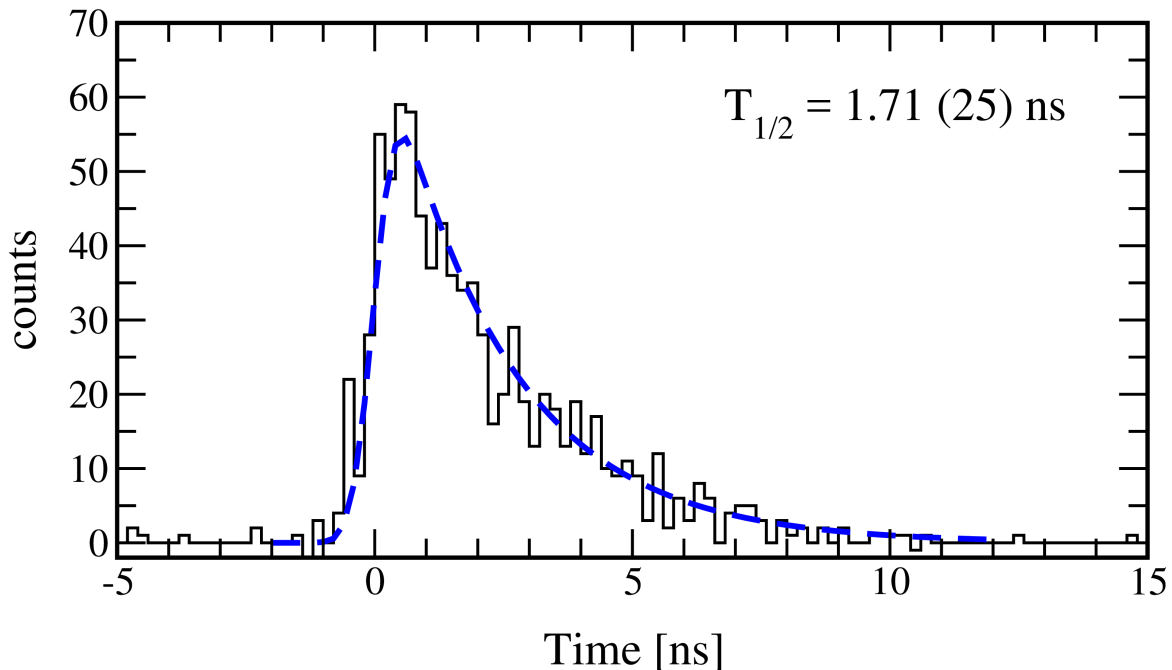
където $D(t)$ отговаря на разпределението от уравнение (5.1). Разликата между позициите на първите моменти на времево разпределение и апаратурната функция дават ефективното време на живот на състоянието [59]:

$$\tau_{eff} = C_D - C_P. \quad (5.4)$$

С този метод се определят времена на живот до 10-100 пъти по-ниски от полуширината на апаратурната функция [46] и най-малките възможни отмествания определят долната граница на приложимост на системата за измерване на времена на живот в режим на забавени съвпадения. Възможно е получаването на информация за периода на полуразпадане и от моменти на разпределенията от по-висок порядък (напр. вторият или третият моменти на разпределенията [62, 63]).

Трите представени метода имат различна стабилност на крайните резултати по отношение на изменения на регионите на регресия и интегриране, промени във фоновото разпределение и броя събития в разпределенията [62, 63].

На фиг. 5.6 е представено времево разпределение за състоянието със спин и четност $(7/2)^-$ в ^{103}Ru . Получено е след налагане на двумерните енергетични условия, показани на фиг. 5.5,



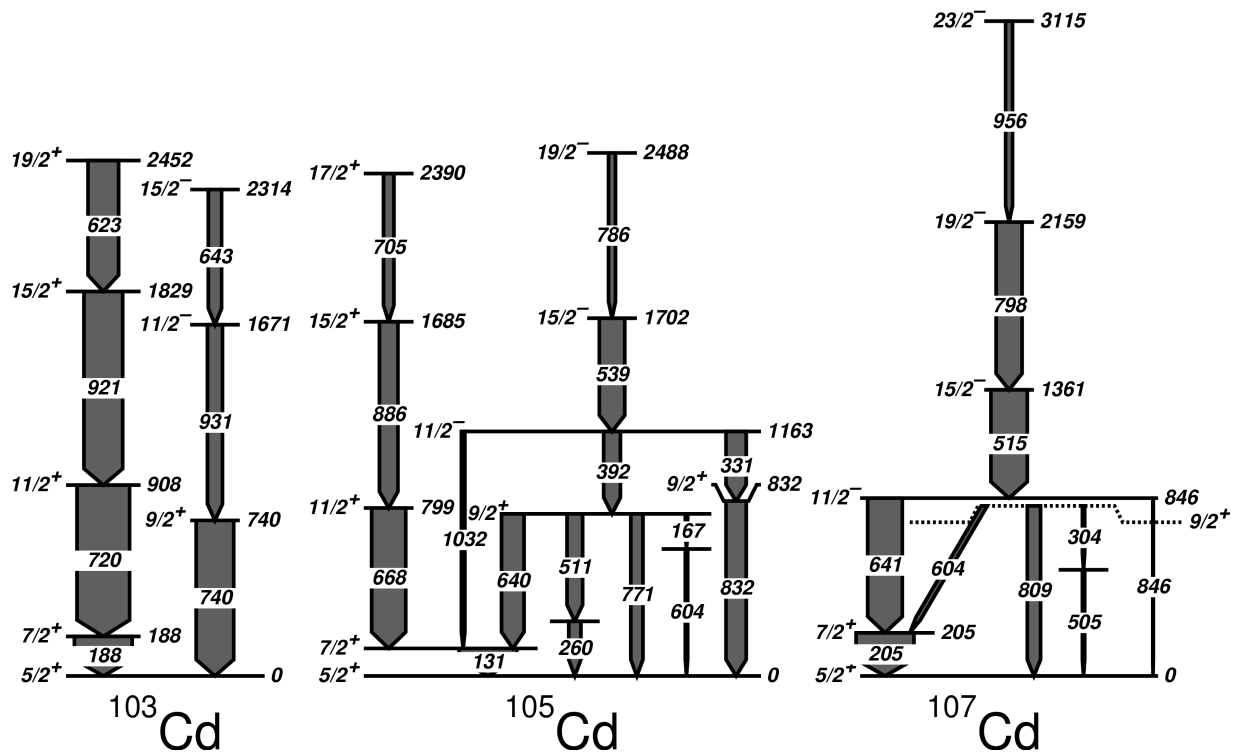
Фигура 5.6: Времево разпределение за състоянието със спин и четност $(7/2)^-$ в ^{103}Ru , получено след налагане на условия за регистрирането на γ -квантите с енергия 271 keV и 294 keV в съвпадение с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Периодът на полуразпадане от 1.71 (25) ns е получен след деконволюция.

които ограничават единствено съвпадения между γ -кванти с енергия 271 keV и 294 keV. Спектърът, от който е изваден приносът на фоните събития, показва ясно различима експоненциална крива. При съвпадения на преходи с енергия от порядъка на 200-300 keV апаратурната функция има голяма ширина, поради което е приложен методът на деконволюция. За периода на полуразпадане на състоянието е получена стойност от 1.71 (25) ns.

5.2 $^{103,105,107}\text{Cd}$

Изотопите на Cd, изследвани в настоящата работа, са $^{103,105,107}\text{Cd}$ [47]. Основен интерес представляват нисколежащите състояния със спин и четност $7/2^+$, както и състоянията с отрицателна четност $11/2^-$. На фиг. 5.7 са представени парциални схеми на разпадане на ядрата.

И в трите изотопа основното състояние е със спин и четност $5/2^+$, а над него има нисколежащо по енергия състояние $7/2^+$. Периодите на полуразпадане на $7/2^+$ в ^{105}Cd и ^{107}Cd са известни от предишни изследвания [56], но за $7/2^+$ в ^{103}Cd е измерен за пръв път в настоящата работа. В експериментите, поведени на детекторната система ROSPHERE, са измерени



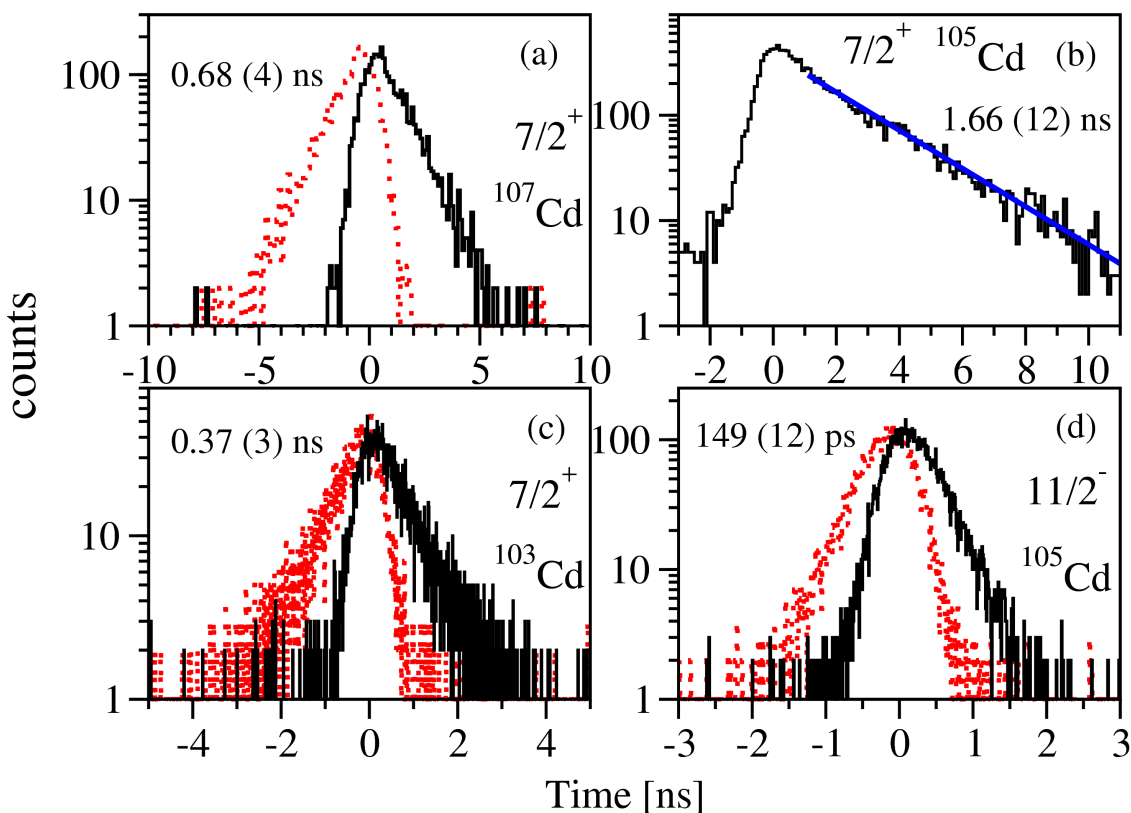
Фигура 5.7: Парциални схеми на разпадане на $^{103,105,107}\text{Cd}$ [56].

и трите времена на живот на $7/2^+$ състоянията.

На фиг. 5.8 (a) са представени два симетрични спектъра за $7/2^+$ състоянието в ^{107}Cd . Времето разпределение, изобразено с плътна черна линия, отговаря на енергетични условия, наложени върху преходите с енергия 641 keV и 205 keV в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. С червена прекъсната линия е изобразено симетричното разпределение спрямо нулевата позиция. При конструирането на спектрите са наложени условия за детектиране на γ -кванти с енергия 798 keV или 956 keV с някой от детекторите от HPGe . Асиметричната форма на двете разпределения е ясно отличима, а разликата между позициите на първите им моменти е равна на два пъти времето на живот на състоянието. Методите на отместване на първите моменти и деконволюция дават период на полуразпадане от 0.68 (4) ns, който се съгласува добре с известната стойност $T_{1/2} = 0.71$ (4) ns [56].

Спектрите на фиг. 5.8 (b) показват разпределение, получено за състоянието $7/2^+$ в ^{105}Cd . Периодът на полуразпадане $T_{1/2} = 1.66$ (12) ns от настоящото изследване е определен след регресия на експоненциалната крива на разпадане и се съгласува с предишната известна стойност $T_{1/2} = 1.75$ (11) ns [56]. Спектърът е получен след налагане условия върху преходите с енергия 668 keV и 131 keV, регистрирани с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и 886 keV или 705 keV с детекторите от HPGe .

На фиг. 5.8 (c) са представени двете симетрични разпределения за състоянието $7/2^+$ в ^{103}Cd . Стойността $T_{1/2} = 0.37$ (3) ns е получена по метода на отместване на първите момен-



Фигура 5.8: Времени разпределения и измерени периоди на полуразпадане за състояния в $^{103,105,107}\text{Cd}$: (a) $7/2^+$ в ^{107}Cd ; (b) $7/2^+$ в ^{105}Cd ; (c) $7/2^+$ в ^{103}Cd ; (d) $11/2^-$ в ^{105}Cd .

ти. Разпределенията са конструирани след условия за регистриране на преходите с енергия 720 keV и 188 keV със сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и преходите с енергия 921 keV или 623 keV с детекторите от HPGe.

С настоящите резултати са пресметнати редуцираните вероятности за преходите, които разреждат нивата с $J^\pi = 7/2^+$ в $^{103,105,107}\text{Cd}$.

И в трите изотопа първото $7/2^+$ се разпада до основното състояние $5/2^+$ чрез смесен M1+E2 преход. Коефициентът на смесване в ^{107}Cd е $\delta = +0.25$ (1), докато за ^{103}Cd е оценен на $\delta \leq 0.1$ [56]. В настоящата работа за прехода от $7/2^+$ до $5/2^+$ в ^{105}Cd е приет коефициент на смесване $\delta \leq 0.1$, тъй като липсват експериментални данни за δ .

В ^{103}Cd за прехода с енергия 188 keV са получени $B(M1) = 0.0089$ (8) W.u. и $B(E2) = 2.27$ (19) W.u. В ^{105}Cd изчисленията показват $B(M1) = 0.0058$ (5) W.u. и $B(E2) = 2.93$ (22) W.u. за прехода с енергия 131 keV, свързващ $7/2^+$ и $5/2^+$ състоянията, докато за аналогичния преход в ^{107}Cd с енергия 205 keV $B(M1) = 0.00331$ (20) W.u. и $B(E2) = 4.2$ (4) W.u.

Освен периодите на полуразпадане на $7/2^+$ състоянията е измерен и $T_{1/2}$ за състоянието с $J^\pi = 11/2^-$ в ^{105}Cd . Двете симетрични разпределения за $11/2^-$ са показани на фиг. 5.8 (d). Получени са след налагане на условия за преходите с енергия 539 keV и 392 keV в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и 786 keV за някои от детекторите от HPGe. След прилагане на метода на отместване на първите моменти е определен период на полуразпадане от 149 (12) ps.

В ^{107}Cd $11/2^-$ се разпада с E1, M2 и [E3] преходи с енергии съответно 37 keV, 641 keV и 846 keV. Редуцираните вероятности, които отговарят на преходите, са $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) = 6.6 \times 10^{-6}$ (12) W.u., $B(M2; 11/2^- \rightarrow 7/2^+) = 0.123$ (10) W.u. и $B(E3; 11/2^- \rightarrow 5/2^+) = 1.3$ (4) W.u. [56].

Състоянието $11/2^-$ в ^{105}Cd се разпада чрез E1 преходи с енергия 331 keV и 392 keV, както и с 1032-keV M2 преход. С данните от настоящата работа са пресметнати $B(M2; 11/2^- \rightarrow 7/2^+) = 0.254$ (21) W.u. за M2 прехода и $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) = 3.0 \times 10^{-5}$ (3) W.u. и $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) = 1.47 \times 10^{-5}$ (14) W.u., съответно за E1 преходите с енергия 331 keV и 392 keV.

В ^{103}Cd $11/2^-$ се разпада с E1 преход с енергия 931 keV до $9/2^+$ състоянието, разположено на 740 keV. В настоящата работа не е наблюдавана времева структура в спектрите, сортирани за $11/2^-$ в това ядро. Горна граница от $T_{1/2} < 6$ ps е предложена за периода на полуразпадане, което отговаря на $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) > 6.3 \times 10^{-5}$ W.u.

5.3 $^{99-103}\text{Ru}$

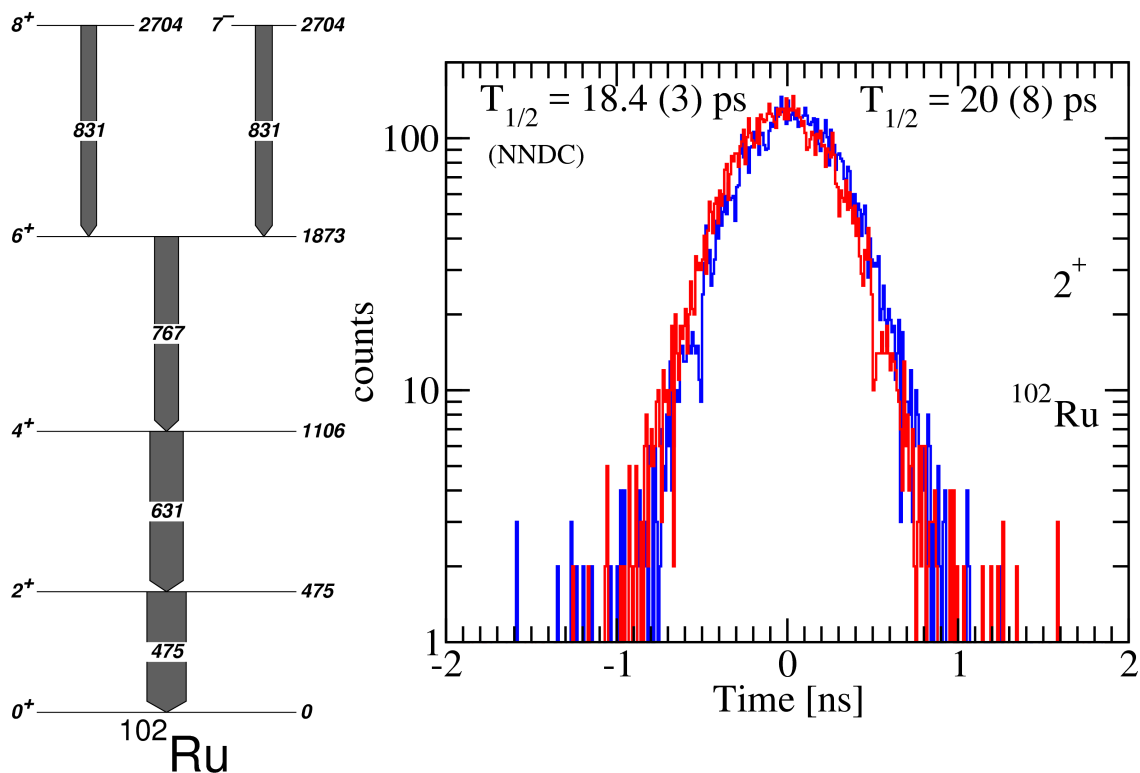
В изследваните изотопи на Ru са заселени редица състояния с периоди на полуразпадане, измерими с използваната експериментална установка. Аналогично на нечетните Cd изотопи, основен интерес представляват нисколежащите състояния.

Ядрата $^{99,101,103}\text{Ru}$ са заселени в реакции между снопове от α частици и мишени от $^{96,98,100}\text{Mo}$. В странични канали на реакциите се заселват и съседните им четно-четни ядра $^{98,100,102}\text{Ru}$.

5.3.1 Времеви разпределения в ^{102}Ru

Броят детектирани събития в ^{102}Ru , заселен в $(\alpha, 2n\gamma)$ реакция върху мишена от ^{100}Mo , е достатъчен за измерване на времена на живот в това ядро.

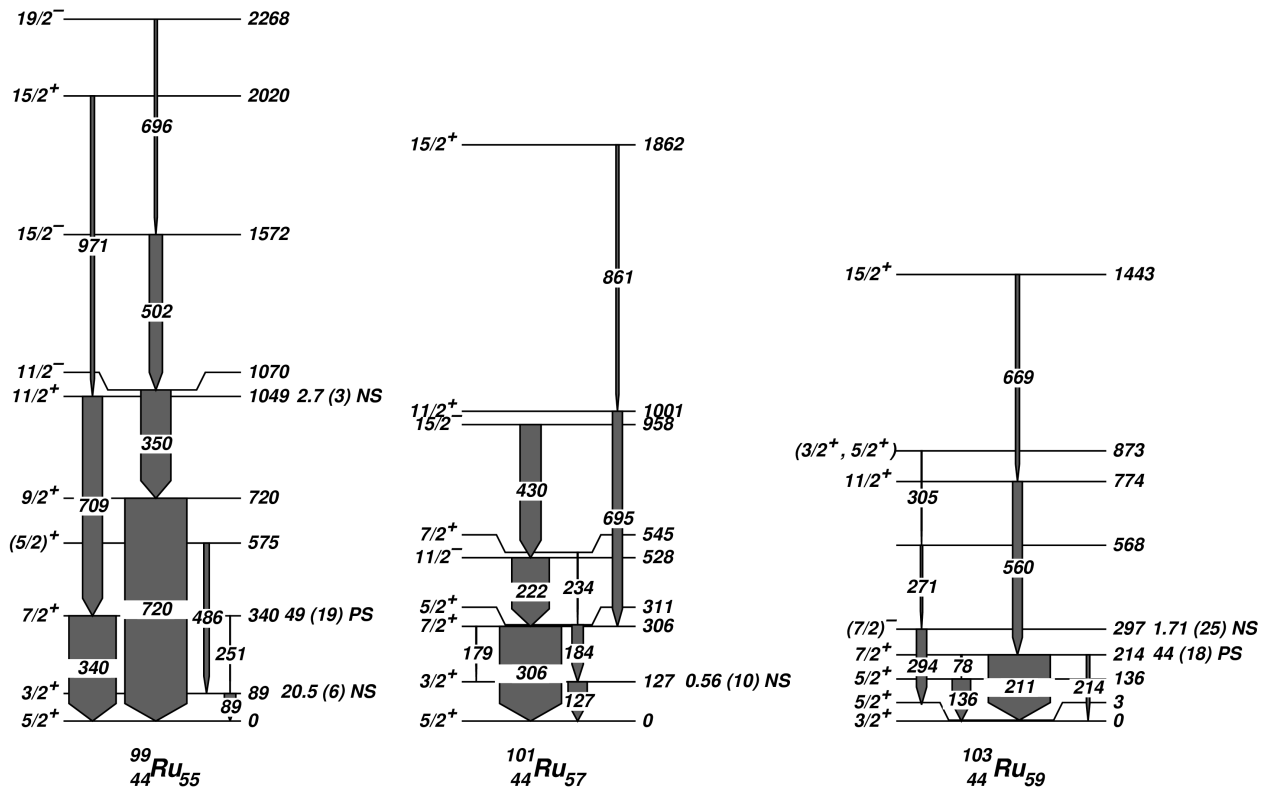
На фиг. 5.9 са представени парциална схема на разпадане на ^{102}Ru (ляво) и времеви разпределения за състоянието с $J^\pi = 2^+$, получени с данните от настоящите експерименти (дясно). Спектрите са конструирани след поставяне на енергетични условия за регистриране на γ -квантите с енергия 631 keV и 475 keV, заселващи и разреждащи 2^+ състоянието, с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Допълнително условие за регистриране на преходите с енергия 768 keV или 831 keV е наложено за детекторите от HPGe. По този начин са получени две симетрични времеви разпределения, в които нивото на фон е ниско, а броят събития - голям. Въпреки че спектрите почти се препокриват, асиметричната им форма е различима. Това се потвържда-



Фигура 5.9: (ляво) Парциална схема на разпадане на ^{102}Ru [56]; (дясно) Симетрични времеви разпределения за 2^+ състоянието в ^{102}Ru , от които е определен период на полуразпадане $T_{1/2} = 20 (8) \text{ ps}$.

ва от прилагането на метода на отместване на първите моменти на разпределенията, който води до $T_{1/2} = 20 (8) \text{ ps}$. Получената стойност се съгласува с известния от литературата период на полуразпадане на състоянието от $18.4 (3) \text{ ps}$. Голямата неопределеност на стойността от настоящия експеримент се дължи на факта, че периодът на полуразпадане е близо до долната граница на приложимост на използваните метод и експериментална установа.

Отклоненията от позицията на апаратурната функция са малки. Стойността зависи както от интервалите на интегриране, така и от фоновото разпределение около пиковете на пълно поглъщане, които са в съвпадение. Малки изменения в тях водят до промени в позициите на първите моменти. Въпреки това, представените спектри за 2^+ в ^{102}Ru показват силно редуциран фон и голям брой събития и могат с достатъчна сигурност да бъдат използвани за определяне на времето на живот на състоянието. Получената стойност е най-късият период на полуразпадане, измерен в експериментите по изследване на Ru, и демонстрира границата на приложимост на метода на забавени съвпадения по време на провеждането им.



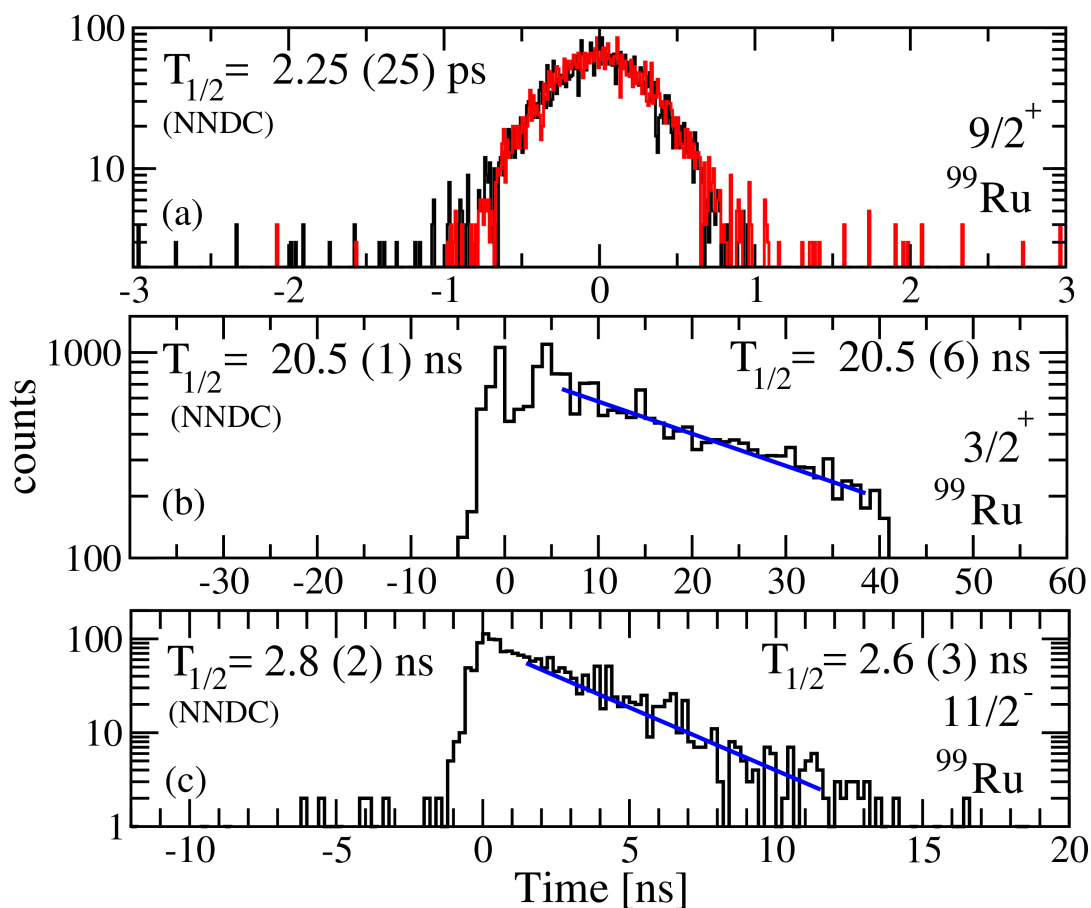
Фигура 5.10: Парциални схеми на разпадане на изотопите $^{99,101,103}\text{Ru}$ [56]. На схемите са означени и стойностите за периодите на полуразпадане на някои състояния, измерени в настоящата работа.

5.3.2 Времеви разпределения в ^{99}Ru

На фиг. 5.10 са представени парциални схеми на разпадане на нечетните изотопи, които представляват интерес за настоящото изследване. В ^{99}Ru и ^{101}Ru основното състояние има спин и четност $5/2^+$, докато в ^{103}Ru то е с $J^\pi = 3/2^+$. В действителност и в трите ядра най-нисколежащите $3/2^+$ и $5/2^+$ състояния са разположени близо по енергия. Над тях и в трите изотопа има $7/2^+$ състояния, които предполагат сходни характеристики с представените ядра на Cd.

Състоянието със спин и четност $9/2^+$ в ^{99}Ru има известен период на полуразпадане от 2.25 (25) ps [56]. Тази стойност е под възможните измерими времена на живот с представения метод. На фиг. 5.11 (а) са показани двата симетрични времеви спектъра, получени за това състояние. Приложени са енергетични условия за регистриране на γ -квантите с енергия 502 keV или 696 keV в детекторите от HPGe в съвпадение с квантите с енергия 350 keV и 720 keV в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Не се наблюдава отклонение на първите моменти на разпределенията спрямо нулевата стойност.

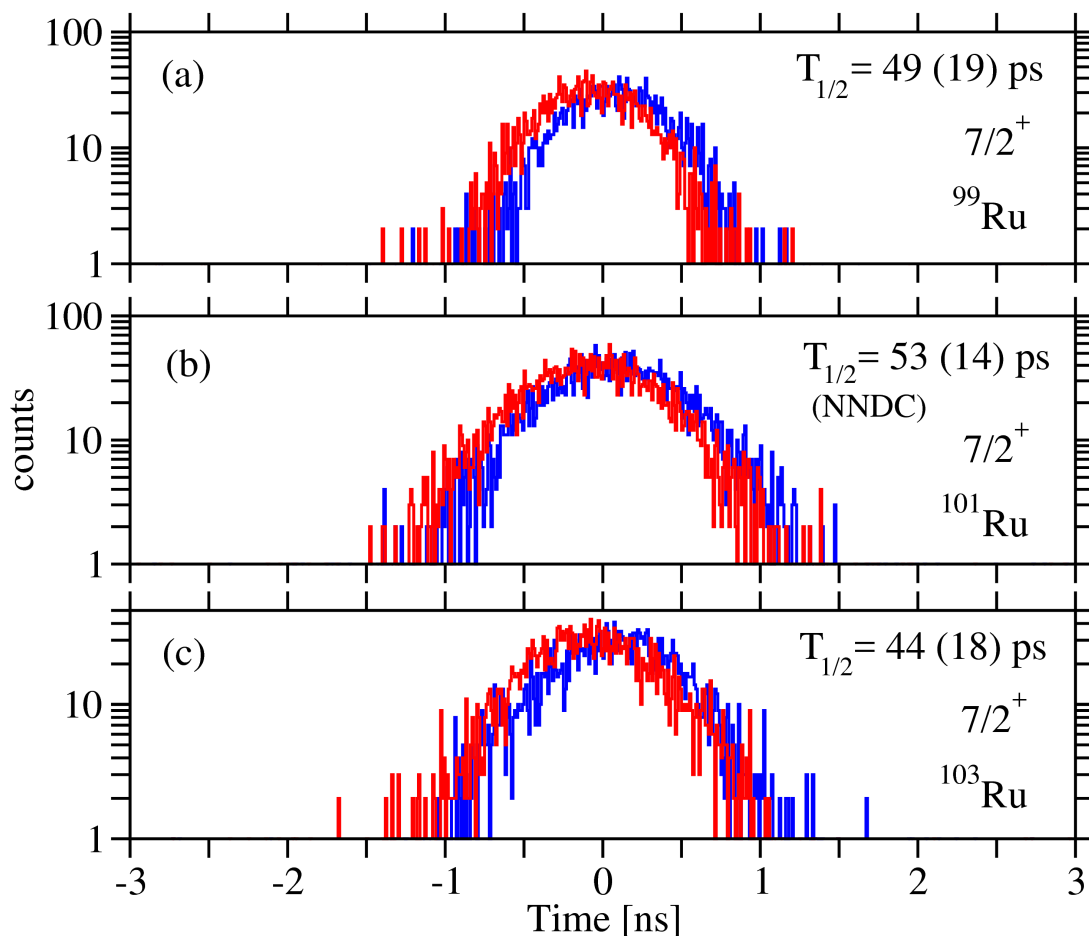
Въпреки че не е възможно определянето на периода на полуразпадане, времето разп-



Фигура 5.11: Времени разпределения за състояния в ^{99}Ru : (a) $9/2^+$; (b) $3/2^+$; (c) $11/2^-$. Представените стойности за измерените $T_{1/2}$ са получени след прилагане на метода на отместването на първите моменти в (a) и регресия на експоненциалните криви на разпадане в (b) и (c).

ределение за състоянието $9/2^+$ дава съществена информация за характеристиките на апаратурната функция. Липсата на отклонение на първите моменти на разпределенията потвърждава валидността на приложената *walk* корекция. Използвани са преходите с енергия 350 keV и 720 keV, които са близки до енергиите на преходите, които заселват и разреждат състоянието $7/2^+$ в ^{99}Ru (709 keV и 340 keV). Това предполага, че видът на апаратурната функция за състоянието $7/2^+$ е известен и може да бъде използван при анализ на времените разпределения за $7/2^+$.

Най-дългият период на полуразпадане, измерен в настоящите експерименти, е този на състоянието със спин и четност $3/2^+$ в ^{99}Ru . Времето разпределение за него е показано на фиг. 5.11 (b). Получено е след налагане на условия за детектиране на γ -квантите с енергия 486 keV и 89 keV в съвпадение с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Ограничението от 50 ns за диапазона на времеамплитудните преобразуватели в експеримента не позволява да бъде видяна пълна-



Фигура 5.12: Времени разпределения за $7/2^+$ състоянията в $^{99,101,103}\text{Ru}$: (a) $7/2^+$ в ^{99}Ru ; (b) $7/2^+$ в ^{101}Ru ; (c) $7/2^+$ в ^{103}Ru . Отбелязани са измерените стойности в настоящия експеримент за периодите на полуразпадане на състоянията в ^{99}Ru и ^{103}Ru , както и известната стойност за $T_{1/2}$ в ^{101}Ru [56], използвана при определяне на корекцията за *walk* ефекта на CFD модулите.

та експоненциална крива на разпадане. Въпреки това формата е ясно различима и видимата част е достатъчна за определяне на времето на живот. С метода на регресия на експоненциалната крива е получена стойност $T_{1/2} = 20.5 (6) \text{ ns}$, която се съгласува с известния период на полуразпадане от $20.5 (1) \text{ ns}$ [56]. Състоянието се разпада чрез смесен M1+E2 преход с коефициент на смесване $\delta = -1.56 (2)$ и конверсионен коефициент $\alpha = 1.50 (3)$ [56, 67]. Това води до редуцирани вероятности за преход от $B(M1) = 0.000175 (4) \text{ W.u.}$ и $B(E2) = 50.2 (10) \text{ W.u.}$

Измерените периоди на полуразпадане на 2^+ състоянието в ^{102}Ru и $3/2^+$ състоянието в ^{99}Ru демонстрират областта на приложимост на системата от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ в проведените експерименти по заселване на Ru. За измерване на по-дълги времена на живот е възможно да бъдат използвани детекторите от HPGe.

На фиг. 5.11 (c) е показано времево разпределение за $11/2^-$ състоянието в ^{99}Ru . Получено е след поставяне на условия за регистриране на квантите с енергия 502 keV и 350 keV с де-

текторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и допълнително условие за преходите с енергия 696 keV или 932 keV в детекторите от HPGe. След прилагане на метода на регресия на експоненциалната крива е получена стойност $T_{1/2} = 2.6 (3) \text{ ns}$, близка до известния период на полуразпадане от 2.8 (2) ns. Състоянието $11/2^-$ се разпада с E1 и M2 преходи с енергия съответно 350 keV и 729 keV. На тях отговарят стойности от $B(E1) = 2.7 \times 10^{-6} (4) \text{ W.u.}$ и $B(M2) = 0.15 (3) \text{ W.u.}$

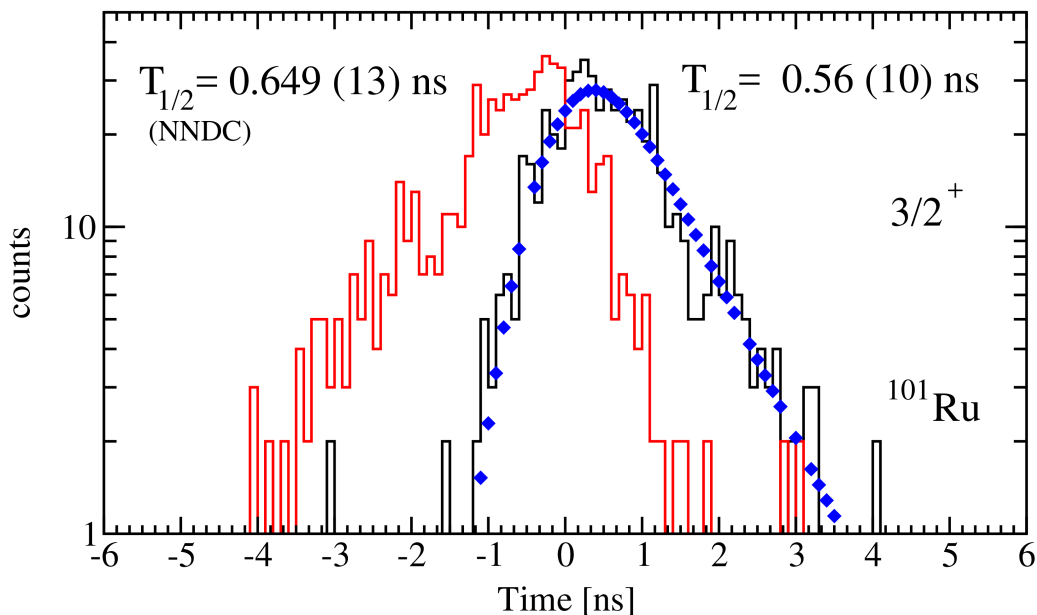
Периодът на полуразпадане на състоянието със спин и четност $7/2^+$ в ^{99}Ru е измерен, като времеви разпределения за двата симетрични спектъра са представени на фиг. 5.12 (a). Спектрите са получени след прилагането на условия по енергия за детектиране на квантите с енергия 709 keV и 340 keV със сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и γ -кванта, отговарящ на прехода с енергия от 971 keV, с някой от детекторите от HPGe. Към получените асиметрични разпределения е приложен метода на отнемване на първите моменти. Чрез него е определена стойност от 49 (19) ps за периода на полуразпадане на състоянието.

В действителност $7/2^+$ в ^{99}Ru се разпада чрез два прехода. Единият от тях е M1+E2 преход с енергия 340 keV, коефициент на смесване $\delta = -0.020 (5)$ и пълен конверсионен коефициент $\alpha = 0.01188 (17)$. Другият преход е с енергия 251 keV и чист E2 характер. Конверсионният коефициент за него е $\alpha = 0.0492 (7)$. С наличните данни са пресметнати експерименталните редуцирани вероятности за преход. Получени са стойности от $B(M1) = 0.011 (5) \text{ W.u.}$ и $B(E2) = 0.036 (23) \text{ W.u.}$ за смесения 340-keV преход и $B(E2) = 3.0 (12) \text{ W.u.}$ за E2 прехода с енергия 251 keV.

5.3.3 Времеви разпределения в ^{101}Ru

Периодът на полуразпадане на $7/2^+$ състоянието в ^{101}Ru е известен от [56]. Стойност от $T_{1/2} = 53 (14) \text{ ps}$ е получена в β -разпадане на ^{101}Tc и β - γ съвпадения [68]. Състоянието се заселва и разрежда от няколко прехода с енергии в широк диапазон. Това позволява заселващите преходи с енергия 222 keV и 695 keV и разреждащият 306-keV преход да бъдат използвани в корекцията за *walk* ефекта на CFD модулите. Времеви разпределения, получени след налагане на условия с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ върху двойките 222 keV - 306 keV и 695 keV - 306 keV, трябва да дават еднакви отклонения спрямо позицията на апаратурната функция и да съответстват на известното време на живот. Това условие позволява определяне на отклонението в позициите на нулевия момент между квантите с енергия 222 keV и 695 keV, което се дължи на *walk* ефект. По този начин функционалната зависимост, с която се прилага корекцията енергия-време за CFD модулите, е екстраполирана до енергии от порядъка на 200 keV.

На фиг. 5.12 (b) са представени симетрични разпределения за $7/2^+$ състоянието в ^{101}Ru , получени с поставянето на условие за регистриране на γ -квантите с енергия 222 keV и 306 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Допълнително условие е приложено по енергия и време за регистрирането с детекторите от HPGe на преходи, намиращи се над изомерното $11/2^-$ състояние. След приложената корекция за *walk* ефекта отклоненията се съгласуват с известното време на живот.



Фигура 5.13: Времени разпределения за $3/2^+$ състоянието в ^{101}Ru . Прилагането на методите на отместване на първите моменти и деконволюция на разпределенията водят до сходни резултати, съгласувани с предишни известни стойности.

Периодът на полуразпадане на нивото $3/2^+$ в ^{101}Ru също е известен преди настоящото изследване [56]. Измерван е в редица експерименти, като тегловното средно от известните стойности е $T_{1/2} = 0.649 (13) \text{ ns}$. Времето разпределения от настоящия експеримент са показани на фиг. 5.13. Те са получени след поставяне на условия за регистриране на преходите с енергия 127 keV и 184 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и прехода с енергия 234 keV с някой от детекторите от HPGe. Спектрите ясно показват асиметричната форма на разпределенията. Времето на живот на състоянието позволява приложението както на метода на отместване на първите моменти, така и на деконволюция. В случая и двата подхода дават сходни резултати и е определен период на полуразпадане от $0.56 (10) \text{ ns}$. Тази стойност се съгласува с предишните измервания. Състоянието $3/2^+$ се разпада със смесен M1+E2 преход с енергия 127 keV, коефициент на смесване $\delta = +0.148 (9)$ и коефициент на вътрешна конверсия $\alpha = 0.167 (3)$. С помощта на тези известни характеристики са пресметнати редуцираните вероятности за прехода $B(M1) = 0.0138 (3) \text{ W.u.}$ и $B(E2) = 17.2 (21) \text{ W.u.}$

5.3.4 Времени разпределения в ^{103}Ru

Преди настоящото изследване единствено горна граница от $T_{1/2} < 15 \text{ ns}$ бе известна за периода на полуразпадане на състоянието с $J^\pi = 7/2^+$ в ^{103}Ru . На фиг. 5.12 (c) са представени времеви спектри, получени за него в проведените експерименти. Те са сортирани при нала-

гане на условия за регистриране на γ -квантите с енергия 560 keV и 211 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и γ -кванта с енергия 669 keV с някой от детекторите от HPGe. Ниската енергия на разреждащия 211-keV преход представлява проблем от гледна точка на позицията на апаратурната функция. За нейното определяне е използвана информацията от спектрите за $7/2^+$ в ^{101}Ru . Близките енергии на прехода, заселващ $7/2^+$ състоянието в ^{101}Ru (222 keV), и прехода, разреждащ $7/2^+$ в ^{103}Ru (211 keV), предполагат, че измененията им поради *walk* ефект са сходни. Подобен подход води до зависимост на получения период на полуразпадане в $7/2^+$ в ^{103}Ru от този, известен за аналогичното състояние в ^{101}Ru . Поради тази зависимост получената стойност в настоящия експеримент може да бъде използвана предимно като ориентировъчна за $T_{1/2}$ на състоянието.

Методът на отнемване на първите моменти е приложен за разпределенията, представени на фиг. 5.12 (с), и е определен $T_{1/2} = 44$ (18) ps. Състоянието се разпада с три прехода - 214-keV E2 преход към основното $3/2^+$ състояние, 211-keV M1 преход към първото $5/2^+$ състояние и 78-keV M1 преход към второто $5/2^+$ състояние. След пресмятане на коефициентите на вътрешна конверсия с BrIcc [67] са определени редуцираните вероятности за преходите. Получените стойности са $B(E2) = 46$ (19) W.u. за E2 прехода към основното състояние, $B(M1) = 0.048$ (20) W.u. за прехода към първото $5/2^+$ и $B(M1) = 0.017$ (8) W.u. за прехода към второто $5/2^+$.

От особен интерес за настоящото изследване е състоянието с енергия 297 keV в ^{103}Ru . Методът за анализ на експерименталните данни бе демонстриран с него в предходния раздел. Времево разпределение за състоянието и определеният период на полуразпадане 1.71 (25) ns са представени на фиг. 5.6.

Това състояние е заселвано в редица експерименти в последните около 40 години, но въпреки това има неизяснена структура. В експерименти с $(\alpha, n\gamma)$ реакции са му приписвани спин и четност $7/2^-$ [69] и $3/2^+$ [70], базирани на измервания на ъглови корелации. Спин и четност $7/2^-$ са определени и след измервания в (n_{th}, γ) реакции [71]. Детайлна информация е получена с помощта на (d, p) и (p, d) реакции, в които за състоянието е определена стойност $\ell = 3$ за прехвърления ъглов момент, но възможността за $\ell = 2$ не е напълно изключена [72, 73]. В по-скоро проведени експерименти [74, 75] състоянието е заселвано в (d, t) и (d, p) реакции, като съответно $J = 5/2, 7/2$ и $J = 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$ са му приписани, базирани на DWBA (Distorted Wave Born Approximation) анализ. Въз основа на известните резултати и след оценка на наличните данни [76] в ENSDF са приети $J = (7/2)^-$.

От изследванията, предшестващи настоящото, е известно, че преходът има диполен характер. Периодът на полуразпадане от 1.71 (25) ns (фиг. 5.6) определя редуцирани вероятности съответно за M1 и E1 преходи: $B(M1) = 4.9 \times 10^{-4}$ (8) W.u., $B(E1) = 7.0 \times 10^{-6}$ (11) W.u. Вероятностите за преход са използвани за анализ на структурата на състоянието. В настоящата работа са приписани спин и четност $(7/2^-)$, като това се подкрепя и от следните аргументи:

- Ъгловите разпределения от всички предишни измервания предполагат диполен харак-

тер на прехода с енергия 294 keV;

- Стойността $\log ft = 7.6 (3)$ [76] е съгласувана по-скоро със забранен преход от първи порядък от основното $5/2^+$ състояние в ^{103}Tc , отколкото с разрешен преход.

Предвид стандартите за оценка на ENSDF, това не са достатъчни аргументи за еднозначно определяне на спин и четност на дадено състояние. Възможностите за $J^\pi = (3/2^+, 5/2^\pm)$ не са напълно изключени. Голяма част от M1 преходите в разглежданата масова област се интерпретират като ℓ -забранени. Експерименталната стойност на $B(M1)$ за единствения 294-keV преход, разреждащ състоянието, не предполага подобна структура. Това се подкрепя и от сравнително ниския спектроскопичен фактор, измерен в (d,p) реакции [56].

5.4 Неутронно богати изотопи в областта $A \sim 100$

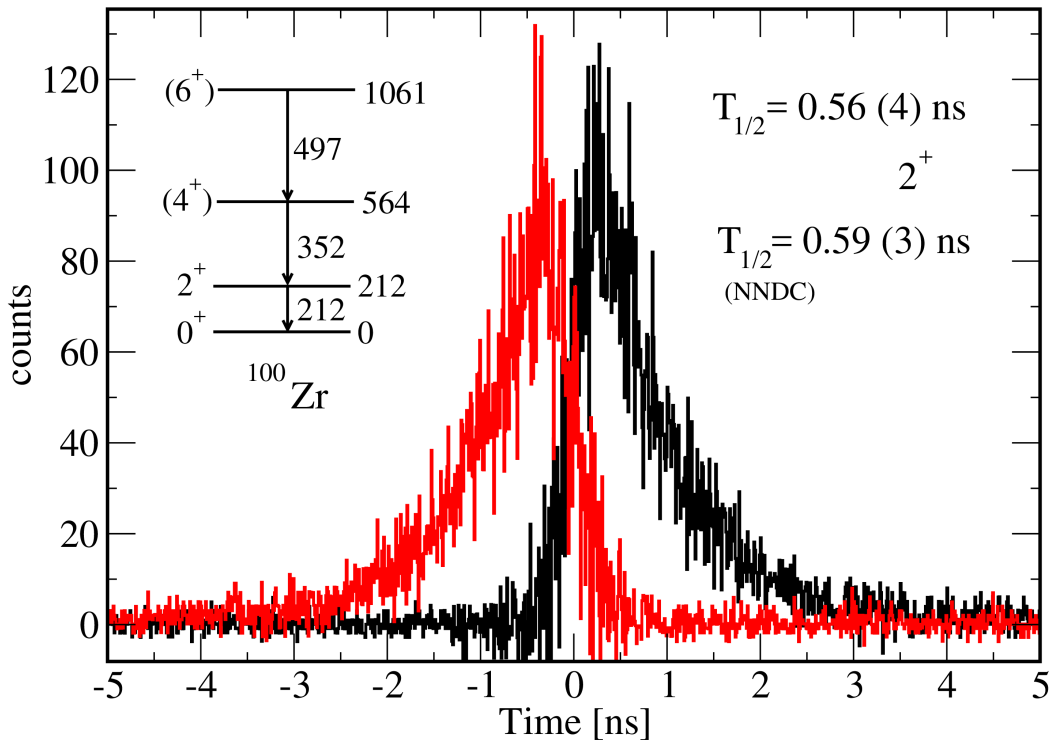
Измерванията на времена на живот в неутронно богати изотопи в областта $A \sim 100$ са част от EX@ILL (EXOGAM в ILL) кампанията в рамките на FATIMA (FASt TIMing Array) сътрудничеството [77, 78].

Използвани са неутрони с енергии от порядъка на 10^{-3} eV, получени от PF1В линията на неутронния реактор в ILL. С тях е бомбардирана мишена от ^{241}Pu . Квантите, излъчени от фрагментите в полученото индуцирано делене, са детектирани с установка, която включва 8 Clover детектора от HPGe (EXOGAM [79]) и 16 сцинтилационни детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (FATIMA [80, 81]). С комбинирането им са постигнати високи разделителни способности по енергия и време. В реакциите на индуцирано делене са заселени множество ядра. Съответно условията за съвпадение на γ -квантите са от изключителна важност.

Експерименталните данни са записани с цифрова електроника, а специфичностите на системата позволяват софтуерното налагане на условия за съвпадение между γ -квантите в определен интервал от време. Избирането на каскадите от γ -кванти в изучаваните ядра става с изискването за детектиране на поне един преход с известна енергия с детекторите от HPGe. Периоди на полуразпадане се определят след допълнително условие за два детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ в съвпадение [66, 77].

Процедурите за анализ на експерименталните данни включват корекции за нестабилността на енергетичния отклик на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с времето, калибровки по енергия и време и конструиране на тримерни матрици и времеви разпределения при наложените условия. Корекция на *walk* ефекта, свързан с CFD модулите, е направена след детайлен анализ на данни, получени с калибровъчен източник от ^{152}Eu [54].

Проверка за валидността на получените резултати е направена с измерване на периода на полуразпадане на първото 2^+ състояние в ^{100}Zr . Известната от литературата стойност [56]



Фигура 5.14: Времени разпределения, получени за 2^+ състоянието в ^{100}Zr с експерименталните данни от измерванията с мишена от ^{241}Pu .

е възпроизведена в измерванията с мишена от ^{235}U [54].

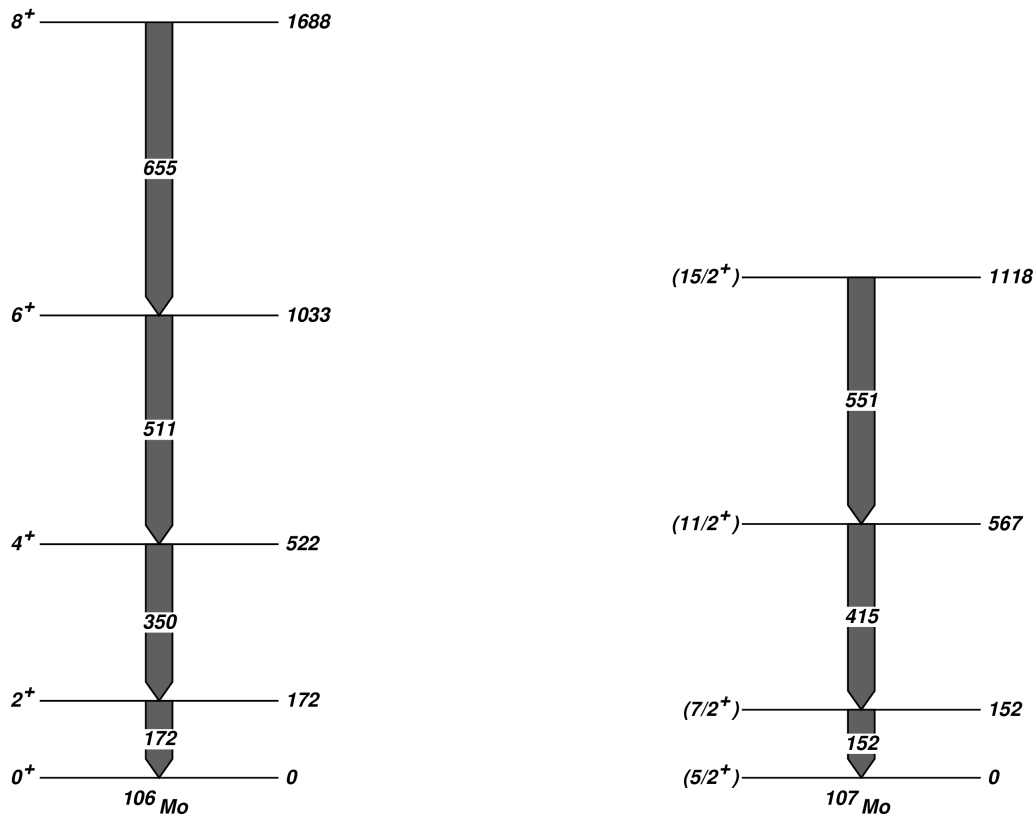
На фиг. 5.14 са представени две симетрични времеви разпределения за 2^+ състоянието в ^{100}Zr , получени с данните от измерванията с мишена от ^{241}Pu . Приложени са условия за регистриране на γ -квантите с енергия 497 keV с детекторите от HPGe и квантите с енергия 352 keV и 212 keV със сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Към времевите разпределения е приложен методът на отместване на първите моменти и е получен период на полуразпадане от 0.56 (4) ns, който се съгласува с известната стойност $T_{1/2} = 0.59$ (3) ns [56].

5.4.1 Изследване на изотопи на Мо в областта $A \sim 100$

Реакцията на индуцирано делене с използване на неутрони и мишена от ^{241}Pu води до заселване на множество неутронно богати ядра. В тях могат да бъдат проследени на ефектите при приближаване на линията за отделяне на неутрони [82–84].

Интерес в представения експеримент представляват ядрата в изотопичната верига на Мо. В някои от тях са известни времената на живот на нисколежащи състояния, измерени чрез методи, основани на Доплеровото отместване [85] и β - γ - $\gamma(t)$ съвпадения [86].

По-лесно еволюцията на колективността в областта се наблюдава в четно-четните изо-

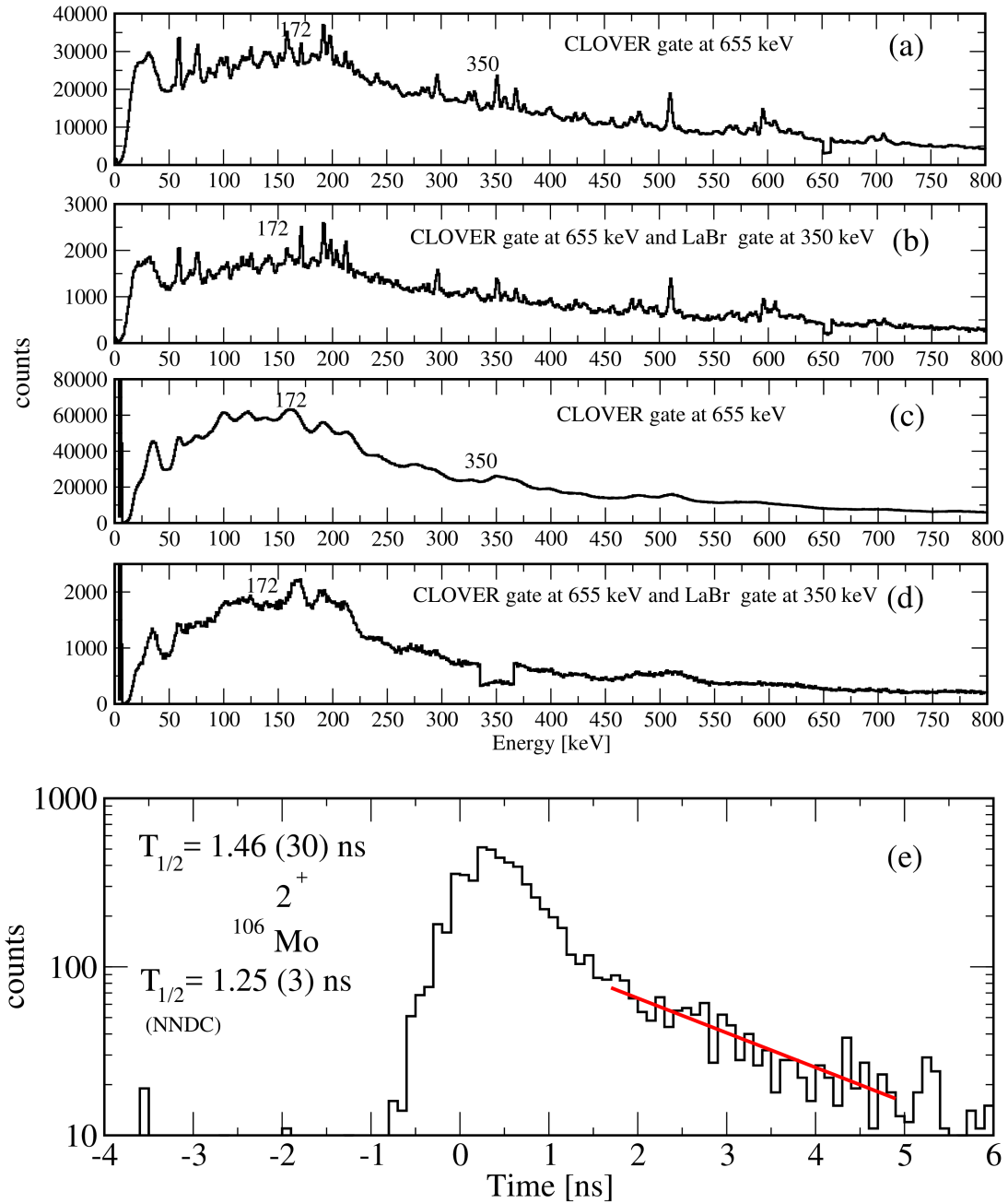


Фигура 5.15: Частични схеми на разпадане на ^{106}Mo и ^{107}Mo . Представени са преходите от значение за определяне на периодите на полуразпадане на 2^+ състоянието в ^{106}Mo и $(7/2^+)$ в ^{107}Mo [56].

топи и експерименталната информация за нисколежащите състояния в тях е от решаващо значение. Периодите на полуразпадане на първите 2^+ и 4^+ състояния в четните $^{100-108}\text{Mo}$ се изменят в диапазон от десетки ps до над 1 ns [56]. Ядрата са разположени в област, в която увеличаване на броя на неутрони може значително да измени структурата им. Такива резки промени са наблюдавани в изотопичните вериги на Sr и Zr, докато при Ru и Pd измененията са по-плавни [87].

На фиг. 5.15 са показани частични схеми на разпадане на ^{106}Mo и ^{107}Mo . Основен интерес в настоящите изследвания представляват 2^+ нивото в ^{106}Mo и състоянията в ^{107}Mo . Периодът на полуразпадане на 2^+ в ^{106}Mo има известна стойност от 1.25 (3) ns, получена след усредняването на резултатите от няколко проведени измервания [56].

На фиг. 5.16 са представени няколко енергетични и времеви спектъра, свързани с анализа на експерименталните данни за 2^+ състоянието в ^{106}Mo . Спектърът от фиг. 5.16 (а) илюстрира енергетичното разпределение в Clover детекторите от HPGe, при условие, че в някой от тях е регистриран γ -квант с енергия 655 keV. Това е енергията, съответстваща на прехода, който



Фигура 5.16: Енергетични и времеви разпределения за ^{106}Mo : (a) спектър от Clover детекторите с условие в някой от тях да е регистриран γ -квант с енергия 655 keV; (b) като (a), с допълнително условие за 350-keV квант в $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$; (c) и (d) аналогични на (a) и (b), но за $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$; (e) $T_{1/2}$ на 2^+ в ^{106}Mo .

разрежда състоянието със спин и четност 8^+ в ^{106}Mo . На фиг. 5.16 (b) е представен енергетичен спектър от Clover детекторите с условието от фиг. 5.16 (a), с допълнително изискване за детектиране на γ -кванта с енергия 350 keV в някой от сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Фиг. 5.16 (c)

и фиг. 5.16 (d) представят спектри за детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с условия, идентични съответно на използваните за фиг. 5.16 (a) и фиг. 5.16 (b). От спектрите е видно, че енергетичните условия водят до увеличаване на отношението на броя събития в пиковете на пълно поглъщане към фоновото ниво за преходите, които представляват интерес. Въпреки това приносът от фоновите събития е значителен и е нужно внимателно подбиране на границите за определяне на пиковете и интегриране.

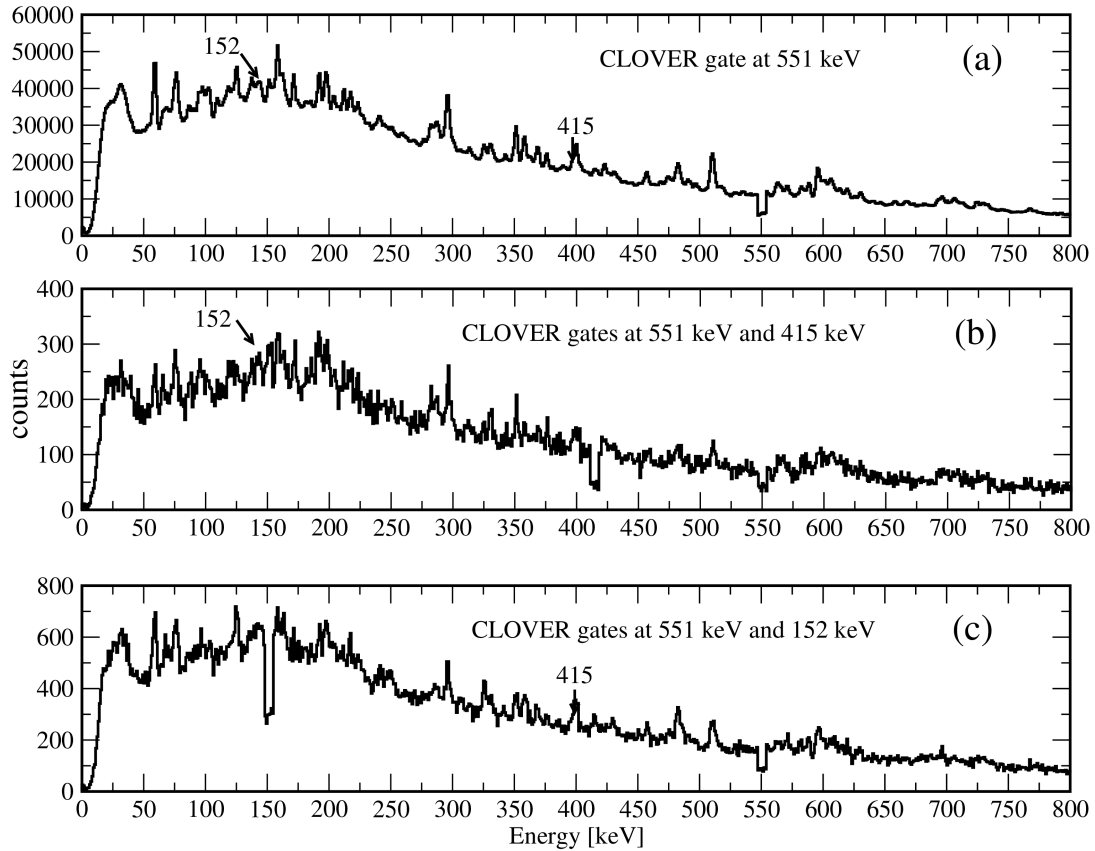
Същественният принос на фоновите събития е очевиден и във времевото разпределение, получено за 2^+ състоянието в ^{106}Mo , представено на фиг. 5.16 (e). То е получено след условие за регистрирането на γ -квантите с енергия 655 keV с Clover детекторите в съвпадение с квантите с енергия 350 keV и 172 keV в детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. В близост до нулевата позиция на апаратурната функция се наблюдава голям брой събития, които отговарят на мигновени съвпадения и имат фон характер. Периодът на полуразпадане може да бъде определен от частта от разпределението, в която се различава втората компонента, представляваща експоненциалното разпадане. Въпреки ниския брой събития, е възможно прилагането на метода на регресия на експоненциалната крива. Полученият резултат за периода на полуразпадане от 1.46 (30) ns е близък до усреднената стойност от предишни измервания $T_{1/2} = 1.25 (3) \text{ ns}$ [56].

С резултата от настоящия експеримент е пресметната редуцираната вероятност за прехода. Получена е стойност от $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 88 (18) \text{ W.u.}$, която в рамките на неопределеността е съгласувана с предишната известна редуцирана вероятност от 102.3 (25) W.u. Освен това съответствие има и с резултати от теоретични пресмятания в рамките на IBM-1 [88].

В областта от изотопичната верига на Mo $^{100-108}\text{Mo}$ енергията на първите 2^+ състояния намалява до ^{106}Mo . В ^{106}Mo $E_{2_1^+} = 172 \text{ keV}$, докато при ^{108}Mo $E_{2_1^+} = 193 \text{ keV}$ [56]. За разлика от енергията на първото 2^+ състояние, редуцираната вероятност за прехода от него към основното състояние има изцяло нарастващо поведение, като достига $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 140 (90) \text{ W.u.}$ в ^{108}Mo [56]. Редно е да се отбележи голямата неопределеност на този резултат в ^{108}Mo (90 W.u.). В рамките на нейните граници е възможно редуцираната вероятност за прехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в ^{108}Mo да е по-малка от тази в ^{106}Mo и поведението на $B(E2)$ стойностите в изотопичната верига да отговаря на измененията на енергията на 2^+ състоянието в основната ивица.

Енергетични разпределения са конструирани и за ядрото ^{107}Mo . В него заселването на възбудените състояния е по-слабо от това на четно-четния изотоп ^{106}Mo . Енергетични спектри са представени на фиг. 5.17. Показани са разпределения, получени единствено с Clover детекторите от HPGe. От тях се вижда, че пиковете, които представляват интерес, са слабо различими. При добрата разделителна способност по енергия на детекторите от HPGe пиковете имат структура над фоновото ниво, но броят събития в тях е изключително нисък. Предвид по-лошото разрешение по енергия на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, в техните спектри преходите между състояния в ^{107}Mo не са ясно наблюдавани.

В табл. 5.1 е систематизирана информацията за представените измерени периоди на по-



Фигура 5.17: Енергетични и времеви разпределения за ^{107}Mo : (a) спектър от Clover детекторите с условие в някой от останалите да е регистриран γ -квант с енергия 551 keV; (b) спектър от Clover детекторите с условие в някой от останалите да са регистрирани γ -кванти с енергии 551 keV и 415 keV ; (c) спектър от Clover детекторите с условие в някой от останалите да са регистрирани γ -кванти с енергии 551 keV и 152 keV.

луразпадане. В експериментите са получени за пръв път периодите на полуразпадане на редица състояния. За други са потвърдени стойности, известни преди настоящите изследвания [56]. Измерването на известни периоди на полуразпадане позволява както да се анализират стойностите от литературата, така и да се направи проверка за систематични отклонения в настоящите експерименти.

Таблица 5.1: Периоди на полуразпадане, измерени в представените експерименти.

Ядро	$J_i^{\pi\dagger}$	E_{level}^\dagger [keV]	E_γ^\dagger [keV]	I_γ^\dagger	σL^\dagger	$T_{1/2}^\dagger$	$T_{1/2}^\ddagger$
^{103}Cd	(7/2 ⁺)	187.89 (7)	187.90 (8)	100	M1(+E2)		0.37 (3) ns
^{103}Cd	(11/2 ⁻)	1670.94 (12)	930.9 (1)	100	(E1)		≤ 6 ps
^{105}Cd	7/2 ⁺	131.11 (7)	131.36 (12)	100	M1(+E2) ^a	1.75 (11) ns	1.66 (12) ns
^{105}Cd	(11/2 ⁻)	1163.10 (10)	330.59 (19)	100 (2)	(E1)		149 (12) ps
^{105}Cd	(11/2 ⁻)	1163.10 (10)	392.17 (12)	82 (3)	(E1)		149 (12) ps
^{105}Cd	(11/2 ⁻)	1163.10 (10)	1033.04 (21)	6 (1) [‡]	(M2) ^a		149 (12) ps
^{107}Cd	7/2 ⁺	204.98 (3)	204.97 (3)	100	M1+E2	0.71 (4) ns	0.68 (4) ns
^{99}Ru	3/2 ⁺	89.57 (6)	89.50 (20)	100	M1+E2	20.5 (1) ns	20.5 (6) ns
^{99}Ru	7/2 ⁺	340.90 (6)	340.81 (10)	100	M1+E2		49 (19) ps
^{99}Ru	7/2 ⁺	340.90 (6)	251.0 (5)	0.72 (5)	E2		49 (19) ps
^{99}Ru	11/2 ⁻	1069.88 (7)	350.01 (10)	100 (6)	E1	2.8 (2) ns	2.6 (3) ns
^{99}Ru	11/2 ⁻	1069.88 (7)	728.82 (10)	5.8 (8)	M2	2.8 (2) ns	2.6 (3) ns
^{99}Ru	11/2 ⁻	1069.88 (7)	1070.03 (10)	0.8 (5)		2.8 (2) ns	2.6 (3) ns
^{101}Ru	3/2 ⁺	127.229 (8)	127.226 (9)	100	M1+E2	0.655 (4) ns	0.56 (10) ns
^{101}Ru	7/2 ⁺	306.858 (5)	179.636 (15)	0.660 (15)	E2	53 (14) ps	
^{101}Ru	7/2 ⁺	306.858 (5)	306.857 (5)	100 (4)	M1+E2	53 (14) ps	
^{102}Ru	2 ⁺	475.096 (1)	475.095 (1)	100	E2	18.4 (3) ps	20 (8) ps
^{103}Ru	7/2 ⁺	213.56 (7)	77.5 (8)	1.8 (4)		≤ 15 ps	44 (18) ps
^{103}Ru	7/2 ⁺	213.56 (7)	210.64 (5)	100 (4)	M1+E2	≤ 15 ps	44 (18) ps
^{103}Ru	7/2 ⁺	213.56 (7)	213.17 (16)	5.05 (8)	E2	≤ 15 ps	44 (18) ps
^{103}Ru	(7/2) ⁻	297.48 (10)	294.72 (11)	100	D(+Q)		1.71 (25) ns
^{106}Mo	2 ⁺	171.549 (8)	171.548 (8)	100	E2	1.25 (3) ns	1.46 (30) ns

[†] данни, взети от [56]; [‡] резултат от настоящите изследвания; ^a стойност, приета при анализа на настоящите резултати

Глава 6

Структура на $^{103,105,107}\text{Cd}$ при нисък спин

В настоящата глава е дискутирана структурата на нисколежащите състояния в нечетните изотопи на Cd. В табл. 6.1 са представени характеристиките на γ -разпадането на състоянията с $J^\pi = 7/2^+$ в $^{103,105,107}\text{Cd}$. Посочени са енергиите на γ -преходите, типовете и мултиполностите им (σL), коефициентите на смесване при M1+E2 преходи (δ) и периодите на полуразпадане.

6.1 Структура на състоянията с $J^\pi = 7/2^+$

На фиг. 6.1 е показана систематика на редуцираните вероятности за прехода $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в изотопите $^{103-111}\text{Cd}$. Фиг. 6.1 (а) представя B(M1) стойностите, докато на фиг. 6.1 (b) са сравнени B(E2) стойностите за прехода $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в нечетните изотопи и B(E2; $2^+ \rightarrow 0^+$) в съседните четни ядра на Cd.

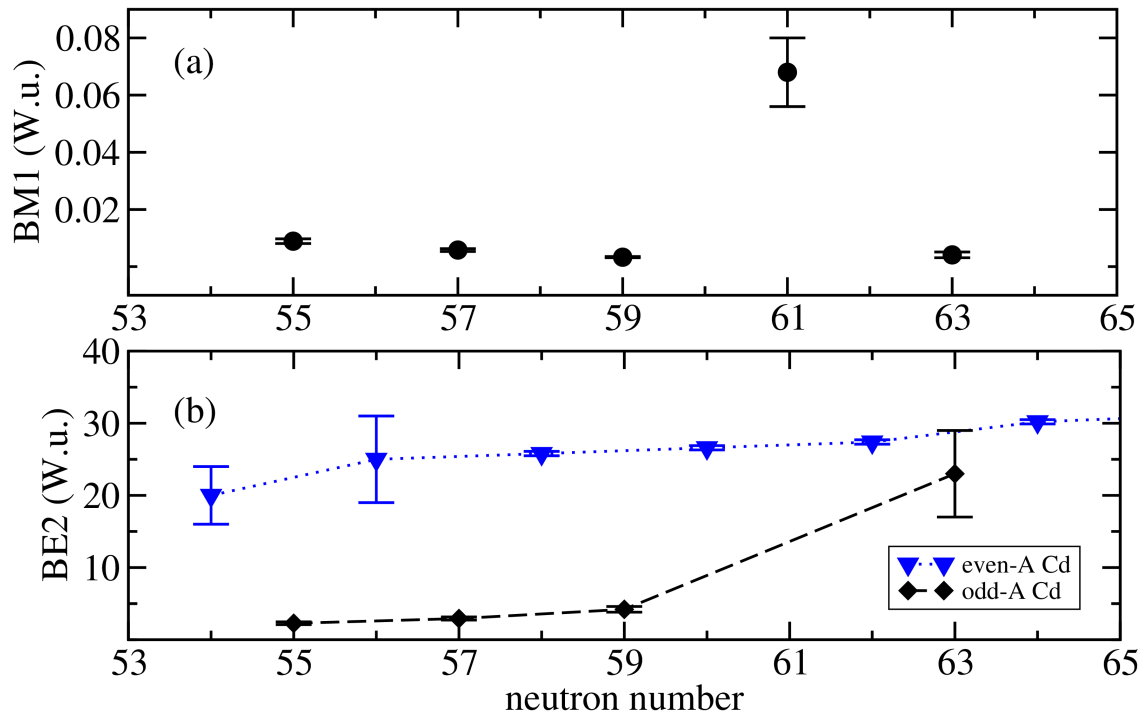
Ниските стойности за B(E2; $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$) предполагат едночастична конфигурация на $7/2_1^+$ състоянията. Същевременно се наблюдава повишаване на тези вероятности за преход при увеличаване на броя неутрони. Периодът на полуразпадане от 0.12 (3) ns в ^{111}Cd определя B(E2) = 23 (6) W.u. Тази стойност е от порядъка на вероятностите за преход B(E2; $2^+ \rightarrow 0^+$) в четните изотопи на Cd и може да се интерпретира като резултат от увеличаване на колективността за $7/2_1^+$ при по-тежките ядра.

В сферичния слоист модел магнитният диполен оператор изисква запазване на орбиталния ъглов момент. Съответно M1 преходи между орбитали с различни ℓ не удовлетворяват това условие и се наричат ℓ -забранени [89]. Те са забавени на около два порядъка от едночастичните оценки и са характерни за масовата област $A \sim 100$. Стойностите за B(M1; $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$) в нечетните изотопи $^{103,105,107}\text{Cd}$ са близки до типичните редуцирани вероятности за ℓ -забранени M1 преходи. Възможно обяснение за структурата на състоянията е преход между едночастичните орбитали $\nu g_{7/2}$ и $\nu d_{5/2}$, които са близо до нивото на Ферми в разгледаните случаи.

Таблица 6.1: Състояния със спин и четност $7/2^+$ в $^{103,105,107}\text{Cd}$ и характеристики на техния γ -разпадане.

Ядро	J^π^\dagger	E_{level}^\dagger [keV]	E_γ^\dagger [keV]	I_γ^\dagger	σL^\dagger	δ	$T_{1/2}^\ddagger$
$^{103}\text{Cd}_{55}$	$(7/2_1^+)$	187.89 (7)	187.90 (8)	100	M1(+E2)	≤ 0.1	0.37 (3) ns
$^{103}\text{Cd}_{55}$	$(11/2^-)$	1670.94 (12)	930.9 (1)	100	(E1)		≤ 6 ps
$^{105}\text{Cd}_{57}$	$7/2_1^+$	131.11 (7)	131.36 (12)	100	M1(+E2) ^a	$\leq 0.1^a$	1.66 (12) ns
$^{105}\text{Cd}_{57}$	$(11/2^-)$	1163.10 (10)	330.59 (19)	100 (2)	(E1)		149 (12) ps
$^{105}\text{Cd}_{57}$	$(11/2^-)$	1163.10 (10)	392.17 (12)	82 (3)	(E1)		149 (12) ps
$^{105}\text{Cd}_{57}$	$(11/2^-)$	1163.10 (10)	1033.04 (21)	6 (1) [‡]	(M2) ^a		149 (12) ps
$^{107}\text{Cd}_{59}$	$7/2_1^+$	204.98 (3)	204.97 (3)	100	M1+E2	+0.25 (1)	0.68 (4) ns
$^{107}\text{Cd}_{59}$	$11/2^-$	845.54 (6)	36.5 (1)	11.2 (12)	E1		71 (5) ns [†]
$^{107}\text{Cd}_{59}$	$11/2^-$	845.54 (6)	640.58 (10)	100 (4)	M2		71 (5) ns [†]
$^{107}\text{Cd}_{59}$	$11/2^-$	845.54 (6)	845.5 (4)	2.3 (7)	[E3]		71 (5) ns [†]

[†]от NNDC [56], освен, където е отбелязано друго; [‡]стойност, получена в настоящите измервания; ^aстойност, приета при анализа на настоящите резултати



Фигура 6.1: Систематика на експерименталните редуцирани вероятности за прехода $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в изотопите $^{103-111}\text{Cd}$: (a) $B(M1; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ стойности в нечетните ядра на Cd; (b) сравнение между $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ в нечетните ядра и $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ стойностите в съседните четно-четни изотопи на Cd.

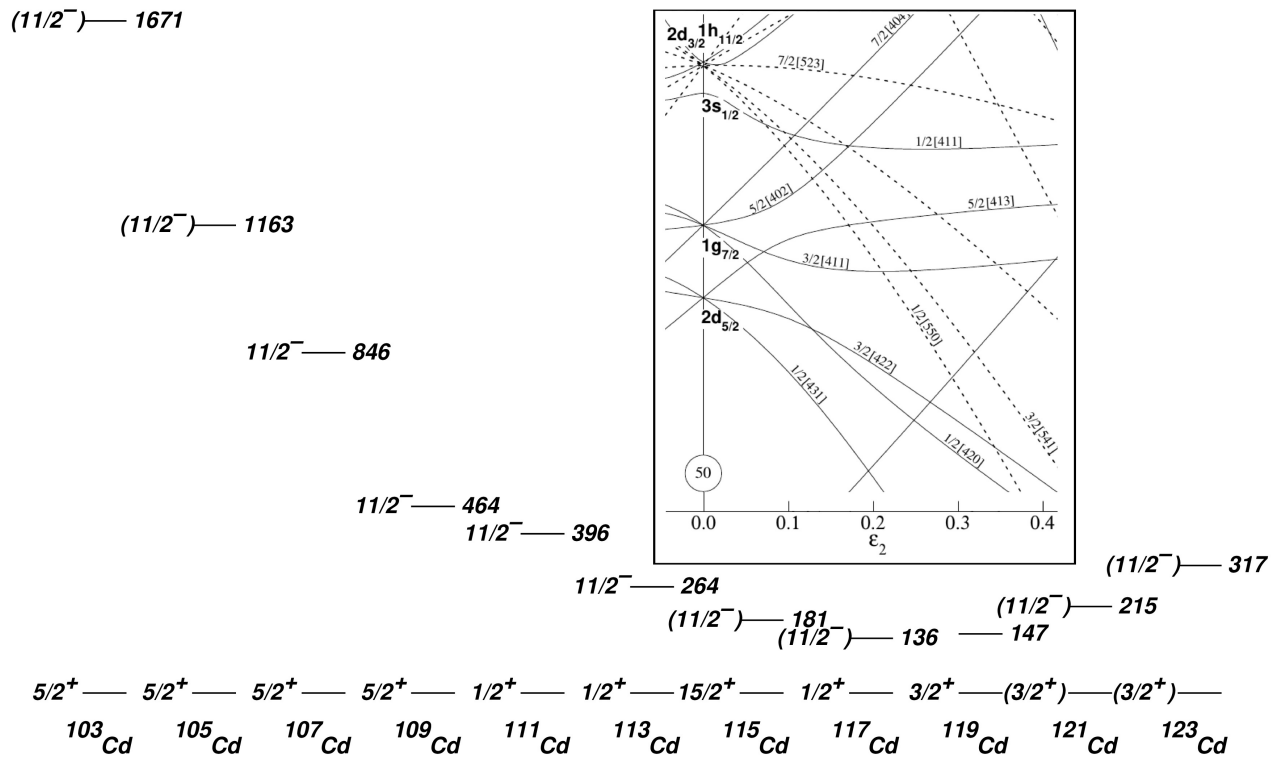
В ^{109}Cd $7/2_1^+$ състоянието се появява на 203 keV над основното състояние и се разпада чрез чист M1 преход до него с $B(M1) = 0.068$ (12) W.u. [56]. Тази стойност е по-висока от съответните вероятности за преход в съседните нечетни изотопи на Cd. В действителност голямото отклонение на $B(M1; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ в ^{109}Cd от систематиката може да се дължи на наличието на значителна E2 компонента.

6.2 Структура на състоянията с $J^\pi = 11/2^-$

Състоянието със спин и четност $11/2^-$ представлява особен интерес поради възможността да се проследи поведението на орбиталата $\nu h_{11/2}$ в областта. Това нисколежащо $11/2^-$ състояние се наблюдава във всички нечетни изотопи на Cd от $^{103}\text{Cd}_{55}$ до $^{125}\text{Cd}_{77}$ [56]. В $^{103}\text{Cd}_{55}$ то е разположено по енергия на 1671 keV и се доближава до основното състояние с увеличаване на броя неутрони. Това поведение се запазва до $^{117}\text{Cd}_{69}$, където $11/2^-$ е при енергия 136 keV. В по-тежките изотопи се забелязва отдалечаването му от основното състояние, като в $^{123}\text{Cd}_{75}$ се намира на 317 keV.

Интерпретация на понижаването по енергия на $11/2^-$ до $^{117}\text{Cd}_{69}$ и увеличаването му в по-тежките ядра може да бъде направена въз основа на конфигурацията на орбиталите в деформирания слоист модел. На фиг. 6.2 са представени разположението по енергия на състоянието в изотопичната верига и част от диаграмата на Нилсон за неутрони в областта $50 \leq N \leq 82$ ($\varepsilon_4 = \varepsilon_2^2/6$) [18]. При деформация в диапазона $\varepsilon_2 \sim 0.1 - 0.2$ запълването на орбиталите с увеличаване на броя неутрони N обуславя намаляване по енергия на състоянието $11/2^-$. С нарастване на N се запълват и орбиталите, получени при разцепването на $\nu h_{11/2}$ в несферичния потенциал. Разположението на частици на $\nu h_{11/2}$ води до увеличаване на деформацията. $N = 69$ отговаря на областта на запълване на най-нисколежащите $1/2[550]$, $3/2[541]$ и $5/2[532]$ орбитали, породени от разцепването на $\nu h_{11/2}$. При следващо увеличаване на броя неутрони започват да се запълват орбитали с положителна четност и се доближава магичното число $N = 82$. Съответно деформацията на ядрото намалява и състоянието със спин и четност $11/2^-$ е разположено по-високо по енергия.

В $^{103-107}\text{Cd}$ нивото $11/2^-$ се разпада с преходи от ниска мултиполност, като доминиращата компонента е E1. В ^{109}Cd и ^{111}Cd състоянието се разпада съответно с M2 и M3 преходи, докато при ^{113}Cd преходът е E5. Периодът на полуразпадане на състоянието се увеличава от 71 (5) ns в ^{107}Cd до 14.1 (5) години в ^{113}Cd . В по-тежките изотопи $T_{1/2}$ намалява, като достига 0.48 (3) s в ^{125}Cd [56].



Фигура 6.2: Разположение по енергия на състоянието с $J^\pi = 11/2^-$ в изотопичната верига на Cd. Представена е систематика за нечетните ядра $^{103-123}\text{Cd}$. Данните са взети от [56]. Представена е и конфигурацията на орбиталите в деформирания слоист модел за неутрони в областта $50 \leq N \leq 82$ ($\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$) [18].

Измереното време на живот на $11/2^-$ в ^{105}Cd в настоящата работа, както и известната стойност за ^{107}Cd позволяват проследяването на E1 преходите и дават информация за структурата на $9/2^+$ състоянията. Систематиката в $^{103-107}\text{Cd}$ показва, че нивото $9/2^+$ се зарежда от E1 преходи със сходен интензитет. Разпадането на $9/2^+$ състоянията се осъществява чрез бързи E2 преходи до основните състояния $5/2^+$. Съответно възможно обяснение за структурата на $9/2^+$ е куплиране на 2^+ възбуждане в четно-четната ядка към неутрон, разположен на орбиталата $\nu d_{5/2}$.

Глава 7

Структура на нисколежащите състояния в $^{99-105}\text{Ru}$

Изясняването на взаимодействието между едночастичните и колективните степени на свобода е един от основните проблеми в ядрената структура. В някои ситуации е изпълнено адиабатичното приближение, но в болшинството от случаите състоянията имат смесена структура.

Често колективни движения на нуклоните започват да се наблюдават бързо след запълване на затворените слоеве. Еволюцията към стабилна деформация в основното състояние на ядрата е предшествана от преходни региони в картата на нуклидите, които често са трудни за теоретично описание.

Изследваните изотопи на Ru са разположени в масова област, в която се наблюдават множество различни ефекти. Ядрата на Ru имат шест протона по-малко от $Z = 50$. По неутрони са разположени между магичното число $N = 50$ и средата между запълнените слоеве при $N = 66$. Съответно се очаква да имат преходен характер и в тази част на изотопичната верига да възниква стабилна деформация в основното състояние [87].

Еволюцията на колективността в Ru може да бъде проследена в по-ясен вид в четно-четните изотопи. Енергията на първото състояние с $J^\pi = 2^+$ в четните Ru намалява с увеличаване на броя неутрони, а отношението $R_{4/2}$ се увеличава без резки изменения. Вероятностите за електромагнитни преходи също имат подобно поведение и показват плавно изменение на структурата в посока към по-тежките изотопи.

В нечетните изотопи на Ru наличието на валентен нуклон значително усложнява структурата. В ядрото ^{95}Ru , което има само един валентен неутрон над запълнения слой $N = 50$, основното състояние има спин и четност $5/2^+$. Над него на 941 keV е разположено състояние с $J^\pi = 7/2^{(+)}$. Между тях има само едно състояние с $J^\pi = 1/2^+$ и енергия 788 keV. При добавянето на нови два неутрона редица нови нива се появяват в ^{97}Ru . Сред тях са $3/2_2^+$, $5/2_2^+$, $7/2_2^+$ [56]. Имайки предвид отсъствието им в ^{95}Ru , може да се предположи, че те имат по-сложна структура, включваща колективни ефекти или тричастични конфигурации.

Таблица 7.1: Параметри, използвани в пресмятанията с модела на твърд триаксиален ротор плюс частица.

Ядро	ϵ_2	ϵ_4	γ	E_{2^+}
^{99}Ru	+0.149	-0.04	28.0	0.60
^{101}Ru	+0.187	-0.04	26.0	0.60
^{103}Ru	+0.230	-0.04	26.0	0.39

7.1 Твърд триаксиален ротор плюс частица

В настоящата работа са проведени изчисления с теоретичния модел на твърд триаксиален ротор плюс частица за изотопите $^{99,101,103}\text{Ru}$. Резултатите са сравнени с експериментални данни както от настоящите експерименти, така и от предишни публикувани изследвания.

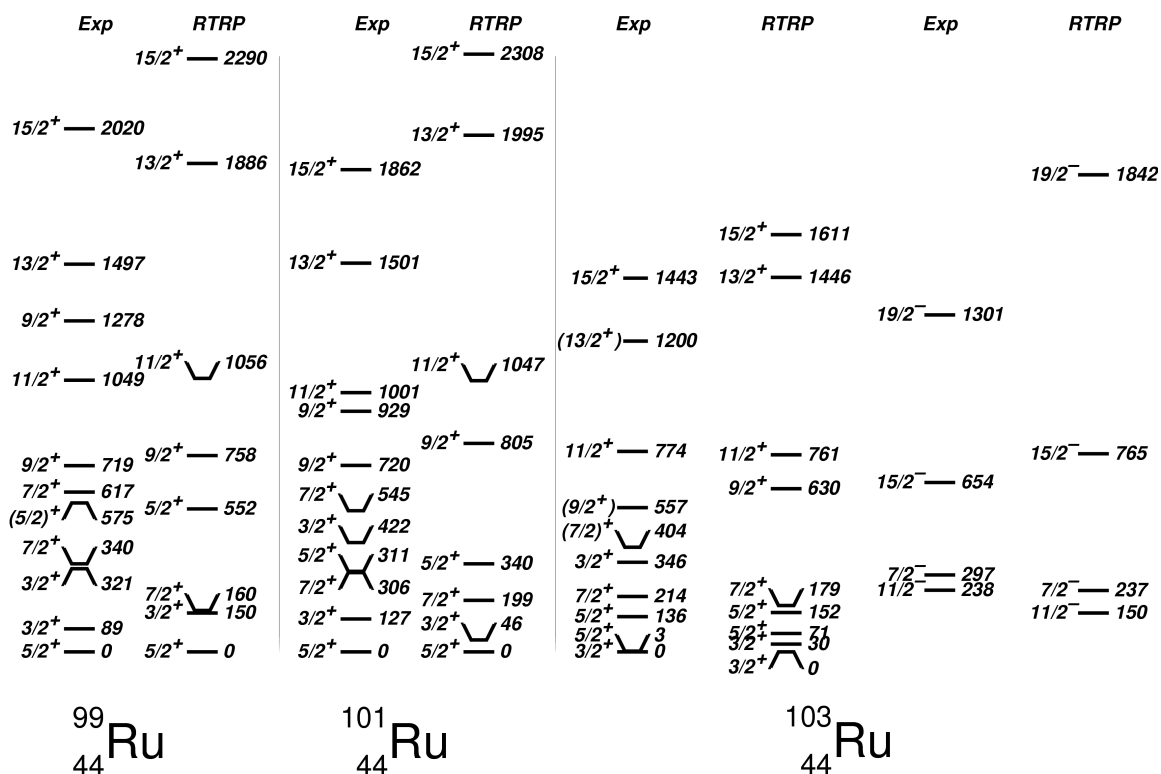
7.1.1 Моделни параметри

Пресмятанията са проведени с програмните пакети GAMPN, ASYRMO и PROBAMO [23]. С тяхна помощ са изчислени енергии на възбудените състояния, редуцирани вероятности за преход и електромагнитни моменти.

Едночастичните енергии в потенциал на триаксиално деформиран модифициран хармоничен осцилатор са пресметнати с програмата GAMPN [23]. В Хамилтониана са използвани стандартните параметри $\kappa_4 = 0.070$, $\mu_4 = 0.39$ и $\kappa_5 = 0.062$, $\mu_5 = 0.43$, съответно за неутрони в четвъртия и петия осцилаторни слоеве [90, 91]. Първоначални стойности за параметрите на деформация ϵ_2 и ϵ_4 са взети от [92]. Начална стойност за γ е получена от енергията на първите две възбудени 2^+ състояния в съседните четно-четни ядра. Използвано е отношението $X = E_{2_2^+} / E_{2_1^+}$, а стойността на γ е определена от зависимостта (3.22).

Също от съседните четно-четни ядра е определен и инерчният момент на ядката. За целта са използвани енергиите на първите възбудени 2^+ състояния. Приложени са и параметри на вдвояване $g_0 = 22.0$ MeV и $g_1 = 8.0$ MeV, стандартни за употреба в модела при ядра в областта $Z \leq 60$. Освен представените начални характеристики е използван и параметър на отслабване на Кориолисовото взаимодействие $\chi = 0.8$.

Енергетичните схеми на ядрата са пресметнати с помощта на програмата ASYRMO [23], а редуцираните вероятности за преход - с програмата PROBAMO [23]. Първоначалните параметри на деформация и инерчен момент на ядката са варираны с цел максимално добро описание на експериментално известните енергии на нивата и електромагнитни характеристики. Крайните стойности на тези параметри са представени в табл. 7.1.



Фигура 7.1: Сравнение между експериментално известните енергии на възбудените състояния в $^{99,101,103}\text{Ru}$ и пресметнатите в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица.

7.1.2 Енергетични схеми

В настоящата работа са пресметнати енергиите на състоянията с положителна четност в трите ядра. Освен това са проведени и изчисления за състоянията с отрицателна четност в ^{103}Ru , за описание на които са използвани същите параметри на деформация, както при изчисленията за състоянията с положителна четност. На фиг. 7.1 е представено сравнение между експерименталните енергии на нивата и пресметнатите такива.

Като цяло теоретичните изчисления възпроизвеждат добре енергиите на възбудените състояния в $^{99,101,103}\text{Ru}$.

7.1.3 Електромагнитни характеристики

Изчислени са магнитни диполни и електрични квадруполни моменти за първите $3/2^+$ и $5/2^+$ състояния и са сравнени с експериментални стойности. Освен тях са пресметнати и редуцираните вероятности за M1 и E2 преходи. Сравнение с експерименталните данни за първите $3/2^+$, $5/2^+$ и $7/2^+$ състояния е представено в табл. 7.2.

Таблица 7.2: Експериментални вероятности за преход и диполни и квадруполни моменти в $^{99,101,103}\text{Ru}$, сравнени с резултатите от пресмятанята в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица.

J_i^π	E_i^{exp} (keV)	J_f^π	E_f^{exp} (keV)	E_γ^{exp} (keV)	$B(M1)^{exp}$ (W.u.)	$B(M1)^{th}$ (W.u.)	$B(E2)^{exp}$ (W.u.)	$B(E2)^{th}$ (W.u.)	μ_{exp} μ_N	μ_{th} μ_N	Q_{exp} (b)	Q_{th} (eb)
$^{99}_{44}\text{Ru}$												
5/2 ⁺	0	5/2 ⁺	0	0					-0.641 (5)	-0.954	+0.079 (4)	-0.008
3/2 ⁺	89	3/2 ⁺	89	0					-0.284 (6)	+0.001	+0.231 (12)	+0.123
3/2 ⁺	89	5/2 ⁺	0	89	0.000175 (4)	0.024	50.2 (10)	22.4				
7/2 ⁺	340	5/2 ⁺	0	340	0.011 (5)	0.0008	0.036 (23)	0.12				
		3/2 ⁺	89	251			3.0 (12)	2.4				
$^{101}_{44}\text{Ru}$												
5/2 ⁺	0	5/2 ⁺	0	0					-0.719 (6)	-0.801	+0.46 (2)	+0.109
3/2 ⁺	127	3/2 ⁺	127	0					-0.210 (5)	-0.272		
3/2 ⁺	127	5/2 ⁺	0	127	0.0138 (3)	0.001	17.2 (21)	48.9				
7/2 ⁺	306	5/2 ⁺	0	306	0.014 (4)	0.002	1.4 (14)	0.02				
		3/2 ⁺	127	179			13 (4)	0.16				
$^{103}_{44}\text{Ru}$												
3/2 ⁺	0	3/2 ⁺	0	0					+0.200 (7)	+0.414	(+)0.62 (2)	+0.491
7/2 ⁺	214	3/2 ⁺	0	214			46 (19)	13				
		5/2 ⁺	3	211	0.048 (20)	0.007						
		5/2 ⁺	136	78	0.017 (8)	0.002						

Относително добро описание е постигнато за електромагнитните моменти на някои от състоянията. Например знакът и стойността за магнитния момент на $5/2^+$ състоянието в ^{99}Ru са добре възпроизведени. Същото е в сила и за основното състояние в ^{101}Ru .

Експерименталната стойност за $B(M1; 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ в ^{99}Ru се отличава от едночастичните оценки на четири порядъка, докато аналогичния преход в $^{101,103}\text{Ru}$ е забавен с два порядъка. Спектроскопичният фактор за $3/2^+$, измерен в (d,p) реакции, е малък [56]. Това, както и експерименталните стойности за магнитния момент, предполагат възможна $\nu_{d_{5/2}}^3$ структура на състоянието $3/2^+$ в $^{99,101}\text{Ru}$. В рамките на настоящите пресмятания с модела на триаксиален ротор плюс частица се използва само една валентна частица и подобни състояния не се възпроизвеждат [48].

Усложненията при интерпретация на преходите между $3/2^+$ и $5/2^+$ могат да бъдат обосновани и от конфигурацията на орбиталите в деформирания слоист модел. Нисколежащите състояния в изследваните изотопи се намират в областта на запълване на орбиталите, получени след разцепване на $\nu d_{5/2}$ и $\nu g_{7/2}$ в деформирания потенциал (фиг. 3.2). При тях се наблюдава псевдо-пресичане на както на $3/2[422]$ с $3/2[411]$, така и на $5/2[413]$ с $5/2[402]$. Отчитането на смесването при възпроизвеждане на $3/2^+$ и $5/2^+$ състоянията е трудно и е възможна причина за наблюдаваните отклонения.

Както пресметнатите, така и експерименталните стойности за $B(M1; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ са ниски. За сметка на това информация за структурата на $7/2^+$ може да бъде получена от еволюцията на $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 3/2^+)$. Вероятността за E2 прехода в ^{99}Ru е сравнима с едночастичните оценки. В $^{101,103}\text{Ru}$ се наблюдава нарастване на $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 3/2^+)$, като стойността се доближава до $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 57.9$ (11) W.u. в четно-четното ядро ^{104}Ru . Ефектът е подобен на поведението на $7/2^+$ състоянията в изотопите на Cd, където се наблюдава нарастване на колективността [47].

В рамките на пресмятанията с модела на твърд триаксиален ротор плюс частица е предсказано състояние със спин и четност $7/2^-$, разположено близо до нивото на 297 keV (фиг. 7.1). Освен него добре се възпроизвежда и главата на нечетната ивица $11/2^-$. Пресметната е и редуцирана вероятност за прехода към $5/2^+$ състоянието $B(E1) = 0.22 \times 10^{-6}$ W.u. Този резултат е съгласуван с експерименталната стойност $B(E1) = 7.0 \times 10^{-6}$ (11) W.u. за прехода с енергия 294 keV, ако се приеме, че той има тип и мултиполност E1.

В действителност резултатите от пресмятанията показват и наличието на $3/2^+$ състояние с енергия на възбуждане 30 keV над основното състояние. Пресметнатата теоретична стойност $B(M1) = 3.0 \times 10^{-4}$ W.u. е близка до експерименталната $B(M1) = 4.9 \times 10^{-4}$ (8) W.u., ако се приеме, че преходът е от чист M1 характер.

7.2 IBM-1

Структурата на четните изотопи на Ru е разглеждана в редица предишни изследвания. Предвид структурните изменения, които се очакват, моделът на взаимодействащите бозони [93, 94] е подходящ за възпроизвеждане на характеристиките на четно-четните ядра в тази масова област. Той е приложен със значителен успех при описанието на ядрата на Ru, разположени близо до линията на β -стабилност [95–103]. Теоретични пресмятания в рамките на оригиналната версия IBM-1 са използвани за интерпретиране на промяната в структурата като преход от U(5) към O(6) границите на IBM [96]. Съгласуване с експерименталните характеристики е постигнато и чрез $N_p N_n$ параметризация [97], както и с използване на разширения Q формализъм (ECQF) в IBM-1 [98]. Версията на модела IBM-2, в която протонните и неутронните бозони се разглеждат отделно, също дава добро описание на известната експериментална информация [95].

7.2.1 Моделни параметри

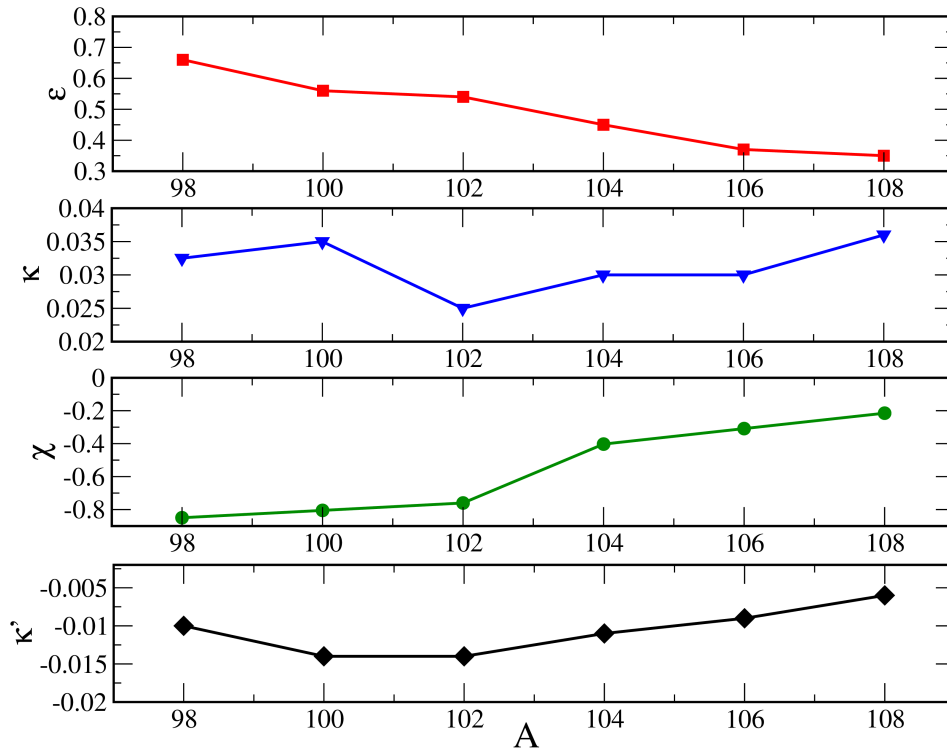
В настоящата работа са проведени теоретични изчисления за характеристиките на нечетните Ru с модела на взаимодействащите бозони и фермиони IBFM-1 [104]. Описанието на нечетните ядра е възможно след като са известни параметри за структурата на четно-четните ядки и първоначално са проведени IBM-1 пресмятания за четните $^{98-108}\text{Ru}$. Използван е разширения Q формализъм към IBM-1 с подход, аналогичен на представения в [98].

В разширения Q формализъм [105] Хамилтонианът има вида

$$H = \varepsilon n_d - \kappa Q^2 - \kappa' L^2, \quad (7.1)$$

като на практика е прибавен членът εn_d към известния Хамилтониан от CQF. Характеристиките на четните изотопи $^{98-108}\text{Ru}$ са пресметнати с помощта на програмния пакет PHINT [106]. Параметрите, които са използвани при изчисленията, са представени на фиг 7.2.

Наблюдава се плавно поведение на параметрите с изменение на масовото число. Параметърът ε постепенно намалява с увеличаване на броя неутрони. Това е свързано с основната роля на εn_d члена при ядра, разположени близо до запълнените слоеве. Параметърът χ също показва гладко поведение. В настоящите изчисления той нараства с отдалечаване от магичното число $N = 50$ и в по-тежките изотопи достига стойности, близки до нула. Това е съгласувано с физичната представа за еволюция на структурата към O(6) границата на IBM, свързана с γ -нестабилност [21].



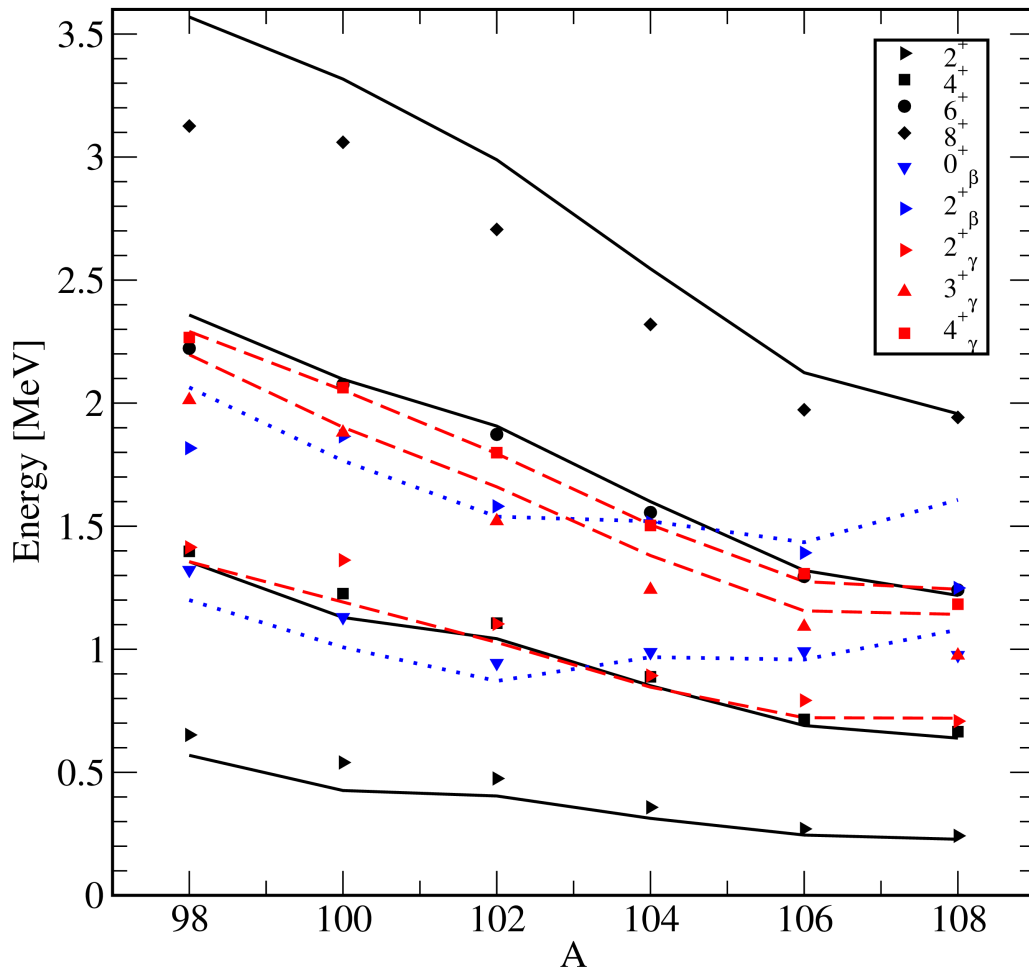
Фигура 7.2: Параметри, използвани при пресмятането на характеристиките на четните изотопи $^{98-108}\text{Ru}$. Изчисленията са направени в рамките на разширения Q формализъм към IBM-1 (ECQF).

7.2.2 Енергетични схеми

Енергиите на нисколежащите състояния в основната, квази- β и квази- γ ивиците дават важна информация за поведението на колективността в изотопичните вериги.

На фиг. 7.3 е представено сравнение между експерименталните и теоретично пресметнатите енергии на състоянията в основните, квази- β и квази- γ ивиците в четните $^{98-108}\text{Ru}$. Енергиите на 2_1^+ и 4_1^+ състоянията в ^{98}Ru определят отношение $R_{4/2} = 2.14$. За вибрационни ядра $R_{4/2} = 2$. Интерпретацията за вибрационна структура на ^{98}Ru се подкрепя и от почти еквиливантно разположение на нивата с по-висок ъглов момент и четност в основната ивица. В по-тежките изотопи на Ru енергията на първото 2^+ състояние намалява, а отношението $R_{4/2}$ се увеличава, като достига стойност от 2.75 при ^{108}Ru .

Във вибрационната граница на IBM второто 0^+ състояние е част от триплета $0^+, 2^+, 4^+$, отговарящ на двуфононно възбуждане. В разглежданата част от изотопичната верига на Ru енергията на 0_2^+ намалява с добавяне на неутрони до достигане на $N = 58$. След това $E_{0_2^+}$ остава постоянна с увеличаване на масовото число. Това води до разцепване на мултиплета в по-тежките ядра, като състоянието 0_2^+ се отделя от 4_1^+ , чиято енергия намалява плавно. Декуплирането на 0_2^+ и 4_1^+ състоянията е признак за отклонение от вибрационната структура.



Фигура 7.3: Експериментални (символи) и теоретично пресметнати (линии) енергии на състоянията в основните, квази- β и квази- γ ивиците в $^{98-108}\text{Ru}$. Черните линии отговарят на пресметнатите енергии на нивата в основните ивици. Сините и червените пунктирани линии отразяват съответно пресметнатите енергии в квази- β и квази- γ ивиците. Експерименталните данни са взети от [56, 107].

В рамките на модела за γ -нестабилни ядра единствено дублетът 2^+ , 4^+ е наличен, докато 0_2^+ състоянието е разположено по-високо по енергия. Съответно, възможно обяснение за поведението на 0_2^+ е преход към γ -нестабилност. С приближаване към $O(6)$ границата на IBM 0_2^+ състоянието става глава на квази- β ивица. В настоящите пресмятания енергията на 2_3^+ нивото, което е част от тази квази- β ивица, също е възпроизведена.

Състоянието 2_2^+ става глава на квази- γ ивица и понижаването му по енергия е аналогично на поведението на 4_1^+ . И двете състояния са възпроизведени в пресмятанията.

Разположението по енергия на нивата в квази- γ ивицата дава съществена информация за вида триаксиалност. В рамките на модела на твърд триаксиален ротор 3_γ^+ състоянието се намира близо до 2_γ^+ , докато при γ -нестабилни ядра 3_γ^+ и 4_γ^+ състоянията са почти изродени

Таблица 7.3: Сравнение между експерименталните и теоретично пресметнатите $S(4, 3, 2)$ индекси в рамките на IBM-1. Стойностите се възпроизвеждат по знак, но не и по големина. Експерименталните данни са взети от [56].

Ядро	$S(4, 3, 2)_{exp}$	$S(4, 3, 2)_{IBFM}$
^{98}Ru	-0.53	-1.31
^{100}Ru	-0.62	-1.31
^{102}Ru	-0.29	-1.23
^{104}Ru	-0.25	-1.31
^{106}Ru	-0.31	-1.28
^{108}Ru	-0.24	-1.40

по енергия.

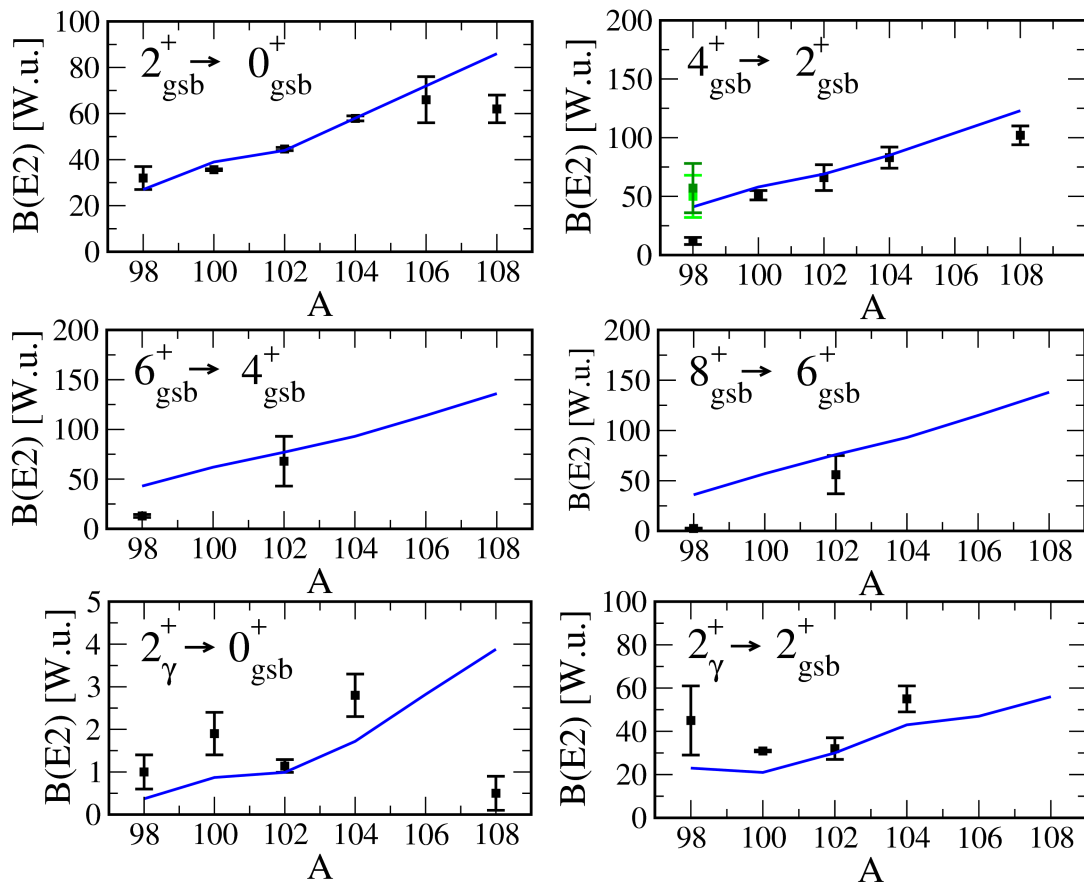
В табл. 7.3 е представено сравнение между експерименталните и теоретичните $S(4, 3, 2)$ индекси, които могат да бъдат използвани за разграничаване на видовете триаксиалност. В пресмятанята стойностите на $S(4, 3, 2)$ индексите са възпроизведени по знак, но не и по големина.

7.2.3 Вероятности за преход

Повечето от $B(E2)$ стойностите за първите няколко прехода в основните ивици на четните $^{98-108}\text{Ru}$ са известни. Експериментални данни са налични и за преходи, свързващи квази- γ ивиците с основните такива [56]. Сравнение с пресметнатите вероятности е направено за някои от тези преходи.

Стойност от 0.100 eб е използвана за ефективния бозонен заряд. Тя е избрана предвид условието пресметнатата редуцирана вероятност за прехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в ^{102}Ru да отговаря на експериментално известната стойност. Сравнение между теоретичните и експерименталните редуцирани вероятности за преходите е представено на фиг. 7.4. Еволюцията на $B(E2)$ стойностите, пресметнати с IBM-1, е гладка и следва поведението на експерименталните данни. Изключение правят вероятностите за преходите $2_{gsb}^+ \rightarrow 0_{gsb}^+$ и $2_{\gamma}^+ \rightarrow 0_{gsb}^+$ в ^{108}Ru .

Съществена разлика между експерименталните данни и теоретичните пресмятания се наблюдава и при $B(E2; 4_{gsb}^+ \rightarrow 2_{gsb}^+)$ в ^{98}Ru . Ниската експериментална стойност за $B(E2; 4_{gsb}^+ \rightarrow 2_{gsb}^+)$ [56] е свързана с периода на полуразпадане 7.6 (16) ps на 4_1^+ състоянието, измерен чрез използване на метода на Доплерово отместване на енергията на γ -квантите [108]. Аномалният характер на тази редуцирана вероятност за преход е разгледан в [109]. Известни са и различни $B(E2)$ стойности, получени в Кулоново възбуждане [110–112] и други измервания с метода на Доплерово отместване на енергията на γ -квантите [112]. В [110] са получени две близки стойности за редуцираната вероятност за прехода $4_{gsb}^+ \rightarrow 2_{gsb}^+$ в ^{98}Ru . Те са отбелязани със зелен цвят на графиката за $4_{gsb}^+ \rightarrow 2_{gsb}^+$ във фиг. 7.4 и се съгласуват добре с теоретичните IBM-1 изчисления.



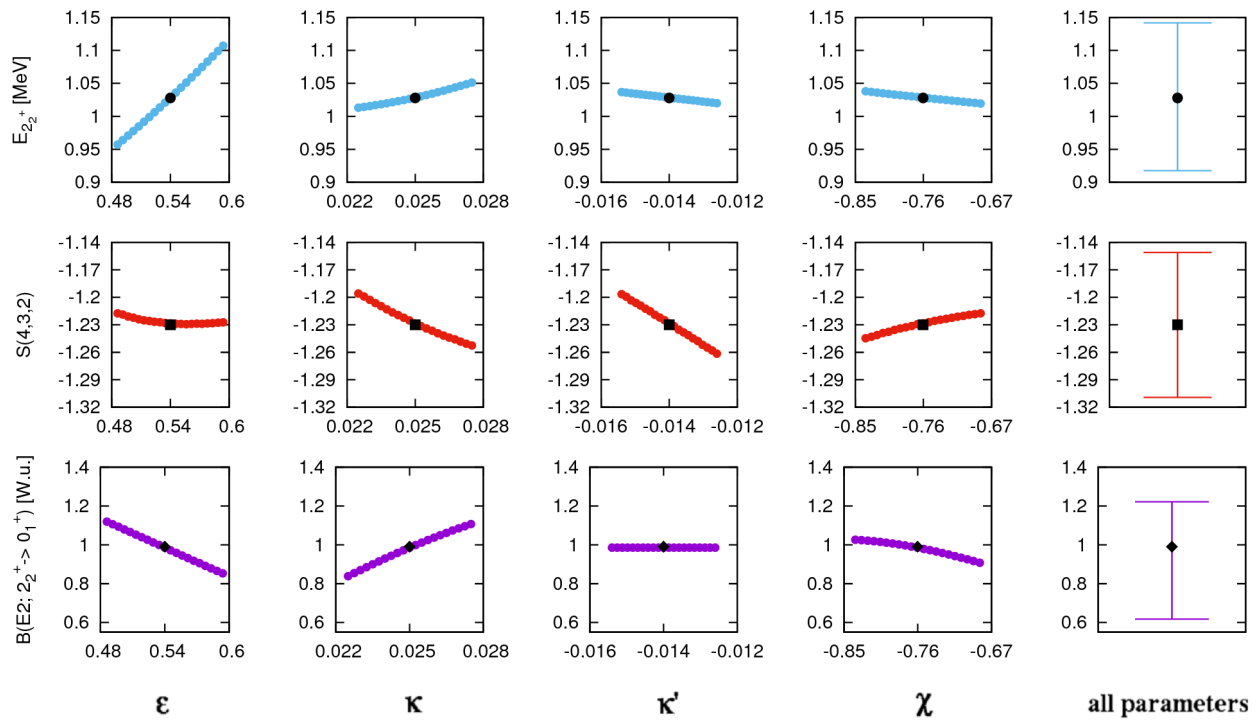
Фигура 7.4: Експериментални (символи) и теоретични (линии) редуцирани вероятности за преходи в $^{98-108}\text{Ru}$. Експерименталните данни са взети от [56], с изключение на стойностите за $B(E2; 4_{gsb}^+ \rightarrow 2_{gsb}^+)$ в ^{98}Ru , означени със зелен цвят, взети от [110].

7.2.4 Стабилност на резултатите относно изменения

Измененията на резултатите от пресмятанията при малка промяна на началните параметри имат съществено значение в настоящия теоретичен подход. Те могат да бъдат използвани за оценяване на неопределеността на крайните стойности, получени при теоретичните изчисления.

В настоящата работа са изследвани измененията на няколко наблюдаеми величини при вариране на началните IBM-1 параметри. Разгледани са енергията на 2^+ състоянието в квази- γ ивицата, индексът $S(4, 3, 2)$ и редуцираната вероятност за E2 прехода от 2^+ състоянието в квази- γ ивицата към основното състояние в ^{102}Ru . Всеки от параметрите ε , κ , κ' и χ се променя в граници от $\pm 10\%$ от стойностите, представени на фиг. 7.2.

Резултати от пресмятанията са показани на фиг. 7.5. Първите четири графики на всеки ред показват измененията на наблюдаемите величини при вариране само на един от параметрите (ε , κ , κ' или χ , съответно). Всички останали са фиксирани към стойностите, представени на фиг. 7.2. Последната графика на всеки ред показва интервалите на изменение на



Фигура 7.5: Изменения на пресметнатите стойности за $E_{2_2^+}$, $S(4, 3, 2)$ и $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ в ^{102}Ru при промяна на началните IBM-1 параметри ϵ , κ , κ' и χ . Първите четири графика на всеки ред показват промените при вариране на само един от параметрите в граници от $\pm 10\%$ от стойностите, представени на фиг. 7.2. Последната графика на всеки ред показва интервалите на изменение, когато всички начални параметри са варирани в рамките на $\pm 10\%$.

наблюдаемите величини при вариране на всички IBM-1 начални параметри в границите на $\pm 10\%$ от стойностите от фиг. 7.2.

Пресмятанятията показват, че енергията на 2^+ състоянието в квази- γ ивицата се изменя главно с параметъра ϵ . Вариации в границите $\pm 10\%$ на другите параметри нямат голямо влияние върху $E_{2_2^+}$. Индексът $S(4, 3, 2)$ се изменя малко, предимно при промяна на κ и κ' , отколкото на ϵ или χ . Стойността за $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ се изменя в по-широк интервал, като е различима сериозна зависимост от ϵ и κ .

Като цяло енергията на 2^+ състоянието в квази- γ ивицата и индексът $S(4, 3, 2)$ не показват значителни отклонения и се променят малко с промяна на началните параметри. Относителните им изменения са сравними със стойността от $\pm 10\%$, с която са варирани ϵ , κ , κ' и χ . От друга страна редуцираната вероятност за E2 прехода от 2^+ състоянието в квази- γ ивицата към основното състояние е силно зависима от промени на началните параметри. В представените пресмятания тя се изменя в интервал, достигащ до около 40% от стойността, която съответства на параметрите от фиг. 7.2.

7.3 IBFM-1

Схемите на разпадане на нечетните Ru изотопи имат по-трудна за интерпретация структура от тези на четните. Някои състояния имат силно изразен едночастичен характер и еволюцията им може да бъде проследена и в по-тежките изотопи, докато други имат по-сложна структура [113].

Няколко изследвания на нечетните изотопи на Ru в рамките на модела на взаимодействия бозони и фермиони [28, 31] са провеждани в миналото. [114–116]. В някои от работите интерпретациите на структурата на ядрата са базирани на IBM-2 пресметанти четно-четни ядки [115, 116]. В тях параметрите на взаимодействието между бозоните и фермионите са разглеждани отделно за състоянията с положителна и отрицателна четност.

В настоящото изследване спектроскопични данни за нечетните $^{99-105}\text{Ru}$ са интерпретирани в рамките на IBFM-1. Използвани са представените по-горе изчисления за четно-четните ядки с разширения Q формализъм към IBM-1. Приложени са едни и същи параметри на взаимодействието между бозоните и фермионите за състоянията с положителна и отрицателна четност.

Големият брой състояния при ниски енергии на възбуждане изисква внимателен анализ на различни експериментални характеристики. Програмният пакет ODDA [117] е използван за теоретичните пресмятания. Моделните параметри са получени след сравнение с експерименталните данни за редица наблюдаеми величини като енергии на нивата, спектроскопични фактори за реакции с трансфер на един нуклон, магнитни диполни и електрични квадруполни моменти, редуцирани вероятности за M1 и E2 преходи.

7.3.1 Моделни параметри

Енергиите на едночастичните орбитали имат основно значение при пресмятането на квазичастичните енергии и вероятностите за запълване на орбиталите. Съответно те определят до голяма степен разпределението на състоянията при ниски енергии на възбуждане [118]. В представените изчисления са използвани орбиталите $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$, $\nu s_{1/2}$, $\nu d_{3/2}$ и $\nu h_{11/2}$, характерни за конфигурацията на сферичния слоист модел между магичните числа $N = 50$ и $N = 82$. Начални стойности за едночастичните енергии са получени с подхода, представен в [119].

Тези стойности са използвани в рамките на BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) пресмятания за получаване на квазичастични енергии и вероятности за запълване на съответните орбитали. В изчисленията е включен параметър на сдвояване $\Delta = 1.5 \text{ MeV}$. Пресметнатите квазичастични енергии E_j и вероятности за запълване ν_j^2 на едночастичните орбитали с енергии ε_j са представени в табл. 7.4.

Като цяло вероятностите за запълване имат гладко поведение с увеличаване на броя не-

Таблица 7.4: Пресметнати BCS квазичастични енергии E_j и вероятности за запълване v_j^2 на едночастичните орбитали с енергии ε_j в нечетните изотопи $^{99-105}\text{Ru}$.

		^{99}Ru			^{101}Ru		
орбитала	$\varepsilon_j[\text{MeV}]$	v_j^2	E_j	$\varepsilon_j[\text{MeV}]$	v_j^2	E_j	
$\nu d_{5/2}$	0.0	0.45	1.51	0.0	0.62	1.55	
$\nu g_{7/2}$	1.60	0.12	2.31	1.84	0.15	2.09	
$\nu s_{1/2}$	1.70	0.11	2.39	1.90	0.14	2.13	
$\nu d_{3/2}$	2.90	0.05	3.41	3.00	0.07	3.02	
$\nu h_{11/2}$	2.20	0.08	2.79	2.10	0.12	2.28	

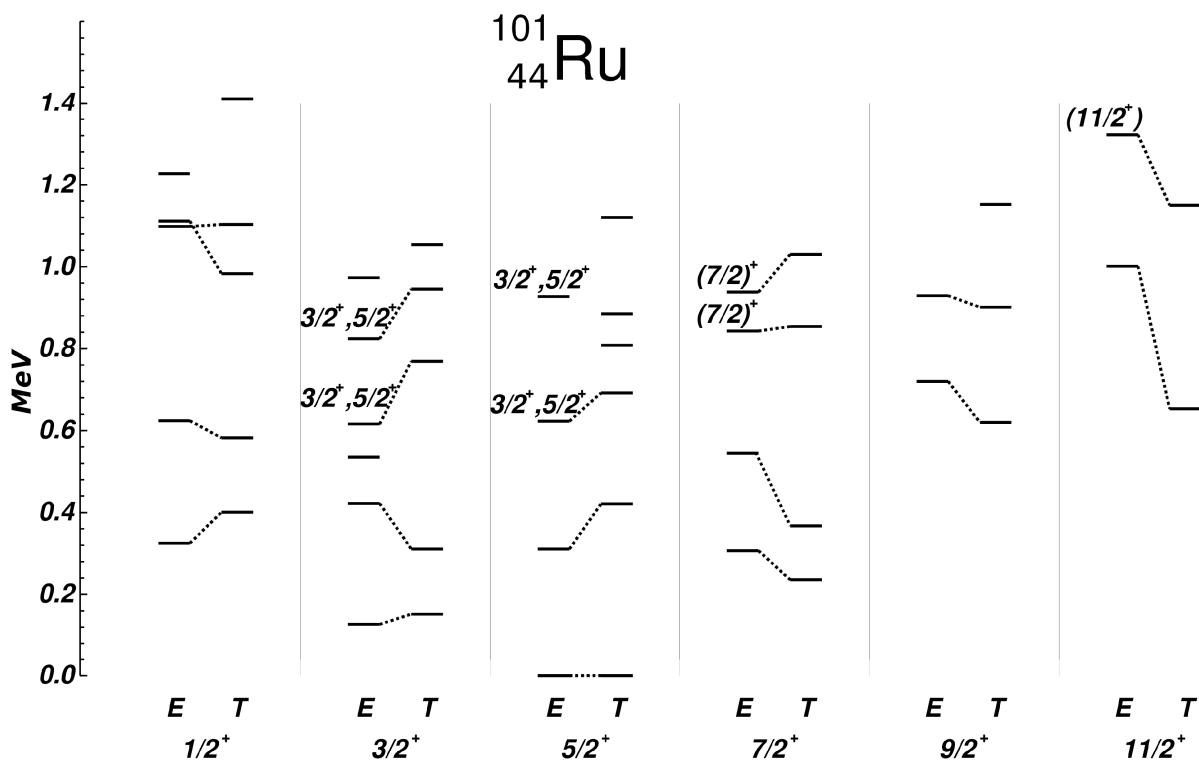
		^{103}Ru			^{105}Ru		
орбитала	$\varepsilon_j[\text{MeV}]$	v_j^2	E_j	$\varepsilon_j[\text{MeV}]$	v_j^2	E_j	
$\nu d_{5/2}$	0.0	0.60	1.53	0.0	0.65	1.57	
$\nu g_{7/2}$	1.80	0.15	2.13	1.67	0.19	1.93	
$\nu s_{1/2}$	1.00	0.29	1.66	0.93	0.35	1.57	
$\nu d_{3/2}$	3.00	0.06	3.10	3.30	0.06	3.21	
$\nu h_{11/2}$	1.00	0.29	1.66	0.80	0.39	1.54	

утрони. По-съществени изменения се наблюдават за $\nu s_{1/2}$ и $\nu h_{11/2}$. Квазичастичните енергии за тези орбитали намаляват с отдалечаване от затворените слоеве и се доближават до стойностите за $\nu d_{5/2}$ в ^{105}Ru .

Освен чистата бозонна част на Хамилтониана и едночастичните енергии всички останали параметри в IBFM-1 пресмятанията не са изменяни и едни и същи стойности са използвани за различните изотопи. Взаимодействието между бозоните и фермионите е описано от параметрите A_0 , Λ_0 , Γ_0 . Най-добро съгласуване с експерименталните данни едновременно за състоянията с положителна и отрицателна четност е получено при използването на $A_0 = -0.08$ MeV, $\Gamma_0 = 0.21$ MeV и $\Lambda_0 = 1.1$ MeV². В пресмятанията е приложена и стойност от $\hbar\omega = 1.5$ MeV за всички изследвани ядра.

При определянето на най-добрите параметри са взети предвид различни характеристики на ядрата. Описанието на тежките изотопи на Ru е по-трудно, поради по-малкото налична експериментална информация и близкото разположение на голям брой състояния. За сметка на това, за по-леките ядра е възможно да се направи детайлна съпоставка между експериментални и теоретично пресметнати характеристики. Такова сравнение за ^{101}Ru е представено на фиг. 7.6.

В това ядро се наблюдават голям брой нива с енергия под 1.2 MeV, но повечето от тях имат известни ъглови моменти и четности. Направена е съпоставка за първите три или четири състояния за даден ъглов момент и четност. Тя е базирана на съгласуване на теоретични и експериментално пресметнати енергии, електормагнитни моменти, вероятности за прехо-



Фигура 7.6: Експериментални (E) и теоретично пресметнати (T) състояния в ^{101}Ru с енергии на възбуждане под 1.2 MeV. На схемата са означени възможните ъглови моменти и четности на експерименталните нива, за които няма сигурни данни [56].

ди и спектроскопични фактори за (d,p) реакции.

Подобна съпоставка е възможна и за по-лекия ^{99}Ru до енергии на възбуждане от порядъка на 1.4 MeV. В по-тежките $^{103,105}\text{Ru}$ толкова детайлно разглеждане е по-трудно постижимо.

7.3.2 Състояния с положителна четност

Състоянията с положителна четност в IBFM-1 пресмятанията са интерпретирани на базата на възбуждания, включващи орбиталите $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$ и $\nu s_{1/2}$. На фиг. 7.7 и 7.8 са представени сравнения между експерименталните и теоретичните енергетични нива за четирите изследвани ядра. Освен нискоспиновите състояния на схемите са означени и високоспинови такива, които са част от ивици, изградени върху нисколежащи едночастични възбуждания. Нивата с главен принос във вълновите функции от $\nu d_{5/2}$ са разположени над основните състояния. Добре различими са и структури, изградени върху $\nu g_{7/2}$. Освен тях на схемите са означени и няколко състояния, свързани предимно с орбиталата $\nu s_{1/2}$.

Структурата на най-нисколежащите $3/2^+$ и $5/2^+$ състояния е интерпретирана като възбуждания, включващи разположение на валентния неутрон на орбиталата $\nu d_{5/2}$. В някои от изотопите на Ru са наблюдавани и други нисколежащи $3/2^+$ състояния, които не са възпро-

изведени с IBFM-1 пресмятанията.

Вибрационната структура на ^{98}Ru определя конфигурацията на нисколежащите нива в нечетния ^{99}Ru . В експерименталния енергетичен спектър се наблюдава мултиплет от състояния с $J^\pi = 1/2^+ - 9/2^+$ и енергия, близка до тази на възбуждането на първия вибрационен фонон в четното ядро. Състоянията са групирани в малък интервал и това е възпроизведено в теоретичните пресмятания. Основен принос във вълновата функция на тези нива има орбиталата $\nu d_{5/2}$ и те могат да бъдат разглеждани като еднофононно възбуждане върху основното $5/2^+$ състояние. В по-тежките ядра енергетичните процепи между състоянията се увеличават и структурата на мултиплета не е толкова добре различима.

Няколко други възбуждания с по-висок ъглов момент и главна компонента от орбиталата $\nu d_{5/2}$ също са възпроизведени. Второто $11/2^+$ и първото $13/2^+$ състояния могат да бъдат проследени в $^{99,101,103}\text{Ru}$, като сравнението с теоретичните резултати показва добра съгласуваност. Освен $13/2^+$, което може да бъде интерпретирано като двуфононно възбуждане, куплирано към $\nu d_{5/2}$ орбиталата, следващото възбуждане на ядката при $J^\pi = 17/2^+$ се наблюдава в $^{99,101}\text{Ru}$.

Няколко члена на ивичната структура, базирана на първото възбудено $7/2^+$ състояние, също са добре описани. Поредица с $\Delta J = 2$ възниква върху това състояние. Сравнително чиста конфигурация, свързана с орбиталата $\nu g_{7/2}$, е получена за първите нива със спин и четност $7/2^+$, $11/2^+$, $15/2^+$ и $19/2^+$. Нисколежащо $3/2^+$ състояние с главна компонента от $\nu g_{7/2}$ също възниква близо до първото $7/2^+$. Възможно е то да бъде свързано с някое от наблюдаваните $3/2^+$, като липсват достатъчно сигурни аргументи за съответствието.

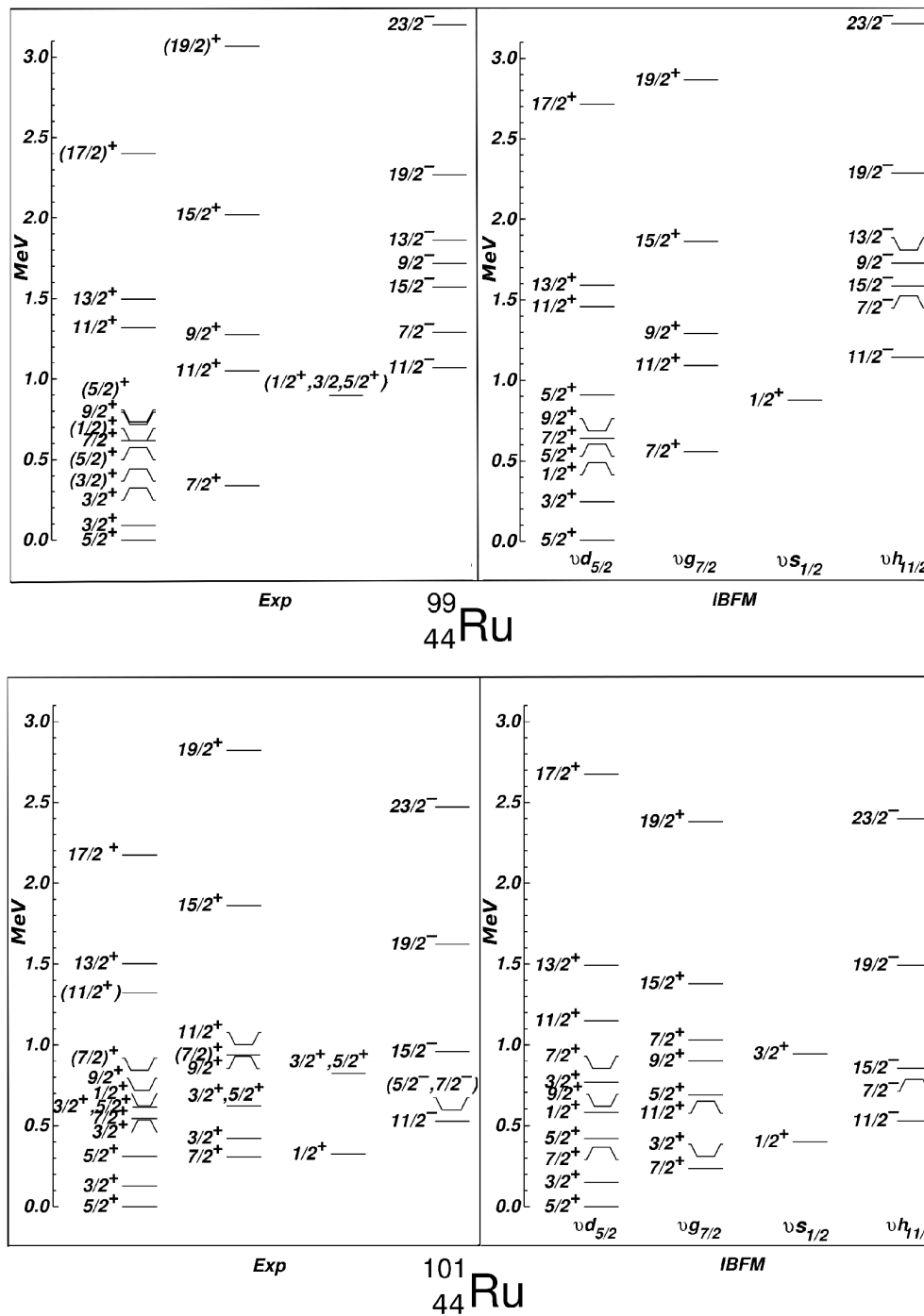
Интересно е да се отбележи, че в настоящите IBFM-1 пресмятания не са получени нисколежащи състояния с доминираща компонента, дължаща се на орбиталата $\nu d_{3/2}$. Няколко нива имат принос от $\nu d_{3/2}$ от не повече от 25% във вълновите функции. Най-вероятно ефектът е свързан с по-високата енергия на $\nu d_{3/2}$ в сравнение с останалите едночастични орбитали.

В теоретичните резултати се наблюдават и състояния, дължащи се главно на ролята на $\nu s_{1/2}$. Във всички ядра е нужно състоянието $1/2^+$, свързано с $\nu s_{1/2}$, да бъде разграничено от $J^\pi = 1/2^+$ члена на мултиплета, свързан с куплирането на 2^+ възбуждане в ядката към $\nu d_{5/2}$. Тъй като структурата на тези състояния не е толкова чиста, както при тези, базирани на $\nu d_{5/2}$ и $\nu g_{7/2}$, е нужна допълнителна експериментална информация. При идентифицирането на двете $1/2^+$ състояния са използвани и данни за спектроскопични фактори от (d,p) реакции.

7.3.3 Състояния с отрицателна четност

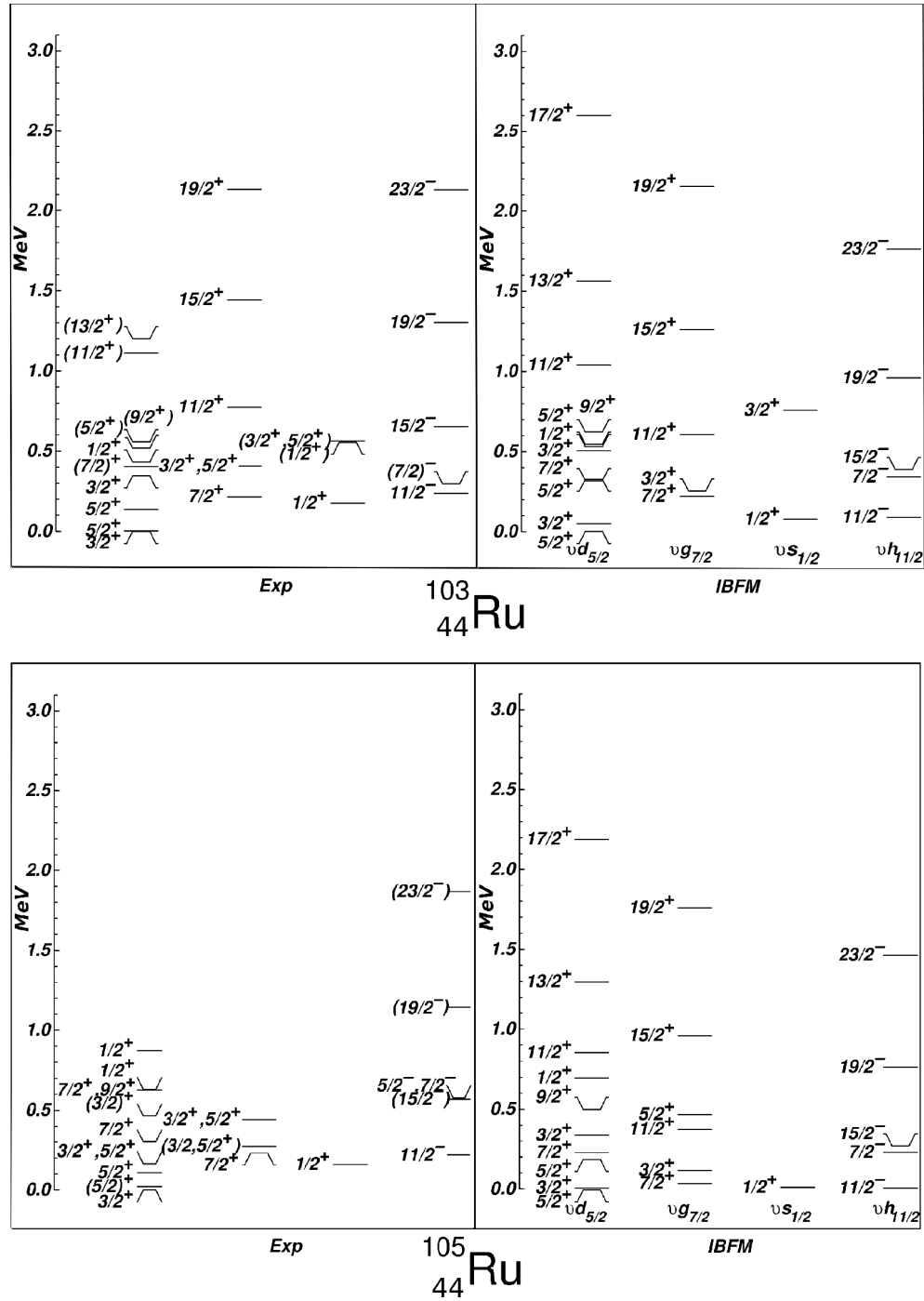
Единствената орбитала с отрицателна четност, която е разглеждана в пресмятанията, е $\nu h_{11/2}$. Съответно структурата на отрицателните ивици в изотопите на Ru е интерпретирана като изцяло свързана с $\nu h_{11/2}$.

Най-нисколежащото по енергия състояние с отрицателна четност в $^{99-105}\text{Ru}$ е $11/2^-$, а



Фигура 7.7: Частични експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{99,101}\text{Ru}$. Съпоставката на състоянията е базирана на различни характеристики [56].

ивиците, изградени върху него, са проследени до $J^\pi = 23/2^-$. Енергетичните процепи между напълно ориентираните състояния от тези ивици са подобни на структурата на основните



Фигура 7.8: Частични експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{103,105}\text{Ru}$. Съпоставката на състоянията е базирана на различни характеристики [56].

ивизи в съседните четни Ru. Подобно поведение е характерно както за схемите на слабо куплиране, така и при ротационно ориентиране на нечетната частица към слабо деформирана

ядка. Разликата между тях може да бъде направена чрез разглеждане на състоянията, при които няма пълно ориентиране на ъгловия момент на нечетната частица и ядката. При слабото куплиране към сферично ядро тези състояния образуват почти изроден по енергия мултиплет, докато при ротационно ориентиране те са разположени при значително по-висока енергия [9]. В ^{99}Ru тези състояния се намират близо до нивото със спин и четност $15/2^-$, представляващо пълното ориентиране на ъгловите моменти на валентния неутрон на $\nu h_{11/2}$ и 2^+ възбуждане в ядката. Това е съгласувано с вибрационната структура на ^{98}Ru . Подредбата на $9/2^-$ и $13/2^-$ състоянията над $15/2^-$ е възпроизведена в теоретичните изчисления. За съжаление липсва информация за тях в по-тежките изотопи на Ru и еволюцията им не може да бъде проследена.

Състоянието със спин и четност $7/2^-$ в ^{99}Ru е разположено на 1291 keV и е близо до главата на ивицата $11/2^-$ на 1069 keV. Аналогично $(7/2)^-$ състояние е наблюдавано в ^{103}Ru на 297 keV, близо до $11/2^-$ на 238 keV. В ^{101}Ru подобно състояние не е наблюдавано експериментално, но близо до $11/2^-$ е известно ниво с $J^\pi = (5/2^-)$ и енергия 598 keV. Възможни ъглов момент и четност $J^\pi = 7/2^-$ не са изключени за това състояние, като данни за такава интерпретация са налични от (d,p) реакции [120]. Спин и четност $7/2^-$ са съгласувани с настоящите пресмятания и систематиката в съседните ядра. Пресметнатите с IBFM-1 енергии на $7/2^-$ състоянието са по-високи от експериментално известните, но е ясно, че то принадлежи на ивицата, свързана с орбиталата $\nu h_{11/2}$.

Структурата на $7/2^-$ в ^{99}Ru е дискутирана в предишни изследвания. Предположена е конфигурация на противоположно ориентирани ъглови моменти на 2^+ възбуждане в ядката и неутрона на $\nu h_{11/2}$ [121, 122]. Ниската енергия на възбуждане на нивото е интерпретирана като резултат от Кориолисовото взаимодействие. Такова обяснение е съгласувано с резултатите от настоящите изчисления. Важно е да се отбележи, че преход между $7/2^-$ и $11/2^-$ не е известен експериментално, а състоянието се разпада единствено с преход до основното състояние.

След като структурата на отрицателните ивици в разглежданите изотопи на Ru е сходна, конфигурацията на противоположно ориентиране на ъгловите моменти на ядката и нечетния неутрон може да бъде предположена и за $7/2^-$ състоянията в $^{101,103}\text{Ru}$.

7.3.4 Спектроскопични фактори за (d,p) реакции

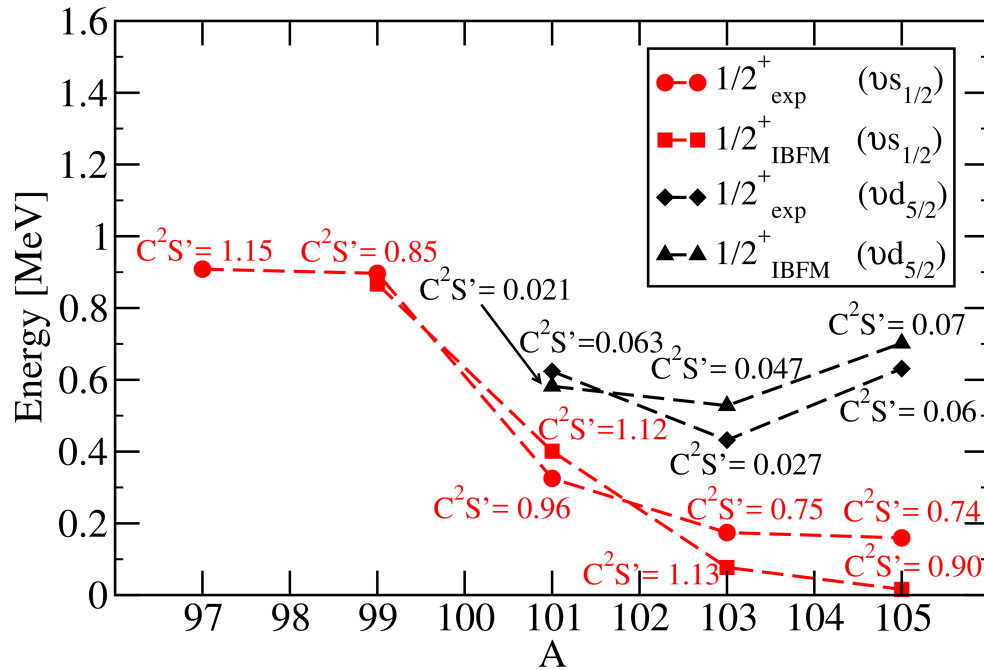
Нечетните Ru са изследвани в миналото в (d,p) реакции, като експериментални данни са налични за повечето от тях [56]. В настоящата работа е направено сравнение между известната информация за $^{99-105}\text{Ru}$ и резултати от IBFM-1 изчисленията за нисколежащите състояния.

Експериментални данни за спектроскопични фактори за (d,p) реакции в ^{99}Ru липсват, но информация е налична за $^{101,103,105}\text{Ru}$. Сравнение между експерименталните стойности и резултатите от IBFM-1 пресмятанията е представено в табл. 7.5.

Таблица 7.5: Експериментални и теоретични спектроскопични фактори за (d,p) реакции за състояния в нечетните Ru изотопи.

Ядро	E_{level}^{\dagger} [keV]	ℓ	$J^{\pi\dagger}$	$C^2 S'_{exp}$	$C^2 S'_{IBFM}$
^{99}Ru	0.0		$5/2^+$		3.11
^{99}Ru	89.57		$3/2^+$		0.008
^{99}Ru	340.90		$7/2^+$		2.97
^{99}Ru	575.83		$(5/2)^+$		0.03
^{99}Ru	734.09		$(5/2)^+$		0.005
^{99}Ru	896.85		$(1/2^+, 3/2, 5/2)^+$		0.85^a
^{99}Ru	1069.88		$11/2^-$		8.86
^{101}Ru	0.0	2^b	$5/2^+$	2.10^b	1.97
^{101}Ru	127.229	2^b	$3/2^+$	0.067^b	0.014
^{101}Ru	306.858	4^b	$7/2^+$	5.3^b	4.12
^{101}Ru	311.368		$5/2^+$		0.07
^{101}Ru	325.23	0^b	$1/2^+$	0.96^b	1.12
^{101}Ru	422.22	2^b	$3/2^+$	0.15^b	0.66
^{101}Ru	527.56	5^b	$11/2^-$	5.82^b	7.68
^{101}Ru	545.115		$7/2^+$		0.003
^{101}Ru	623.59	0^b	$1/2^+$	0.063^b	0.021
^{101}Ru	824	2^b	$3/2^+, 5/2^+$	$0.40^{b,c}$	0.31^c
^{101}Ru	1098	0^b	$1/2^+$	0.028^b	0.10
^{101}Ru	1111	0^b	$1/2^+$	0.17^b	0.28
^{103}Ru	0.0	2^d	$3/2^+$	1.44^d	0.010
^{103}Ru	2.81	2^e	$5/2^+$	1.35^e	2.09
^{103}Ru	136.079	2^e	$5/2^+$	0.012^e	0.12
^{103}Ru	174.26	0^e	$1/2^+$	0.75^e	1.13
^{103}Ru	213.56	4^e	$7/2^+$	1.80^e	3.69
^{103}Ru	238.2	5^e	$11/2^-$	3.2^e	7.04
^{103}Ru	346.38	2^e	$3/2^+$	0.06^e	0.005
^{103}Ru	404.15		$7/2^+$		0.006
^{103}Ru	432.06	0^e	$1/2^+$	0.027^e	0.047
^{103}Ru	501.15	2^e	$(5/2)^+$	0.032^e	0.039
^{105}Ru	0.0	2^f	$3/2^+$	0.009^f	0.13
^{105}Ru	20.610	2^f	$(5/2)^+$	1.54^f	1.55
^{105}Ru	107.937	2^f	$5/2^+$	0.07^f	0.28
^{105}Ru	159.518	0^f	$1/2^+$	0.74^f	0.90
^{105}Ru	208.6	5^f	$11/2^-$	2.7^f	6.06
^{105}Ru	229.48	4^f	$7/2^+$	0.75^f	3.42
^{105}Ru	272.722		$(3/2, 5/2)^+$		0.31^c
^{105}Ru	301.68	4^f	$7/2^+$	0.24^f	0.03
^{105}Ru	631.27	0^f	$1/2^+$	0.06^f	0.07

† данни, взети от [56]; a ако са приписани $J^{\pi} = 1/2^+$ въз основа на IBFM-1 пресмятанията; b данни, взети от [120];
 c ако са приписани $J^{\pi} = 3/2^+$ въз основа на IBFM-1 пресмятанията; d данни, взети от [73]; e данни, взети от [75];
 f данни, взети от [123]



Фигура 7.9: Експериментални и теоретични $1/2^+$ състояния в $^{97-105}\text{Ru}$. Интерпретацията е направена на базата на доминиращата компонента в пресметнатите вълнови функции и спектроскопични фактори за (d,p) реакции. На фигурата са означени стойностите за C^2S' , където са известни. Експерименталните данни са взети от [56].

Разгледани са стойностите C^2S' , за които е в сила

$$C^2S' = C^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} S = C^2(2J_f + 1)S, \quad (7.2)$$

където C^2 са изоспиновите коефициенти на Клебш-Гордън за едночастичен трансфер. Стойността на C^2 за реакции с трансфер на един неутрон от налитащата частица към ядрото-мишена е 1 [124].

Сравнението между експерименталните и теоретичните стойности за C^2S' показва добра съгласуваност. Изчислените с IBFM-1 спектроскопични фактори за $11/2^-$ са надценени до известна степен, като това е ясно различимо при по-тежките изотопи. Стойностите за първите $5/2^+$ състояния намаляват с увеличаване на масовото число и са сравними с експерименталните данни. Същото твърдение е в сила и за първите $7/2^+$ състояния, с изключение на рязкото намаляване на C^2S' в $^{103,105}\text{Ru}$, което не е напълно възпроизведено.

От особен интерес е основното $3/2^+$ състояние в ^{103}Ru , което има експериментален спектроскопичен фактор, много по-голям от този, получен в теоретичните пресмятания. Трудности при изследването на това състояние възникват поради близостта му до първото възбудено $5/2^+$, което има енергия 2.81 keV. Стойността от $C^2S' = 1.44$ се основава на изследване, в което

пренесеният ъглов момент $\ell = 2$ е приписан на на основното състояние [73]. В рамките на измерената енергетична разлика от 1.0 ± 1.2 keV високият спектроскопичен фактор е свързан с $3/2^+$ състоянието и е приет в ENSDF [56]. По-късно проведени измервания водят до твърдение, че при приписване на $\ell = 2$ се наблюдават отмествания на -3.3 ± 0.2 keV по енергия за около двадесет интензивни прехода [75]. В такъв случай силното заселване е свързано с възбуденото $5/2^+$ състояние и високият спектроскопичен фактор е приписан на него. Тази стойност за C^2S' за $5/2_1^+$ също е приета в ENSDF [56]. В настоящите пресмятания е получен висок спектроскопичен фактор за $5/2^+$ състоянието, докато този за $3/2^+$ е нисък. Това е съгласувано с интерпретацията, представена в [75].

Състоянията със спин и четност $1/2^+$ са трудни за интерпретиране. Нива с $J^\pi = 1/2^+$ възникват както благодарение на $\nu s_{1/2}$ възбуждания, така и при куплиране на 2^+ възбуждания на ядката към валентния неутрон, разположен на орбиталата $\nu d_{5/2}$. Спектроскопичните фактори дават важна информация за идентифицирането на тези конфигурации. Сравнение между експерименталните и пресметнатите $1/2^+$ нива в изотопите на Ru е представено на фиг. 7.9. Стойностите на спектроскопичните фактори за съответните състояния са означени на фигурата.

В ^{97}Ru е известно експериментално $1/2^+$ състояние с висок спектроскопичен фактор, разположено на 908.29 keV. Липсват данни за друго нисколежащо $1/2^+$ с потвърдени спин и четност. В ^{99}Ru експериментални данни не са налични, но в IBFM-1 пресмятанията възниква $1/2^+$ състояние с доминираща компонента във вълновата функция, дължаща се на $\nu s_{1/2}$. То се намира при енергия на възбуждане 868 keV и е възможно да е свързано с известното състояние на 896.85 keV, което има $J^\pi = (1/2^+, 3/2, 5/2^+)$. В по-тежките ядра може да се види известно разграничение между конфигурациите. Възпроизвеждането на $1/2^+$ състоянията е основният аргумент в теоретичните изчисления, въз основа на който се оценяват еволюцията и приносът на $\nu s_{1/2}$ в структурата на изследваните нечетни Ru.

7.3.5 Електромагнитни характеристики

С IBFM-1 са пресметнати и електромагнитни характеристики за състояния и преходи в нечетните $^{99-105}\text{Ru}$. Разгледани са магнитни диполни и електрични квадруполни моменти, както и M1 и E2 преходи. Изчисленията са базирани на вече представените форми на мултиполните оператори от уравнения (3.47) и (3.46).

В действителност използването на по-сложен вид на M1 оператора води до по-добро възпроизвеждане на експерименталните данни, но подобен подход изисква включването на допълнителни свободни моделни параметри [125]. Целта на настоящите пресмятания е да се използват възможно най-малък брой свободни параметри, поради което е избегнато използването на по-сложни форми на оператора за M1 преходи.

Ефективният бозонен заряд в E2 оператора е фиксиран към същата стойност, която е из-

Таблица 7.6: Експериментални и теоретично пресметнати електромагнитни моменти в нечетните изотопи на Ru. Експерименталните данни са взети от [126], освен където е отбелязано различно.

Ядро	E_{level}^{\dagger} [keV]	$J^{\pi\dagger}$	μ_{exp} [μ_N]	μ_{IBFM} [μ_N]	Q_{exp} [b]	Q_{IBFM} [eb]
^{99}Ru	0	$5/2^+$	-0.641 (5)	-1.282	+0.079 (4)	+0.086
^{99}Ru	89.57	$3/2^+$	-0.284 (6)	-0.380	+0.231 (12)	+0.232
^{101}Ru	0	$5/2^+$	-0.719 (6)	-1.189	+0.46 (2)	+0.45
^{101}Ru	127.229	$3/2^+$	-0.210 (5)	-0.193		
^{103}Ru	0	$3/2^+$	+0.200 (7)	-0.040	(+)0.62 (2)	+0.27
^{105}Ru	0	$3/2^+$	(-)0.32 (+8/-20)	+0.126		

\dagger данни, взети от [56]

ползвана при описанието на четните Ru. Тази стойност е приета и за ефективния фермионен заряд ($e_F = e_B$). Използван е фактор $g_l = 0$ в оператора за M1 преходи, тъй като разглежданата нечетна частица е неутрон. Ефективният g-фактор за d бозони е фиксиран към $g_d = 0.8 \mu_N$ след съгласуване с магнитните моменти на 2^+ състоянията в съседните четни ядра [126]. В пресмятанията е използван $g_s = -2.68 \mu_N$, отразяващ 70% от стойността за свободен неутрон.

С тези параметри са пресметнати магнитни диполни и електрични квадруполни моменти за нечетните Ru. Експериментални данни са налични за първите $5/2^+$ и $3/2^+$ състояния в някои от изучаваните ядра. Сравнение между теоретичните и експерименталните резултати е представено в табл. 7.6.

Наблюдава се добро съответствие между IBFM-1 пресмятанията и известните стойности. Знакът на моментите е възпроизведен навсякъде, освен при магнитния диполен момент за $3/2^+$ състоянието в ^{103}Ru . Теоретичната стойност за него има отрицателен знак, но е близка до нула. Електричните квадруполни моменти в $^{99,101}\text{Ru}$ са описани добре, но липсва информация за други състояния освен първите $3/2^+$ и $5/2^+$.

Направени са IBFM-1 изчисления за вероятностите за преходите между състояния от ивичните структури, свързани с $\nu d_{5/2}$ и $\nu g_{7/2}$. Тези две конфигурации определят голяма част от нисколежащите състояния в $^{99-105}\text{Ru}$. Експериментални данни са достъпни за редица преходи в изотопите на Ru и са сравнени с теоретичните изчисления в табл. 7.7.

Състоянията във всяка от ивичните структури, изградени на $\nu d_{5/2}$ и $\nu g_{7/2}$, са свързани със силни E2 преходи. Това поведение е добре възпроизведено от моделните изчисления. В(E2) стойностите са сравними и със силата на преходите в основните ивици на съседните четни

Таблица 7.7: Сравнение между експерименталните и теоретично пресметнатите с IBFM-1 $B(M1)$ и $B(E2)$ стойности в $^{99,101,103}\text{Ru}$. Експерименталните данни са взети от ENSDF [56], освен където е отбелязано различно.

Ядро	E_{level} [keV]	J_i^π	E_γ [keV]	J_f^π	$B(M1)_{exp}$ [W.u.]	$B(E2)_{exp}$ [W.u.]	$B(M1)_{IBFM}$ [W.u.]	$B(E2)_{IBFM}$ [W.u.]
^{99}Ru	89.57	$3/2^+$	89.50	$5/2^+$	0.000175 (4)	50.1 (10)	0.000169	31.0
^{99}Ru	340.90	$7/2^+$	251.0	$3/2^+$		3.0^\dagger (12)		2.0
			340.81	$5/2^+$	0.011^\dagger (5)	0.036^\dagger (23)	0.0008	11
^{99}Ru	575.83	$(5/2)_2^+$	486.19	$3/2^+$	0.11 (3)	0.18 (+53/-18)	0.57	3.78
			575.75	$5/2^+$	0.035 (10)	11 (5)	0.001	23
^{99}Ru	617.89	$7/2_2^+$	528.36	$3/2^+$		120 (70)		3
			617.89	$5/2^+$	0.09 (6)	23 (18)	0.002	15
^{99}Ru	719.87	$9/2^+$	379.07	$7/2^+$	0.0045 (8)	3 (+4/-3)	0.052	6.9
			719.81	$5/2^+$		46 (6)		26
^{99}Ru	1048.50	$11/2^+$	328.57	$9/2^+$	0.011 (7)	2.9 (17)	0.0004	0.1
			707.56	$7/2^+$		23 (13)		19
^{99}Ru	1497.06	$13/2^+$	777.25	$9/2^+$		110 (60)		38
^{99}Ru	2020.29	$15/2^+$	971.95	$11/2^+$		61 (25)		40
^{99}Ru	2400.88	$(17/2)^+$	903.91	$13/2^+$		50 (30)		39
^{99}Ru	3094.45	$(19/2)^+$	1074.14	$15/2^+$		35 (+14/-29)		40
^{99}Ru	3200.19	$23/2^-$	931.89	$19/2^-$		70 (+12/-24)		44
^{101}Ru	127.229	$3/2^+$	127.226	$5/2^+$	0.01598 (11)	19.9 (24)	0.053	31.4
^{101}Ru	306.858	$7/2^+$	179.636	$3/2^+$		13 (4)		2
			306.857	$5/2^+$	0.014 (4)	1.4 (+15/-4)	0.001	0.8
^{101}Ru	311.368	$5/2_2^+$	184.10	$3/2^+$	> 0.021		0.46	
			311.38	$5/2^+$	> 0.00053		0.0077	
^{101}Ru	545.115	$7/2_2^+$	233.72	$5/2_2^+$	0.043 (10)		0.28	
			238.25	$7/2^+$	0.048 (11)		0.021	
			417.86	$3/2^+$		4.4 (20)		6.5
			545.117	$5/2^+$	0.042 (10)	130 (30)	0.024	52
^{101}Ru	720.02	$9/2^+$	720.02	$5/2^+$		40 (10)		31
^{101}Ru	1500.9	$13/2^+$	780.9	$9/2^+$		120 (40)		48
^{101}Ru	1862.4	$15/2^+$	861.2	$11/2^+$		< 25		57
^{101}Ru	2173.9	$17/2^+$	673.0	$13/2^+$		< 110		29
^{103}Ru	213.56	$7/2^+$	77.5	$5/2_2^+$	$0.017 (8)^{\dagger a}$		0.010	
			210.64	$5/2_1^+$	$0.048 (17)^\dagger$		0.00049	
			213.17	$3/2^+$		$46 (16)^\dagger$		2

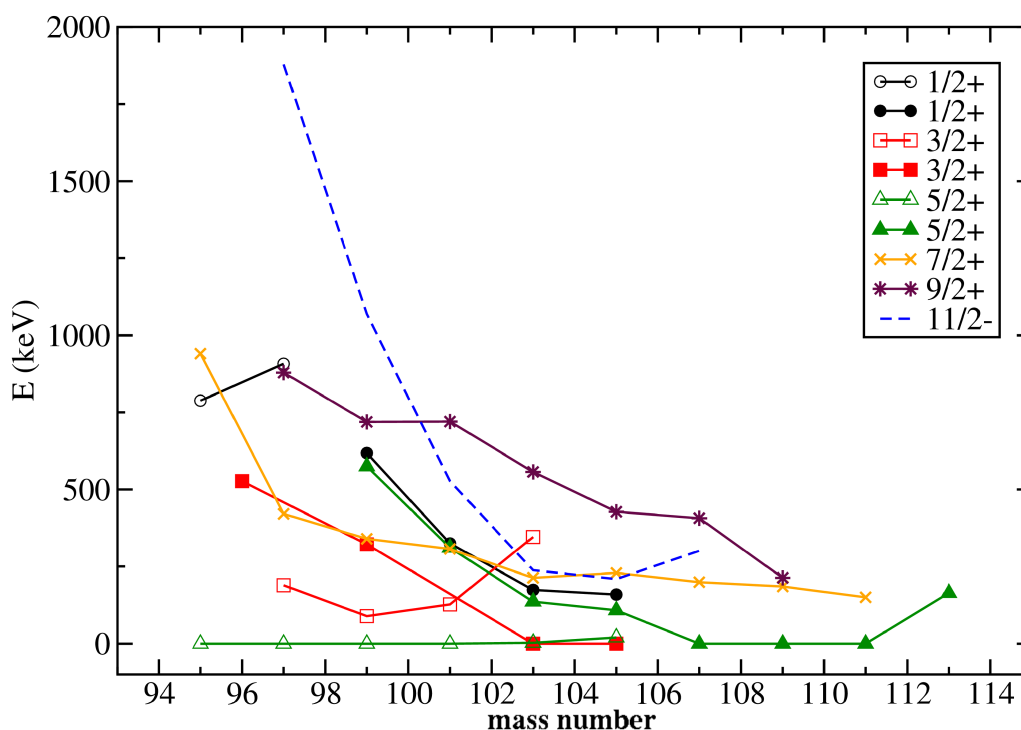
† данни, взети от [48]; a в случай на чист M1 преход

Ru.

По-сериозни трудности има при описанието на преходите, свързващи състояния с различна доминираща орбитала във вълновата функция. Няколко смесени M1+E2 прехода, които свързват двете конфигурации, са наблюдавани в $^{99,101,103}\text{Ru}$. Повечето от преходите, които представляват интерес, имат ниски коефициенти на смесване δ с високи неопределености [56]. Всяка малка промяна в δ има голям ефект върху експерименталните $B(E2)$ стойности. В този случай често сравнението с теоретични E2 вероятности за преход не дава достатъчно добра основа за интерпретация и трябва да бъдат разглеждани по-детайлно M1 компонентите.

Много от пресметнатите M1 вероятности за преход се различават от експерименталните стойности в рамките на един порядък. Това не е необикновено за изчисления с IBFM, особено при използване на най-простата възможна форма на оператора за M1 преходи. Но дори и без много добро съответствие на $B(M1)$ стойностите могат да се направят няколко важни извода.

Първите $7/2^+$ и $5/2^+$ състояния са от основно значение, тъй като те добре отразяват двете почти чисти едночастични конфигурации. Експерименталните редуцирани вероятности за преход между тези нива са по-ниски на около два порядъка от едночастичните оценки. Това предполага интерпретирането им като ℓ -забранени M1 преходи. В този смисъл те са аналогични на изследваните $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ преходи в изотопите на Cd и са съгласувани със систематичното поведение в разглежданата масова област.



Фигура 7.10: Еволюция на нисколежащите състояния в нечетните изотопи на Ru.

Еволюцията на определени нисколежащи състояния в нечетните ядра на Ru може да бъ-

де проследена въз основа на всички изследвани характеристики. На фиг. 7.10 е представена еволюцията на някои състояния с увеличаване на масовото число. Получените експериментални резултати и теоретичните изчисления позволяват систематично изследване на структурата на ядрата на Ru в изотопичната верига. С използвания широк набор от наблюдаеми величини и теоретични параметри е изучена промяната в колективността, като изчисленията възпроизвеждат добре експерименталните данни. Разгледан е преходът от вибрационна структура и сферична форма към стабилна деформация и формирането на ротационни движения. Изолирани са състояния, които не се описват в рамките на изчисленията, и е възможно да имат структура, която не се възпроизвежда в моделните пространства.

Глава 8

Заключение

В настоящата дисертационна работа са представени резултати от проведени експерименти и теоретични изчисления, изследващи структурата на слабо деформирани и преходни ядра в масовата област $A \sim 100$. Във фокуса на дисертацията са нисколежащите състояния в нечетните изотопи на Ru, разположени близо до линията на β -стабилност. В тях са измерени времена на живот в диапазона от няколко десетки ps до няколко ns (табл. 5.1). Представена е смесената установка ROSPHERE, съставена от полупроводникови детектори от HfGe и сцинтилационни детектори от LaBr₃:Ce, с която са проведени измерванията. В подобни експерименти са заселени и нечетни изотопи на Cd. Резултати от тях също са представени в дисертацията. В работата са включени и детайли и резултати от експеримент по заселването на неутронно богати изотопи на Mo, получени в реакции на индуцирано делене с използване на неутрони.

С измерените периоди на полуразпадане са пресметнати редуцирани вероятности за изследваните γ -преходи и са сравнени със систематичното поведение на стойностите в изотопичните вериги в масовия регион.

Нисколежащите $7/2^+$ състояния в ^{103,105,107}Cd са интерпретирани като едночастични, а преходите при разреждането им към основните $5/2^+$ състояния - като ℓ -забранени M1 преходи.

Аналогични характеристики са наблюдавани и при $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ преходите в ^{99,101,103}Ru, където отново M1 компонентата е забавена на около два порядъка спрямо едночастичните оценки. За изотопите на Ru освен изследване на систематичното поведение на B(M1) и B(E2) стойностите са проведени и изчисления в рамките на различни теоретични модели.

С помощта на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица е получено добро описание на енергетичните схеми на ^{99,101,103}Ru и електромагнитните моменти на първите $3/2^+$ и $5/2^+$ състояния. Резултатите се съгласуват с представата за нарастваща квадруполна деформация с увеличаване на броя неутрони в изотопичната верига, както и с наличието на триаксиалност в изследваните ядра.

Видът триаксиалност и еволюцията на структурата в ядрата на Ru са разгледани и в рам-

ките на алгебрични модели. С модела на взаимодействащите бозони са пресметнати характеристиките на четните изотопи, за които е известно, че са разположени в областта на възможен преход от $U(5)$ към $O(6)$ границите на модела. Получените резултати се съгласуват с известните експериментални данни и предполагат еволюция от вибрационна структура, характерна за ^{98}Ru , към γ -нестабилност в по-тежките ядра.

Нечетните $^{99-105}\text{Ru}$ са изследвани в рамките на модела на взаимодействащите бозони и фермиони, като в изчисленията валентният неутрон е куплиран към четно-четните ядки, пресметнати с IBM-1. Сравнение с експерименталните данни е направено за енергии на възбудените състояния, електромагнитни моменти, редуцирани вероятности за преход и спектроскопични фактори за (d,p) реакции. Въз основа на това е предложена интерпретация за структурата на нисколежащите състояния в ядрата. В нея се включват голям брой възбуждания, свързани с орбиталите $\nu d_{5/2}$ и $\nu g_{7/2}$, както и състояния, свързани с $\nu s_{1/2}$. Състоянията с отрицателна четност са интерпретирани като възбуждания, включващи орбиталата $\nu h_{11/2}$.

В рамките на систематиката е разгледана и стойността за $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ в ^{106}Mo , получена след измервания на периоди на полуразпадане в реакции на индуцирано делене.

Ядрата в масовата област $A \sim 100$ проявяват различни колективни и едночастични ефекти и продължаването на систематиката на редуцираните вероятности за преход в тях представлява интерес за бъдещи изследвания. Също така различни подходи могат да бъдат приложени както към анализа на наличните експериментални данни за неутронно богати ядра, така и към заселването на възбудени състояния в тях с различни експериментални методи.

Библиография

- [1] K. Heyde, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, Institute of Physics Publishing (1999).
- [2] А. Минкова, *Ядрена физика*, Издателство "Тита Консулт" (2008).
- [3] Б. Славов, *Увод в теоретичната ядрена физика*, Университетско издателство "Св. Климент Охридски" (2009).
- [4] Н. Балабанов, *Ядрена физика*, Пловдивско университетско издателство (1998).
- [5] K. Heyde, *The Nuclear Shell Model: Study Edition*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1994).
- [6] P. E. Hodgson, E. Gadioli, E. Gadioli Erba, *Introductory Nuclear Physics*, Oxford University Press (1997).
- [7] S. Lalkovski, *High-spin States in $^{108,110}\text{Pd}$ Nuclei Produced as Fission Fragments. Ground- γ Band Mixing Effects*, PhD Thesis, University of Sofia "St. Kliment Ohridski" (2003).
- [8] П. Петков, *Абсолютни вероятности за електромагнитни преходи от квазичастични възбуждания в деформирани и преходни ядра*, дисертация за присъждане на научната степен "кандидат на физическите науки" (1988).
- [9] R. F. Casten, *Nuclear Structure From a Simple Perspective*, Oxford University Press, second edition (2000).
- [10] J.-L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, *Fundamentals In Nuclear Physics*, Springer Science+Business Media (2005).
- [11] D. Rowe, J. Wood, *Fundamentals of Nuclear Models: Foundational Models*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2010).
- [12] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, Jon Wiley & Sons, Inc. (1988).
-


- [13] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008).
- [14] K. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Study Edition, Springer, second edition (1994).
- [15] R. B. Firestone, C. M. Baglin (Editor), S. Y. Frank Chu (CD-ROM Editor), *Table of Isotopes: 1999 Update, 8th Edition*, Wiley-VCH (1999).
- [16] A. Bohr, B. Mottelson *Nuclear Structure, Vol. I*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1969).
- [17] S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, *Shapes and Shells in Nuclear Structure*, Cambridge University Press (1995).
- [18] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk.* 29 16, 1 (1955).
- [19] W. Greiner, J. A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1996).
- [20] A. S. Davydov, G. F. Filippov, *Nuclear Physics* 8, 237 (1958).
- [21] L. Wilets, M. Jean, *Phys. Rev.* 102, 788 (1956).
- [22] E. S. Paul, *Nuclear Models*, Liverpool NSG Postgraduate Lectures (2003).
- [23] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson, *Nucl. Phys. A* 307, 189 (1978).
- [24] D. D. Warner, R. F. Casten, *Phys. Rev. C* 28, 1798 (1983).
- [25] R. F. Casten, D. D. Warner, *Rev. Mod. Phys.* 60, 389 (1988).
- [26] W. Pfeifer, *An Introduction to the Interacting Boson Model of the Atomic Nucleus*, vdf-Hochschulverlag AG an der ETH Zürich (1998).
- [27] A. Frank, J. Jolie, P. Van Isacker, *Symmetries in Atomic Nuclei*, Springer Science+Business Media (2009).
- [28] F. Iachello, O. Scholten, *Phys. Rev. Lett.* 43, 679 (1979).
- [29] J. Jolie, P. van Isacker, K. Heyde, J. Moreau, G. van Landeghem, M. Waroquier, O. Scholten, *Nucl. Phys. A* 438, 15 (1985).
- [30] O. Scholten, *The Interacting Boson Approximation Model and Applications*, Ph. D. thesis, University of Groningen (1980).
- [31] F. Iachello, P. van Isacker, *The Interacting Boson-Fermion Model*, Cambridge University Press (1991).
- [32] R. J. Van de Graaf, *NIM* 8, 195 (1960).
-

- [33] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A 280, 267 (1977).
- [34] Saint-Gobain Crystals, *BrilLanCeTM Scintillators Performance Summary, Scintillation Products Technical Note* (2009).
- [35] P. Dorenbos, NIM A 486, 208 (2002).
- [36] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Kazuch, T. Szcześniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, NIM A 586, 739 (2006).
- [37] B. D. Milbrath, B. J. Choate, J. E. Fast, W. K. Hensley, R. T. Kouzes, J. E. Schweppe, NIM A 572, 774 (2007).
- [38] Д. Радулов, *Гама-спектроскопия с LaBr₃(Ce)*, Магистърска дипломна работа, СУ "Св. Климент Охридски" (2008).
- [39] R. B. Firestone, V. S. Shirley, *Table of Isotopes, Eighth Edition*, John Wiley & Sons (1996).
- [40] N. Mărginean, *et al.*, Eur. Phys. Journal A 46, 329 (2010).
- [41] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987).
- [42] Quad 200-MHz Constant-Fraction Discriminator 935, ORTEC (<http://www.ortec-online.com/download/935.pdf>)
- [43] В. Ангелов, *Ядрена електроника*, СУ "Св. Климент Охридски" (2003).
- [44] Time-to-Amplitude Converter/SCA 567, ORTEC (<http://www.ortec-online.com/download/567.pdf>)
- [45] Model 4418/T TDC for Time Analysis (http://alga.pnpi.spb.ru/gagarski/scr1/saved/old_alga/home/gagarski/CatalogoWeb.pdf)
- [46] W. Andrejtscheff, M. Senba, N. Tsoupas, Z.Z. Ding, NIM 204, 123 (1982).
- [47] S. Kisyov, *et al.*, Phys. Rev. C 84, 014324 (2011).
- [48] S. Kisyov, *et al.*, Bulg. J. Phys. 42, 583 (2015).
- [49] S. Kisyov, *et al.*, в подготовка
- [50] N. Mărginean, private communication (2010).
- [51] D. Radford, *RadWare analys program package*, Oak Ridge National Laboratory, Physics Division (2000).
-

- [52] D. Ivanova, *et al.*, в подготовка
- [53] S. Kisyov, *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 366, 012027 (2012).
- [54] N. Saed-Samii, *SOCOv2 user manual* (2013).
- [55] A. Fitzler, *TV User Manual*, Institute for Nuclear Physics, University of Cologne (2007).
- [56] National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>)
- [57] T. Newton, Phys. Rev. 78, 490 (1950).
- [58] H. Mach, R. L. Gill, M. Moszyński, NIM A 280, 49 (1989).
- [59] J.-M. Régis, G. Pascovici, J. Jolie, M. Rudigier, NIM A 622, 83 (2010).
- [60] P. Petkov, O. Möler, D. Tonev, A. Dewald, P. von Brentano, NIM A 500, 379 (2003).
- [61] P. Petkov, W. Andrejtscheff, S. Avramov, NIM A 321, 259 (1992).
- [62] L. Boström, B. Olsen, W. Schneider, E. Matthias, NIM 44, 61 (1966).
- [63] B. Olsen and L. Boström, NIM 44, 65 (1966).
- [64] P. Petkov, W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, L.G. Kostova, NIM A 271, 617 (1988).
- [65] Z. Bay, Phys. Rev. 77, 419 (1950).
- [66] J.-M. Régis, *et al.*, NIM 726, 191 (2013).
- [67] T. Kibédi, T. W. Burrows, M. B. Trzhaskovskaya, P. M. Davidson, C. W. Nestor, Jr., NIM A 589, 202 (2008).
- [68] Р. Б. Бегжанов, Д. А. Гладышев, К. Ш. Азимов, М. Нарзикулов, К. Т. Тешабаев, Известия Высших Учебных Заведений 9 Физика, 82 (1973).
- [69] W. Klamra and J. Reksted, Nucl. Phys. A 243, 395 (1975).
- [70] G. Kajrys, *et al.*, Phys. Rev. C 34, 1629 (1986).
- [71] H. Seyfarth, H. H. Guven, B. Viarden, Private Communication, NSR number 1975SeZT (1979).
- [72] H. T. Fortune, G. C. Morrison, J. A. Nolen Jr., P. Kienle Phys. Rev. C 3, 337 (1971).
- [73] G. P. A. Berg, *et al.*, Nucl. Phys. A 379, 93 (1982).
- [74] J. L. M. Duarte, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, Phys. Rev. C 50, 666 (1994).
-

- [75] M. D. L. Barbosa, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, L. C. Gomes, *Phys. Rev. C* 58, 2689 (1998).
- [76] D. De Frenne, *Nucl. Data Sheets* 110, 2081 (2009).
- [77] J.-M. Régis, *et al.*, *Phys. Rev. C* 90, 067301 (2014).
- [78] J. Jolie, *et al.*, *Nucl. Phys. A* 934, 1 (2015).
- [79] F. Azaiez and W. Korten, *Nuclear Physics News* volume 7, number 4, 21 (1997).
- [80] L. M. Fraile, *et al.*, Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of FATIMA, the FASt TIMing Array (approved by the FAIR ECE council).
- [81] S. Lalkovski, *et al.*, *Bulg. J. Phys.* 42, 593 (2015).
- [82] P. M. Walker and G. Dracoulis, *Hyp. Int.* 135, 83 (2001).
- [83] S. Lalkovski, *et al.*, *Phys. Rev. C* 87, 034308 (2013).
- [84] S. Lalkovski, *et al.*, *Phys. Rev. C* 88, 024302 (2013).
- [85] A. G. Smith, *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 28, 2307 (2002).
- [86] M. Liang, H. Ohm, B. De Sutter, K. Sistemich, B. Fazekas, and G. Molnár, *Z. Phys. A* 340, 223 (1991).
- [87] S. Lalkovski and N. Minkov, *J. Phys. G* 31, 427 (2005).
- [88] S. Lalkovski and P. Van Isacker, *Phys. Rev. C* 79, 044307 (2009).
- [89] A. Arima, H. Horie, M. Sano, *Progress of Theoretical Physics* 17, No. 4, 567 (1957).
- [90] P. Semmes and I. Ragnarsson *The Particle+Triaxial Rotor Model: A User's Guide* (1992).
- [91] T. Bengtsson and I. Ragnarsson, *Nucl. Phys. A* 436, 14 (1985).
- [92] P. Möler, J. R. Nix, W. D. Meyers, W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tabl.* 59, 185 (1995).
- [93] F. Iachello and A. Arima, *Physics Letters B* 53, 309 (1974).
- [94] A. Arima and F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1069 (1975).
- [95] P. Van Isacker, *et al.*, *Nucl. Phys. A* 348, 125 (1980).
- [96] J. Stachel, P. Van Isacker, K. Heyde, *Phys. Rev. C* 25, 650 (1982).
- [97] R. F. Casten, W. Frank, P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* 444, 133 (1985).
-

- [98] D. Bucurescu, G. Căta, D. Cutoiu, G. Constantinescu, M. Ivaşcu, N.V. Zamfir, Z. Phys. A 324, 387 (1986).
- [99] A. Frank, P. Van Isacker, D. D. Warner, Phys. Lett. B 197, 474 (1987).
- [100] A. Giannatiempo, A. Nannini, P. Sona, D. Cutoiu, Phys. Rev. C 52, 2969 (1995).
- [101] A. Frank, C. E. Alonso, J. M. Arias, Phys. Rev. C 65, 014301 (2001).
- [102] J. Kotila, J. Suhonen, and D. S. Delion, Phys. Rev. C 68, 054322 (2003).
- [103] I. Stefanescu, *et al.*, Nucl. Phys. A 789, 125 (2007).
- [104] S. Kisyov, D. Bucurescu, J. Jolie, and S. Lalkovski, Phys. Rev. C 93, 044308 (2016).
- [105] P. O. Lipas, P. Toivonen, and D. D. Warner, Phys. Lett. B 155, 295 (1985).
- [106] O. Scholten, the program package PHINT, internal report KVI-63, Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, The Netherlands.
- [107] M. Sakai and A. C. Rester, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20, 441 (1977).
- [108] B. Kharraja, *et al.*, Phys. Rev. C 61, 024301 (1999).
- [109] R. B. Cakirli, R. F. Casten, J. Jolie, and N. Warr, Phys. Rev. C 70, 047302 (2004).
- [110] E. Williams, *et al.*, Phys. Rev. C 74, 024302 (2006).
- [111] S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis, and S. Monaro, Phys. Rev. C 21, 588 (1980).
- [112] D. Radeck, *et al.*, Phys. Rev. C 85, 014301 (2012).
- [113] S.Lalkovski, *et al.*, Phys. Rev. C 89, 064312 (2014).
- [114] E. H. du Marchie van Voorthuysen, M. J. A. de Voigt, N. Blasi, J. F. W. Jansen, Nucl. Phys. A 355, 93 (1981).
- [115] G. Maino, A. Ventura and A.M. Bizzeti-Sona, P. Blasi, Z. Phys. A 340, 241 (1991).
- [116] J. M. Arias, C. E. Alonso, M. Losano, Nucl. Phys. A 466, 295 (1987).
- [117] O. Scholten, *Program package ODDA*, KVI internal report no. 255 (1980).
- [118] D. Bucurescu, G. Cata-Danil, N. V. Zamfir, A. Gizon, J. Gizon, Phys. Rev. C 43, 2610 (1991).
- [119] B. S. Reehal and R. A. Sorensen, Phys. Rev. C 2, 819 (1970).
-

-
- [120] J. L. M. Duarte, L. B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin, O. Dietzsch, Phys. Rev. C 38, 664 (1988).
- [121] C. S. Whisnant, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 50, 724 (1983).
- [122] C. S. Whisnant, *et al.*, Phys. Rev. C 34, 443 (1986).
- [123] P. Maier-Komor, P. Gläissel, E. Huenges, H. Rösler, H.J. Scheerer, H.K. Vonach, H. Baier, Z. Physik A 278, 327 (1976).
- [124] M. R. Bhat, *Procedures Manual for the Evaluated Nuclear Structure Data File*, BNL-NCS-40503 informal report (1987).
- [125] M. Ivaşcu, N. Mărginean, D. Bucurescu, I. Căta-Danil, C. A. Ur, Yu. N. Lobach, Phys. Rev. C 60, 024302 (1999).
- [126] N. J. Stone, Atomic Data and Nuclear Data Tables 90, 75 (2005).
-
- 

Публикации

I. Публикации, свързани с материала в дисертацията:

I.1. S. Kisyov, D. Bucurescu, J. Jolie, and S. Lalkovski, *Algebraic approach to the structure of the low-lying states in $A \approx 100$ Ru isotopes*, Phys. Rev. C 93, 044308 (2016).

I.2. S. Kisyov, S. Lalkovski, D. Ivanova, N. Mărginean, D. Bucurescu, Gh. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, N. Florea, D. Ghiță, T. Glodariu, R. Lica, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, C. Nița, A. Olacel, S. Pascu, P. Petkov, T. Sava, E. A. Stefanova, R. Șuvăilă, S. Toma, O. Yordanov, N. V. Zamfir, *Fast-timing study of low-lying states in $^{99,101,103}\text{Ru}$* , в подготовка

I.3. S. Kisyov, S. Lalkovski, N. Mărginean, D. Bucurescu, L. Atanasova, D. L. Balabanski, Gh. Căta-Danil, I. Căta-Danil, J.-M. Daugas, D. Deleanu, P. Detistov, D. Filipescu, G. Georgiev, D. Ghiță, T. Glodariu, J. Jolie, D.S. Judson, R. Lozeva, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, S. Pascu, D. Radulov, J.-M. Régis, M. Rudigier, T. Sava, L. Stroe, G. Suliman, N.V. Zamfir, K.O. Zell and M. Zhekova, *In-beam Fast-timing Measurements in $^{103,105,107}\text{Cd}$* , Phys. Rev. C 84, 014324 (2011).

I.4. N. Mărginean, D. L. Balabanski, D. Bucurescu, S. Lalkovski, L. Atanasova, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, J. M. Daugas, D. Deleanu, P. Detistov, G. Deyanova, D. Filipescu, G. Georgiev, D. Ghiță, K. A. Gladnishi, R. Lozeva, T. Glodariu, M. Ivașcu, S. Kisyov, C. Mihai, R. Mărginean, A. Negret, S. Pascu, D. Radulov, T. Sava, L. Stroe, G. Suliman, and N.V. Zamfir, Eur. Phys. Journal A 46, 329 (2010).

След участие в научни конференции:

I.5. S. Kisyov, S. Lalkovski, D. Ivanova, N. Mărginean, D. Bucurescu, Gh. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, D. Ghiță, T. Glodariu, R. Lica, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, C. Nița, S. Pascu, P. Petkov, T. Sava, E. Stefanova, R. Șuvăilă, S. Toma, O. Yordanov, N.V. Zamfir, *Structure of Low-Lying Positive-Parity*

States in ^{99,101,103}Ru from In-Beam Fast-Timing Measurements, Bulg. J. Phys. 42, 583 (2015).

I.6. S. Kisyov, S. Lalkovski, N. Mărginean, D. Bucurescu, L. Atanasova, D. Balabanski, Gh. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, P. Detistov, D. Filipescu, D. Ghiță, T. Glodariu, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, S. Pascu, T. Sava, L. Stroe, G. Suliman, N.V. Zamfir and M. Zhekova, *Fast-timing Measurements in ^{95,96}Mo*, J. Phys.: Conf. Ser. 366, 012027 (2012).

I.7. S. Kisyov, D. Ivanova, S. Lalkovski, N. Mărginean, D. Balabanski, D. Bucurescu, Gh. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, D. Filipescu, I. Gheorghe, D. Ghiță, T. Glodariu, R. Lica, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, T. Sava, E. Stefanova, L. Stroe, R. Suvaila, S. Toma, O. Yordanov, and N.V. Zamfir, *Structure of the low-lying excited states in ^{99,101,103}Ru from in-beam fast-timing measurements*, Proceedings of the International Workshop on Nuclear Theory, vol. 32, 187-195 (2013).

I.8. С. КИСЬОВ, Д. ИВАНОВА, Д. РАДУЛОВ, С. ЛАЛКОВСКИ, *Ядрено-структурни изследвания с детектори от LaBr₃:Ce*, Научни трудове, ПУ "Паисий Хилендарски", Факултет по физика и инженерни технологии, том 38, кн. 4, 174-179 (2013).

II. Други публикации:

II.1. S. Kisyov, F. Negoita, M.M. Gugiu, D.P. Higginson, L. Vassura, M. Borghesi, L. Bernstein, D.L. Bleuel, F. Gobet, B.L. Goldblum, A. Green, F. Hannachi, S. Kar, H. Petrascu, D. Pietreanu, L. Quentin, A.-M. Schroer, M. Tarisien, M. Versteegen, O. Willi, P. Antici, and J. Fuchs, *Time of Flight Measurements for Neutrons Produced in Reactions Driven by Laser-Target Interactions at Petawatt level*, Physics Procedia 77, 29-33 (2015).

II.2. J. Jolie, J.-M. Régis, D. Wilmsen, N. Saed-Samii, M. Pfeiffer, N. Warr, A. Blanc, M. Jentschel, U. Köster, P. Mutti, T. Soldner, G.S. Simpson, G. De France, W. Urban, F. Drouet, A. Vancraeynest, A.M. Bruce, O.J. Roberts, L.M. Fraile, V. Pazyi, A. Ignatov, Th. Kröll, D. Ivanova, S. Kisyov, S. Lalkovski, Zs. Podolyak, P.H. Regan, E. Wilson, W. Korten, C.A. Ur, R. Lica, and N. Marginean, *Test of the SO(6) selection rule in ¹⁹⁶Pt using cold-neutron capture*, Nuclear Physics A 934, 1-7 (2015).

II.3. S. Lalkovski, D. Ivanova, E. A. Stefanova, A. Korichi, P. Petkov, J. Kownacki, T. Kutsarova, A. Minkova, D. Bazzacco, M. Bergström, A. Görge, B. Herskind, H. Hübel, A. Jansen, S. Kisyov, T. L. Khoo, F. G. Kondev, A. Lopez-Martens, Zs. Podolyák, G. Schönwasser, and O. Yordanov, *Coexisting structures in ¹⁰⁵Ru*, Physical Review C 89, 064312 (2014).

II.4. J.-M. Régis, J. Jolie, N. Saed-Samii, N. Warr, M. Pfeiffer, A. Blanc, M. Jentschel, U. Köster, P. Mutti, T. Soldner, G. S. Simpson, F. Drouet, A. Vancraeynest, G. de France, E. Clément, O. Stezowski, C. A. Ur, W. Urban, P. H. Regan, Zs. Podolyák, C. Larijani, C. Townsley, R. Carroll, E. Wilson, L. M. Fraile,

H. Mach, V. Pazy, B. Olaizola, V. Vedia, A. M. Bruce, O. J. Roberts, J. F. Smith, T. Kröll, A.-L. Hartig, A. Ignatov, S. Ilieva, M. Thürauf, S. Lalkovski, D. Ivanova, S. Kisyov, W. Korten, M.-D. Salsac, M. Zielińska, N. Mărginean, D. G. Ghiță, R. Lică, C. M. Petrache, A. Astier, and R. Leguillon, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ value in ^{90}Kr , *Physical Review C* 90, 067301 (2014).

II.5. J.-M. Régis, H. Mach, G.S. Simpson, J. Jolie, G. Pascovici, N. Saed-Samii, N. Warr, A. Bruce, J. Degenkolb, L.M. Fraile, C. Fransen, D.G. Ghiță, S. Kisyov, U. Koester, A. Korgul, S. Lalkovski, N. Mărginean, P. Mutti, B. Olaizola, Z. Podolyák, P.H. Regan, O. J. Roberts, M. Rudigier, L. Stroe, W. Urban, D. Wilmsen, *The generalized centroid difference method for picosecond sensitive determination of lifetimes of nuclear excited states using large fast-timing arrays*, *Nuclear Instruments and Methods* 726, 191-202 (2013).

II.6. P. J. R. Mason, Zs. Podolyák, N. Mărginean, P. H. Regan, P. D. Stevenson, V. Werner, T. Alexander, A. Algora, T. Alharbi, M. Bowry, R. Britton, A. M. Bruce, D. Bucurescu, M. Bunce, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, N. Cooper, D. Deleanu, D. Delion, D. Filipescu, W. Gelletly, D. Ghiță, I. Gheorghe, T. Glodariu, G. Ilie, D. Ivanova, S. Kisyov, S. Lalkovski, R. Lica, S. N. Liddick, R. Mărginean, C. Mihai, K. Mulholland, C. R. Nita, A. Negret, S. Pascu, S. Rice, O. J. Roberts, T. Sava, J. F. Smith, P.-A. Söderstrom, L. Stroe, G. Suliman, R. Suvaila, S. Toma, C. Townsley, E. Wilson, R. T. Wood, M. Zhekova, and C. Zhou, *Half-life of the yrast 2^+ state in ^{188}W : Evolution of deformation and collectivity in neutron-rich tungsten isotopes*, *Physical Review C* 88, 044301 (2013).

II.7. S. Lalkovski, A. M. Bruce, A. M. Denis Bacelar, M. Górska, S. Pietri, Zs. Podolyák, P. Bednarczyk, L. Caceres, E. Casarejos, I. J. Cullen, P. Doornenbal, G. F. Farrelly, A. B. Garnsworthy, H. Geissel, W. Gelletly, J. Gerl, J. Grębosz, C. Hinke, G. Ilie, D. Ivanova, G. Jaworski, S. Kisyov, I. Kojouharov, N. Kurz, N. Minkov, S. Myalski, M. Palacz, P. Petkov, W. Prokopowicz, P. H. Regan, H. Schaffner, S. Steer, S. Tashenov, P. M. Walker, and H. J. Wollersheim, *Submicrosecond isomer in $^{117}\text{Rh}_{72}$ and the role of triaxiality in its electromagnetic decay rate*, *Physical Review C* 88, 024302 (2013).

II.8. S. Lalkovski, A. M. Bruce, A. Jungclaus, M. Górska, M. Pfutzner, L. Caceres, F. Naqvi, S. Pietri, Zs. Podolyák, G. S. Simpson, K. Andgren, P. Bednarczyk, T. Beck, J. Benlliure, G. Benzoni, E. Casarejos, B. Cederwall, F. C. L. Crespi, J. J. Cuenca-Garcia, I. J. Cullen, A. M. Denis Bacelar, P. Detistov, P. Doornenbal, G. F. Farrelly, A. B. Garnsworthy, H. Geissel, W. Gelletly, J. Gerl, J. Grębosz, B. Hadinia, M. Hellström, C. Hinke, R. Hoischen, G. Ilie, G. Jaworski, J. Jolie, A. Khaplanov, S. Kisyov, M. Kmiecik, I. Kojouharov, R. Kumar, N. Kurz, A. Maj, S. Mandal, V. Modamio, F. Montes, S. Myalski, M. Palacz, W. Prokopowicz, P. Reiter, P. H. Regan, D. Rudolph, H. Schaffner, D. Sohler, S. J. Steer, S. Tashenov, J. Walker, P. M. Walker, H. Weick, E. Werner-Malento, O. Wieland, H. J. Wollersheim, and M. Zhekova, *Core-coupled states and split proton-neutron quasiparticle multiplets in $^{122-126}\text{Ag}$* , *Physical Review C* 87, 034308 (2013).

II.9. T. Alharbi, P. H. Regan, P. J. R. Mason, N. Mărginean, Zs. Podolyák, A. M. Bruce, E. C. Simpson,

A. Algora, N. Alazemi, R. Britton, M. R. Bunce, D. Bucurescu, N. Cooper, D. Deleanu, D. Filipescu, W. Gelletly, D. Ghită, T. Glodariu, G. Ilie, S. Kisyov, J. Lintott, S. Lalkovski, S. Liddick, C. Mihai, K. Mulholland, R. Mărginean, A. Negret, M. Nakhostin, C. R. Nita, O. J. Roberts, S. Rice, J. F. Smith, L. Stroe, T. Sava, C. Townsley, E. Wilson, V. Werner, M. Zhekova, and N. V. Zamfir, *Electromagnetic transition rates in the $N = 80$ nucleus $^{138}_{58}\text{Ce}$* , Physical Review C 87, 014323 (2013).

II.10. E. A. Stefanova, S. Lalkovski, A. Korichi, T. Kutsarova, A. Lopez-Martens, F. R. Xu, H. L. Liu, S. Kisyov, A. Minkova, D. Bazzacco, M. Bergström, A. Görgen, F. Hannachi, B. Herskind, H. Hübel, A. Jansen, T. L. Khoo, Zs. Podolyák, and G. Schonwasser, *Observation of positive-parity bands in ^{109}Pd and ^{111}Pd : Enhanced γ -softness*, Physical Review C 86, 044302 (2012).

II.11. S. Lalkovski, A. M. Bruce, A. M. Denis Bacelar, M. Górska, S. Pietri, Zs. Podolyák, P. Bednarczyk, L. Caceres, E. Casarejos, I. J. Cullen, P. Doornenbal, G. F. Farrelly, A. B. Garnsworthy, H. Geissel, W. Gelletly, J. Gerl, J. Grębosz, C. Hinke, G. Ilie, G. Jaworski, S. Kisyov, I. Kojouharov, N. Kurz, S. Myalski, M. Palacz, W. Prokopowicz, P. H. Regan, H. Schaffner, S. Steer, S. Tashenov, P. M. Walker, H. J. Wollersheim and M. Zhekova, *Single-particle isomeric states in ^{121}Pd and ^{117}Ru* , J. Phys.: Conf. Ser. 366, 012029 (2012).