

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

Станимир Петров Кисьов

Структура на нисколежащи състояния в слабо деформирани и преходни ядра

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

Научен ръководител:
доц. дфзн Венцислав Русанов Янков

София
2016

Дисертационната работа съдържа 112 страници, 47 фигури и 10 таблици. В текста са цитирани 126 литературни източника. Резултати от проведените експериментални изследвания и теоретични изчисления са разгледани в 7 публикации и един текст в процес на подготовка за публикуване.

Докторантът е приет в редовна форма на обучение със заповед №РД 20-33/09.01.2013 г.

Експериментите, свързани с научните изследвания в дисертационния труд, са проведени в Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Букурещ, Румъния, Institut Laue-Langevin (ILL), Гренобъл, Франция и Heavy Ion Laboratory (HIL), Варшава, Полша.

Дисертационната работа е обсъдена и одобрена за защита от Катедрения съвет на катедра Атомна физика, Физически факултет, Софийски Университет "Св. Климент Охридски" с Протокол №

Със заповед № на Ректора на Софийския Университет защитата ще се проведе пред научно жури в състав:

- 1.
- 2.
- 3.
- 4.
- 5.
- 6.
- 7.

Докторант: Станимир Петров Кисьов

Научен ръководител: доц. дфзн Венцислав Русанов Янков

Научен консултант: гл. ас. д-р Стефан Пешев Лалковски

Защитата на дисертационната работа ще се състои на от 10 часа в зала А315 на Физическия факултет, Софийски Университет "Св. Климент Охридски", София, бул. Джеймс Баучер №5. Материалите по защитата са на разположение на интересувалите се в библиотеката на Физически факултет, София, бул. Джеймс Баучер №5, сграда А и на сайта на Физически факултет.

Съдържание

Благодарности	iii
I Увод и структура на дисертацията	1
II Вероятности за електромагнитни преходи	2
III Едночастични и колективни степени на свобода	4
III.1 Едночастични степени на свобода	4
III.2 Колективни движения	5
III.3 Триаксиалност	6
IV Измервания на периоди на полуразпадане	8
IV.1 Детекторната система ROSPHERE	8
IV.2 Анализ на експерименталните данни	9
IV.2.1 Анализ на данни за $^{103,105,107}\text{Cd}$	12
IV.2.2 Анализ на данни за $^{99,101,103}\text{Ru}$	12
IV.2.3 Анализ на данни за неутронно богати изотопи на Mo	15
V Структура на изследваните изотопи	17
V.1 Структура на $^{103,105,107}\text{Cd}$ при нисък ъглов момент	17
V.2 Структура на изследваните преходни ядра на Ru	17
V.2.1 Модел на твърд триаксиален ротор плюс частица	18
V.2.2 Структура на четните Ru изотопи в рамките на IBM-1	21
V.2.3 Структура на нечетните Ru изотопи в рамките на IBFM-1	23
V.3 Неутронно богати изотопи на Mo	27
VI Заключение	30
Публикации	31

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 I

Увод и структура на дисертацията

В настоящия автореферат е представена дисертационната работа на тема "Структура на нисколежащи състояния в слабо деформирани и преходни ядра". Изследванията са свързани с изучаването на ядра в масовата област $A \sim 100$. Често описанието на тези ядра е трудно и изисква прилагането на различни моделни подходи. Експерименталните данни за редица наблюдаеми величини предоставят съществена информация при интерпретиране на структурата и получаването на нови такива е ценно.

В дисертацията е обърнато внимание основно на нечетните изотопи на Cd и Ru в масовата област. Експериментални резултати са получени за периодите на полуразпадане на нисколежащи възбудени състояния в $^{103,105,107}\text{Cd}$, $^{99,101,103}\text{Ru}$. Пресметнати са редуцираните вероятности за съответните преходи и са сравнени със систематичното поведение на състоянията в изотопичните вериги.

Структурата на състоянията е интерпретирана в рамките на моделите на твърд триаксиален ротор плюс частица (Rigid Triaxial Rotor plus a Particle model, RTRP) и модела на взаимодействащите бозони и фермиони (Interacting Boson-Fermion Model, IBFM). Изследвано е нарастването на колективността и възникването на триаксиални форми с увеличаване на броя неутрони.

В Глава 1 от дисертацията представлява увод, в който са изтъкнати част от трудностите при описание на структурата на ядрата.

Глава 2 е свързана с някои от основните наблюдаеми величини, които са предмет на експерименталните изследвания. Представени са характеристики на схемите на разпадане на ядрата. Обсъдени са накратко детайли, свързани с времената на живот на възбудените ядрени състояния, редуцираните вероятности за преходи и матрични елементи.

В Глава 3 са дискутирани особеностите на теоретичните модели, използвани в настоящата работа. Разгледани са проявленията на различни едночастични и колективни степени на свобода в ядрата. В кратко изложение са представени основните характеристики на сферичния и деформирания слоисти модели и някои признаци за вибрационни, ротационни движения и триаксиалност на ядрата. Посочени са и основните положения в алгебричните модели, използвани при интерпретация на експерименталните данни.

Глава 4 е фокусирана върху свойствата на сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и употребата им в експерименталната установка ROSPHERE (ROmanian array for γ -SPectroscopy in HEavy ion REactions). Представена е детекторната система и изградената схема на забавени съвпадения.

Методът за анализ на експерименталните данни е представен в Глава 5. Обсъдени са процедурите, чрез които са определени периоди на полуразпадане в изотопите на Cd, Ru и Mo.

В Глава 6 е дискутирана структурата на изследваните ядра на Cd. Основно внимание е обърнато на нисколежащите състояния с ъглов момент и четност $7/2^+$, както и на еволюцията на $11/2^-$ състоянията в изотопичната верига.

Глава 7 представлява анализ на структурата на изследваните ядра на Ru. Изложени са резултати от теоретични пресмятания в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица, модела на взаимодействащите бозони и модела на взаимодействащите бозони и фермиони. Разгледано е съгласуването на експериментални и теоретични стойности за редица наблюдаеми величини.

Резултатите от дисертационния труд са систематизирани в Глава 8.

Глава II

Вероятности за електромагнитни преходи

Ядрените състояния, разположени при ниска енергия на възбуждане, обикновено се разпадат чрез електромагнитни преходи. Лъчението може да бъде класифицирано по своя тип и мултиполност, като диполни, квадруполни, октуполни и т.н. преходи от електричен и магнитен тип се означават $E1, E2, E3, \dots$ и $M1, M2, M3, \dots$. В сила са законите за запазване на ъгловия момент и четността, които определят възможните тип и мултиполност σL за даден преход. При преход от състояние с ъглов момент J_i към такова с J_f

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f. \quad (\text{II.1})$$

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

Времето на живот е директно измерима величина и е свързано с вероятността за разпадане на изследваното състояние. Вероятността за разпадане за единица време за преход от тип σ и мултиполност L се изразява чрез зависимостта:

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

С ε_0 е означена диелектричната проницаемост във вакуум, c е скоростта на светлината, а $O_{fi}(\sigma L)$ представлява е матричният момент на мултиполния оператор:

$$O_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* O(\sigma L) \psi_i dv. \quad (\text{II.3})$$

При преход в системата от начално състояние $|\alpha_i; J_i M_i\rangle$ към крайно $|\alpha_f; J_f M_f\rangle$ състояние ($O_{fi}(\sigma L) = |\langle \alpha_f; J_f M_f | O(\sigma L M) | \alpha_i; J_i M_i \rangle|$)

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{M, M_f} |\langle \alpha_f; J_f M_f | O(\sigma L M) | \alpha_i; J_i M_i \rangle|^2, \quad (\text{II.4})$$

Съгласно теоремата на Вигнер-Екарт

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \alpha_f J_f || O(\sigma L) || \alpha_i J_i \rangle|^2. \quad (\text{II.5})$$

В много случаи е полезно представянето на стойностите $B(\sigma L)$ в единици на Вайскопф (W.u.). Те отразяват отношението между експерименталните вероятности за преход и едночастичните оценки, при които се предполага, че преходът е породен от промяна в състоянието на само един нуклон:

$$B(\sigma L)[W.u.] = \frac{\lambda_\gamma(\sigma L)_{exp}}{\lambda_\gamma(\sigma L)_{s.p.}}. \quad (\text{II.6})$$

Вероятностите за преходи са пряко свързани със структурата на изследваните ядра [1-15].

Глава III

Едночастични и колективни степени на свобода

III.1 Едночастични степени на свобода

Допускането за наличие на средно поле в ядрените системи е в основата на слоистия модел на ядрото. Ядреният Хамилтониан може да бъде представен като сума от операторите на кинетичната и потенциалната енергии:

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

Взаимодействието между нуклоните с индекси i и j е означено с $V(r_{ij})$, докато разстоянието между тях - с $r_{ij} = |r_i - r_j|$. $V(r_i)$ е едночастичен потенциал, като при пренебрегване на разликата, означена с H' , се получава Хамилтонианът на сферичния слоист модел $H = H_0$. Той може да бъде записан и във вида [16]:

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

където е отчетено спин-орбиталното взаимодействие и е направено приближение за форма на потенциала като междинна между хармоничен осцилатор и правоъгълна потенциална яма. В този запис $C = 2\kappa \hbar \omega_0$, а $D = \mu' \hbar \omega_0$.

Приложимо е обобщение за несферичен потенциал, при което се използва формата на анизотропен хармоничен осцилатор с честота по оста z , различна от тази по другите две оси ($\omega_z \neq \omega_{\perp} = \omega_x = \omega_y$). Въвежда се параметърът на удължаване ε ($\varepsilon = (\omega_{\perp} - \omega_z)/\omega_0$) и е в сила

$$\begin{aligned} \omega_z &= \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon \right), \\ \omega_{\perp} &= \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon \right), \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

с условие за запазване на обема на ядрената материя $\omega_x \omega_y \omega_z = \text{const} = \omega_0^3$.

При малки деформации Хамилтонианът се записва като

$$H = H_0 + \varepsilon h' + O(\varepsilon^2) + \dots, \quad (\text{III.4})$$

докато при големи деформации влиянието на спин-орбиталното взаимодействие и ℓ^2 -члена в потенци-

ала е по-малко и те могат да бъдат третирани като пертурбация:

$$H = H_{osc} + H' = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + \frac{M}{2}(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + H'. \quad (\text{III.5})$$

Голяма деформация означава голяма разлика в честотите на осцилатора по оста на симетрия и другите две оси. На практика осцилациите по оста z са декуплирани.

При ядра в преходни региони често се наблюдават триаксиални форми, които могат да бъдат описани в рамките на хармоничен осцилатор с различни честоти по всички оси ($\omega_x \neq \omega_y \neq \omega_z$):

$$V = \frac{1}{2}M(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (\text{III.6})$$

III.2 Колективни движения

При отдалечаване от запълнените слоеве в атомните ядра се появяват колективни движения. Нарушаването на стабилността на сферичната форма води до осцилации около нея. С увеличаване на броя валентни частици е възможно възникването на стабилна деформация в основното състояние и ротационни движения.

Удобен метод за параметризация на формата на ядрото е представянето на радиуса в ред с помощта на сферичните хармоники:

$$R(\theta, \phi, t) = R_{av} \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^*(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right), \quad (\text{III.7})$$

където $R_{av} = R_0 A^{1/3}$ представлява радиусът на сферичното ядро при нулева стойност на параметрите $\alpha_{\lambda\mu}^*(t)$. Различни вибрационни движения могат да бъдат описани с различни стойности на λ . При разглеждане на нискоенергетичните възбуждания от основно значение са квадруполните вибрации ($\lambda = 2$). Те се описват от пет параметъра $\alpha_{22}, \alpha_{21}, \alpha_{20}, \alpha_{2-1}, \alpha_{2-2}$. При преминаване към координатна система, свързана с ядрото, само два от тях ($\alpha'_{22} = \alpha'_{2-2}, \alpha'_{20}$) остават независими. Заедно с Ойлеровите ъгли ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) те са достатъчни за пълно описание на системата.

Подходящо е да бъдат използвани параметрите на Хил-Уилър β и γ :

$$\begin{aligned} \alpha'_{20} &= \beta \cos \gamma, \\ \alpha'_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma. \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

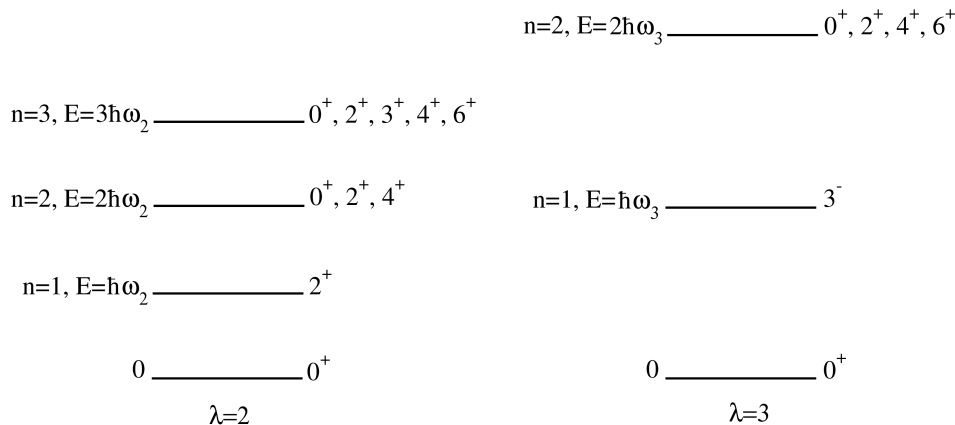
Параметърът β определя квадруполната деформация на ядрото, докато γ отразява отклонението от аксиално симетрична форма [9].

Октуполните деформации при стойност $\lambda = 3$ са свързани с ивици с отрицателна четност. Енергетичен спектър на четно-четно ядро при наличие на повърхностни хармонични вибрации с квадруполни и октуполни възбуждания е представен на фиг. III.1.

При наличието на стабилна деформация в основното състояние ядрото може да извършва въртеливи движения около ос, перпендикулярна на оста на симетрия. Това води до появата на ротационни ивици с характерна зависимост на енергетичните процепи между състоянията. В четно-четни ядра над основното 0^+ състояние се наблюдава ивица с $\Delta J = 2$ и енергетична зависимост

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J+1). \quad (\text{III.9})$$

Енергетичното отношение $R_{4/2} = E_{4^+}/E_{2^+} = 3.33$ е една от основните характеристики при експерименталното разпознаване на ротационните ивици. Въртеливите движения могат да бъдат комбинирани с други възбуждания от едночастичен или колективен характер. В четно-четните деформирани нуклиди често се наблюдават β - и γ -ивици, свързани с квадруполни вибрации на ядрото. Типичен спектър на четно-четно деформирано ядро с основна, β - и γ -ивици е представен на фиг. III.2.

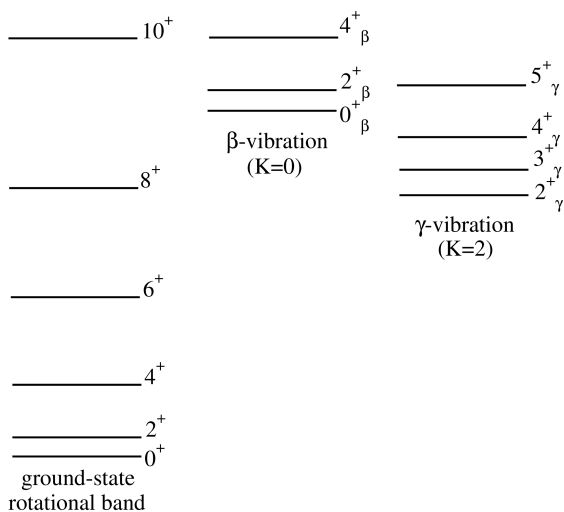


Фигура III.1: Енергетичен спектър на четно-четно ядро при наличие на хармонични квадруполни ($\lambda = 2$) и октуполни ($\lambda = 3$) повърхностни вибрации.

III.3 Триаксиалност

В много преходни региони между сферични ядра и такива със стабилна деформация възникват сложни конфигурации. Често се наблюдават признаци за триаксиалност, която може да бъде описана в рамките на моделите на твърд триаксиален ротор [17] и γ -нестабилни ядра [18].

Деформационният параметър γ има фиксирана стойност в модела на Давидов за твърд триаксиален ротор [17]. Нарушаването на аксиалната симетрия не води до изменения в структурата на основната ротационна ивица, но се появяват нови състояния с поведение, силно зависимо от γ . В действителност от отношението на енергиите на възбуждане на първите две 2^+ състояния може да се определи стойността на γ :



Фигура III.2: Типичен енергетичен спектър на деформирано четно-четно ядро с основна ротационна ивица и β - и γ -ивици.

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

Фигура III.3: Сравнение между енергетичните спектри на твърд асиметричен ротор с $\gamma = 30^\circ$ и γ -нестабилен ротор [19].

$$\frac{E_{2_2^+}}{E_{2_1^+}} = \frac{(1 + X)}{(1 - X)}. \quad (\text{III.10})$$

С X е означен параметърът $X = \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)}$.

Отклонения от аксиално симетричните форми могат да се разглеждат и в рамките на потенциал, независещ от γ . Ядрото се представя като γ -нестабилен ротор, осцилиращ по γ в диапазона $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ и $\gamma_{rms} = 30^\circ$ [18]. Енергиите на възбуждане на състоянията се обуславят от зависимостта

$$E_{WJ} = \vartheta \Lambda(\Lambda + 3), \quad (\text{III.11})$$

където $\vartheta = \text{const}$.

На фиг. III.3 е представено сравнение на енергетичните спектри в моделите на твърд триаксиален ротор с $\gamma = 30^\circ$ и γ -нестабилен ротор. Между двата модела съществуват известни прилики, но основен признак, чрез който може да се определи вида триаксиалност, е структурата на γ -ивиците. В случая на твърд триаксиален ротор са обособени двойките от състояния $(2^+, 3^+)$, $(4^+, 5^+)$. При γ -нестабилни ядра се оформят дублети $(3^+, 4^+)$ и $(5^+, 6^+)$.

За да се характеризират тези два случая често се използват стойностите на т.нар. *staggering* индекс

$$S(J, J - 1, J - 2) = \frac{(E_J - E_{J-1}) - (E_{J-1} - E_J)}{E_{2_1^+}}. \quad (\text{III.12})$$

Глава IV

Измервания на периоди на полуразпадане

Схемите на разпадане на изследваните в дисертацията ядра са сравнително добре известни, но липсва информация за периодите на полуразпадане на много от възбудените състояния. Част от нивата имат времена на живот в наносекундната и суб-наносекундната област. Това позволява измерването им чрез директния метод на забавени съвпадения с употребата на бързи сцинтилационни детектори.

Ядрата $^{103,105,107}\text{Cd}$, $^{99,101,103}\text{Ru}$ са изследвани в в Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Букурещ, Румъния, като за целта е използвана специфична експериментална установка.

Освен изотопите на Cd и Ru, в рамките на изследванията са заселени и изследвани възбудени състояния в неутронно богати ядра на Mo. Те са получени при индуцирано делене, след бомбардиране на мишена от ^{241}Pu с неутрони. Експериментите са проведени в Institut Laue-Langevin (ILL), Гренобъл, Франция.

IV.1 Детекторната система ROSPHERE

При заселването на изотопите на Cd и Ru са използвани снопове от частици, ускорени от Тандемния 9 MV ускорител в IFIN-HH. Кинетичната енергия, която получават йоните при процеса на ускорение е:

$$E_{kin} = (n + 1)eV, \quad (\text{IV.1})$$

където V е приложеното напрежение, а n - зарядовото състояние. Ускорените снопове са фокусирани и отведени до експерименталната установка с помощта на квадруполни и диполни магнити. Нуклидите, които представляват интерес, са получени след протичането на ядрени реакции между различни снопове от налитащи частици и мишени с фиксирана позиция и дебелина.

При разпадане на заселените възбудени състояния излъчените γ -кванти са регистрирани със смесената детекторна система ROSPHERE (ROmanian array for γ -SPectroscopy in HEavy ion REactions). ROSPHERE представлява установка от 14 детектора от свръхчист германий (HPGe) и 11 сцинтилационни детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Тази комбинация позволява използването както на високата разделителна способност по енергия на детекторите от HPGe, така и на добрите времеви характеристики на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

Качествата на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ ги правят изключително привлекателни за употреба в гамаспектроскопията [20–24]. Характеризират се с квантов добив от ~ 63000 ph/MeV, разделителна способност по енергия от порядъка на $\sim 3\%$ за $E = 662$ keV и време на затихване на сигнала $\tau \sim 16$ ns.

Друга съществена особеност на сцинтилаторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е тяхната вътрешна активност. Изотопът ^{138}La е с естествено разпространение 0.09% и има период на полуразпадане 1.05×10^{11} години. Основното му състояние се разпада до състоянията с $J^\pi = 2^+$ в ^{138}Ba и ^{138}Ce . E2 преходите в ^{138}Ba и ^{138}Ce при разпадане от тях до основните състояния имат енергии съответно 1436 keV и 789 keV.

В рамките на настоящите изследвания вътрешната активност на кристал от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е наблюдавана в нискофонова обстановка с детектор от HPGe. Измерването е проведено в Лабораторията за тежки йони (Heavy Ion Laboratory, HIL), Варшава, Полша.

Добрите времеви характеристики на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ са използвани в системата ROSPHERE, като е конструирана схема за забавени съвпадения. Чрез нея се определят директно времевите интервали между регистрираните γ -кванти. Използвани са кристали с различни форми и размери, като това влияе върху разделителната способност по време. Информация за енергиите на детектираните γ -кванти е получена от сигналите от предпоследните диодни стъпала на фотоумножителите, куплирани към кристалите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

Сигналите от анода, от друга страна, са използвани за определяне на моментите на регистриране. Процесът на тяхната обработка включва няколко стъпки. Първоначално те са изпратени към Constant Fraction Discriminator (CFD) модули тип ORTEC 935, в които при условие за амплитуда, по-голяма от фиксиран праг, моментът на регистриране на γ -кванта се определя по Constant Fraction Triggering (CFT) метода [25]. Настъпването на събитие е дефинирано от нарастващия фронт на сигналите, при амплитуда от 20% от максималната. В този процес е нужно да се отбележат ефектите на статистически флукуации в сигналите, както и на систематичната зависимост на моментите на настъпване на сигналите от тяхната амплитуда.

Детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ се използват в съвпадение с тези от HPGe. Германиевите детектори имат много по-лоши времеви характеристики и това налага забавяне на изходния сигнал от CFD модулите с около 500 ns. За целта са използвани забавителни линии, които включват единствено дълги проводници, с цел да бъдат избегнати допълнителни електронни смущения.

След забавянето си времевите сигнали отново се обработват от CFD модули. Използват се два идентични изходни импулса, като единият след кратко закъснение е използван като стартиращ сигнал на времеамплитуден преобразувател (Time-to-Amplitude Converter - TAC тип ORTEC 567 TAC/SCA). Другият бива изпратен към логически модул, отчитащ съвпадения между поне два детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ в определен интервал от време. При наличие на съвпадение се формира изходен сигнал, който се изпраща към аналогичен модул за съвпадение със сигнал от поне един детектор от HPGe. По този начин се определя условието за тройни съвпадения в експериментите. Ако то е изпълнено, изходен импулс от втория логически модул служи за спиращ сигнал на всички времеамплитудни преобразуватели.

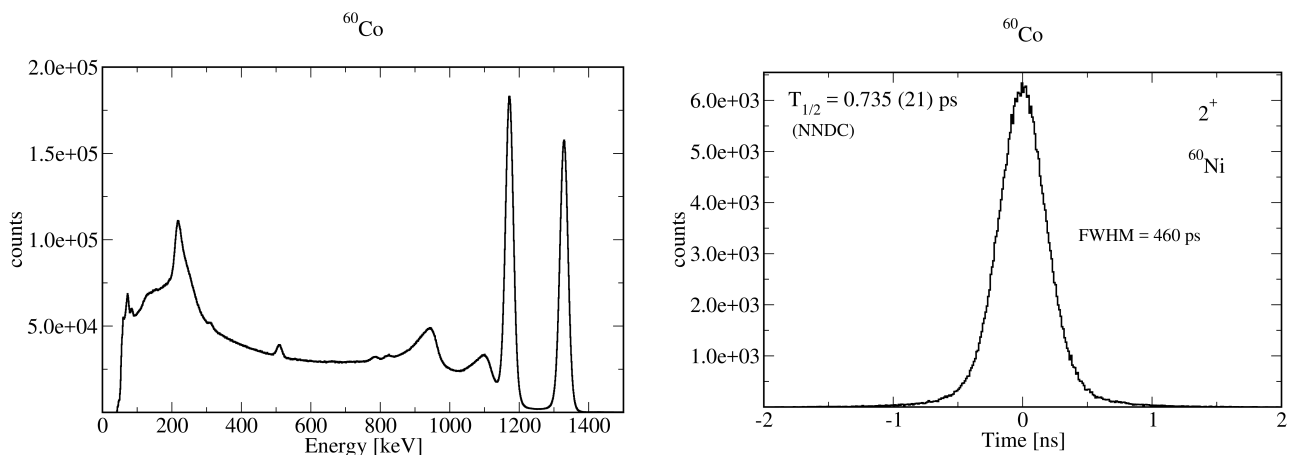
Амплитудата на сигнала от TAC модулите е пропорционална на времето между регистрирането на γ -квантите с два детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. След сумиране на информацията от всички възможни двойки детектори се построяват хистограми за броя събития в различни времеви интервали. Получените времеви разпределения позволяват определянето на времената на живот на възбудени ядрени състояния. Долната граница на приложимост на метода зависи от конкретните условия и е от порядъка на десетина пикосекунди.

Енергетичните и времевите характеристики на установката са изследвани в различни условия. Калибровъчни измервания с източник от ^{60}Co дават полезна информация за разделителните способности по енергия и време на системата от детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Разпадането на ^{60}Co води до силното заселване на състоянието с ъглов момент и четност 4^+ в ^{60}Ni . Каскадът от E2 преходи $4^+ \rightarrow 2^+$ и $2^+ \rightarrow 0^+$ позволява изследването на съвпаденията между γ -квантите с енергии 1173 keV и 1332 keV, заселващи и разреждащи състоянието 2^+ в ^{60}Ni , което има период на полуразпадане $T_{1/2} = 0.735$ (21) ps. Тази стойност е под възможностите за измерване с представената експерименталната установка и времевото разпределение илюстрира характеристиките на апаратурната функция на системата при съответните енергии на преходите. На фиг. IV.1 са представени енергетичен и времеви спектри, получени с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ при измерванията с източник от ^{60}Co . Двата пика, съответстващи на преходите с енергии 1173 keV и 1332 keV, са ясно различими. Времево разпределение се характеризира с полуширина (Full Width at Half Maximum - FWHM) от ~ 460 ps.

IV.2 Анализ на експерименталните данни

Обработката на данните от експериментите по изследване на $^{103,105,107}\text{Cd}$ [26] и $^{99,101,103}\text{Ru}$ [27, 28] е направена с програмните пакети GASPware [29] и Radware [30]. Анализът включва последователно извършени процедури, с които се получават стойности за периодите на полуразпадане на изследваните състояния [26, 31–33].

Калибровки по енергия и време на детекторите е направена с помощта на калибровъчни източници и данни от измерванията в заселените ядра. Преходите в получените нуклиди са идентифицирани



Фигура IV.1: Разпределения, получени с детекторите от LaBr₃:Ce при измервания с калибровъчен източник от ⁶⁰Co: (ляво) енергетичен спектър; (дясно) времево разпределение при съвпадение на γ -квантите с енергия 1173 keV и 1332 keV. Времевият спектър илюстрира характеристиките на апаратурната функция при съответните енергии на преходите.

с детекторите от HPGe. За разлика от тях детекторите от LaBr₃:Ce проявяват нелинейност на отклика и нестабилност с времето. Енергетичната калибровка за тях включва корекции за наблюдаваните нестабилности с времето.

Всеки един от времеамплитудните преобразуватели е калибриран с помощта на генератор на импулси с нарастващо закъснение от 1 ns. Определен е времеви интервал, съответстващ на един канал във времевите разпределения. Спектрите, получени с двойки детектори от LaBr₃:Ce, не изменят позицията си с времето и съответно е приложена софтуерна корекция, така че всички да имат идентичен нулев момент.

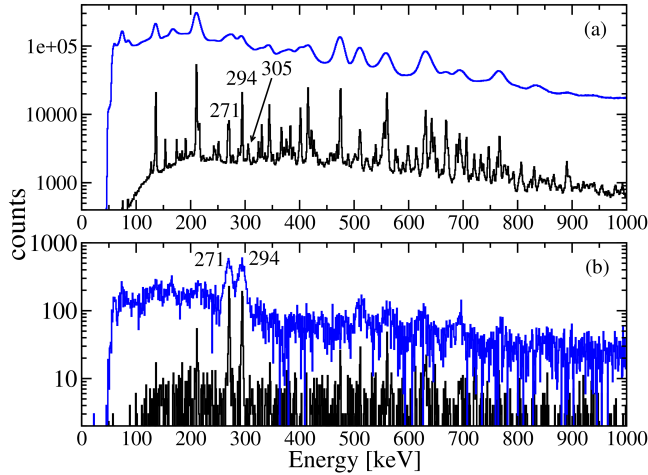
Един от основните проблеми в анализа на експерименталните данни е зависимостта на момента на регистриране на сигнала от амплитудата му. В представените експерименти корекция за зависимостта енергия-време е направена с помощта на данни от калибровъчен източник от ⁶⁰Co и известни периоди на полуразпадане в заселените ядра.

Режимът на тройни съвпадения позволява значително редуциране на фоновите събития в детекторите от LaBr₃:Ce, с които се измерват времеви интервали. В детекторите от HPGe се прилагат условия както за енергиите, така и за времената на регистриране на γ -квантите.

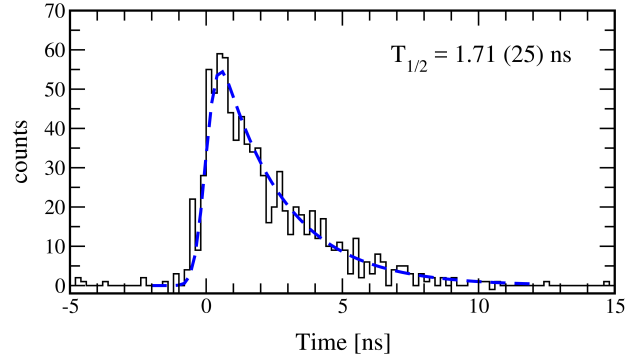
Ефектът от поставянето на условия е илюстриран на фиг. IV.2. На фиг. IV.2 (a) са представени пълни енергетични проекции на детекторите от LaBr₃:Ce (синьо) и HPGe (черно), докато на фиг. IV.2 (b) са показани аналогичните спектри след прилагане на условие да са регистрирани γ -кванти с енергия 305 keV с някой от детекторите от HPGe.

С данните от детекторите от LaBr₃:Ce са сортирани тримерни матрици с енергетични проекции на LaBr₃:Ce по две от осите. Третата ос на матрицата отразява времеви разлики Δt между моментите на регистриране на два γ -кванта в съвпадение. При всяко събитие в матриците се записват два елемента - един, отговарящ на $(E_{i,\gamma}, E_{j,\gamma}, \Delta t_{ij})$ с $\Delta t_{ij} = t_0 + (t_i - t_j)$ и симетричен $(E_{j,\gamma}, E_{i,\gamma}, \Delta t_{ji})$ с $\Delta t_{ji} = t_0 + (t_j - t_i)$. Моментите на регистриране на двата γ -кванта в детекторите с индекси i и j са означени с t_i и t_j , а t_0 е въведено постоянно отместване.

След поставяне на условия по двете енергетични оси се проектира разпределението на времеви интервали между детектирането на γ -квантите. Ако те съответстват на заселващ и разреждащ преход на дадено състояние, то от разпределението може да бъде извлечена информация за времето му на живот.



Фигура IV.2: Ефект от поставянето на условие по енергия с детекторите от HPGe при заселване на ^{103}Ru : (a) пълни енергетични проекции на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (синьо) и HPGe (черно); (b) енергетични проекции на детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (синьо) и HPGe (черно) след прилагане на условие за регистриране на γ -кванти с енергия 305 keV с някой от детекторите от HPGe.



Фигура IV.3: Времево разпределение за състоянието при енергия на възбуждане 297 keV в ^{103}Ru . Спектърът е получен след прилагане на условие за регистрирането на квантите с енергия 271 keV и 294 keV в съвпадение с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Периодът на полуразпадане 1.71 (25) ns е получен след деконволюция.

На фиг. IV.3 е представено времево разпределение за състоянието с енергия на възбуждане 297 keV в ^{103}Ru . Примерна $E_\gamma, E_\gamma, \Delta t$ матрица е сортирана при условие за регистриране на γ -кванти с енергия 305 keV с някой от детекторите от HPGe. Поставени са условия за регистриране на квантите с енергия 271 keV и 294 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и е приложена корекция за редуциране на фоните събития.

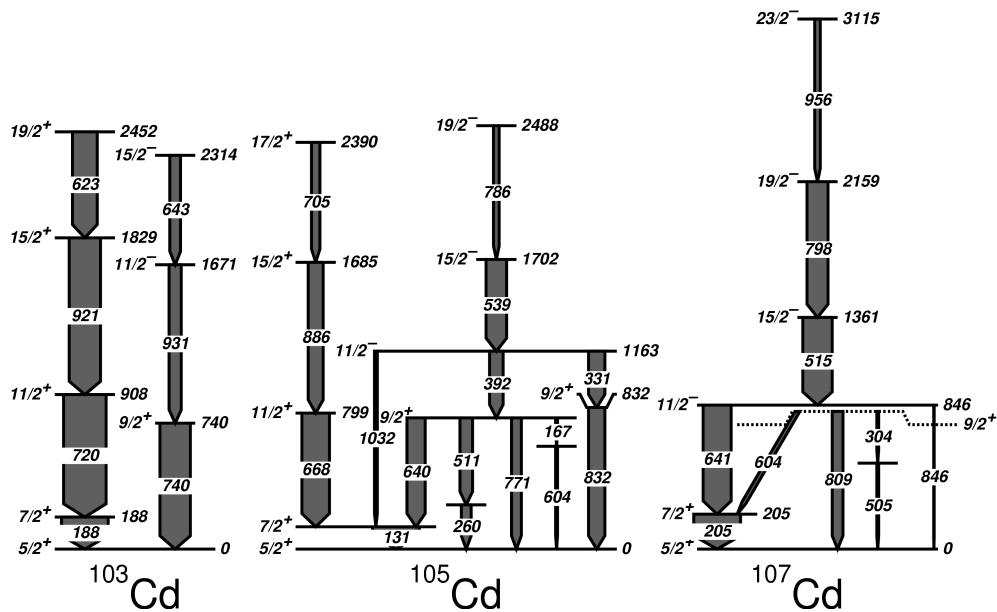
Времевите разпределения представляват конволюция между апаратурната функция на системата и експоненциалната крива, свързана с разпадането на състоянието [34, 35, 37–39, 41]:

$$D(t) = n\lambda \int P(x)e^{-\lambda(t-x)} dx, \quad (\text{IV.2})$$

където n е нормировъчен фактор, λ е константата на разпадане на състоянието, а с $P(x)$ е означена апаратурната функция. В зависимост от времето на живот на състоянието е възможно да се прилагат различни методи за анализ на разпределенията. При периоди на полуразпадане, много по-дълги от полуширината на апаратурната функция, е удобно да се приложи директно методът на регресия на експоненциалната крива на разпадане. При по-къси времена на живот приносят на апаратурната функция в крайния спектър е по-значим и е нужно да се използва процедура за деконволюция. Предвид големия брой свободни параметри при прилагането ѝ, е важно да са известни характеристиките на апаратурната функция при съответните енергии на преходите. При много къси периоди на полуразпадане може да се използва методът на отместванията на първите моменти на разпределенията [40–43]. С негова помощ се определят времена на живот до 10 - 100 пъти по-къси от полуширината на апаратурната функция [44]. Основното положение в метода е, че разликата между първите моменти на времево разпределение (C_D) и апаратурната функция (C_P) съответства на времето на живот на състоянието:

$$C_D = \frac{\int tD(t)dt}{\int D(t)dt}, \quad \tau_{eff} = C_D - C_P. \quad (\text{IV.3})$$

Към времево разпределение от фиг. IV.3 е приложен методът на деконволюция и е получен период на полуразпадане $T_{1/2} = 1.71 (25) \text{ ns}$.



Фигура IV.4: Парциални схеми на разпадане на $^{103,105,107}\text{Cd}$ [45].

IV.2.1 Анализ на данни за $^{103,105,107}\text{Cd}$

На фиг. IV.4 са показани парциални схеми на разпадане на изотопите $^{103,105,107}\text{Cd}$, изследвани в настоящата работа. Те са заселени в реакции на сливане с изпарение, с използването на снопове от ^{12}C и мишени от $^{94,96,98}\text{Mo}$. Измерени са периоди на полуразпадане, като основен интерес представляват първите възбудени $7/2^+$ състояния.

На фиг. IV.5 (a)-(c) са представени спектри за състоянията с ъглов момент и четност $7/2^+$, съответно в ^{107}Cd , ^{105}Cd , ^{103}Cd . При конструирането им енергетични условия за $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ са поставяни за детектирането в съвпадение на двойки γ -кванти, заселващи и разреждащи състоянията, както следва: (a) 641 keV - 251 keV; (b) 668 keV - 131 keV; (c) 720 keV - 188 keV. Фоновото разпределение в тримерните матрици е редуцирано с условие за съвпадения с γ -кванти, разположени по-високо в ивиците, регистрирани с детекторите от HPGe.

Симетричните спектри за състоянието $11/2^-$ в ^{105}Cd на фиг. IV.5 (d) са получени след прилагане на условия за регистриране на квантите с енергия 539 keV и 392 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и 786 keV с някой от детекторите от HPGe.

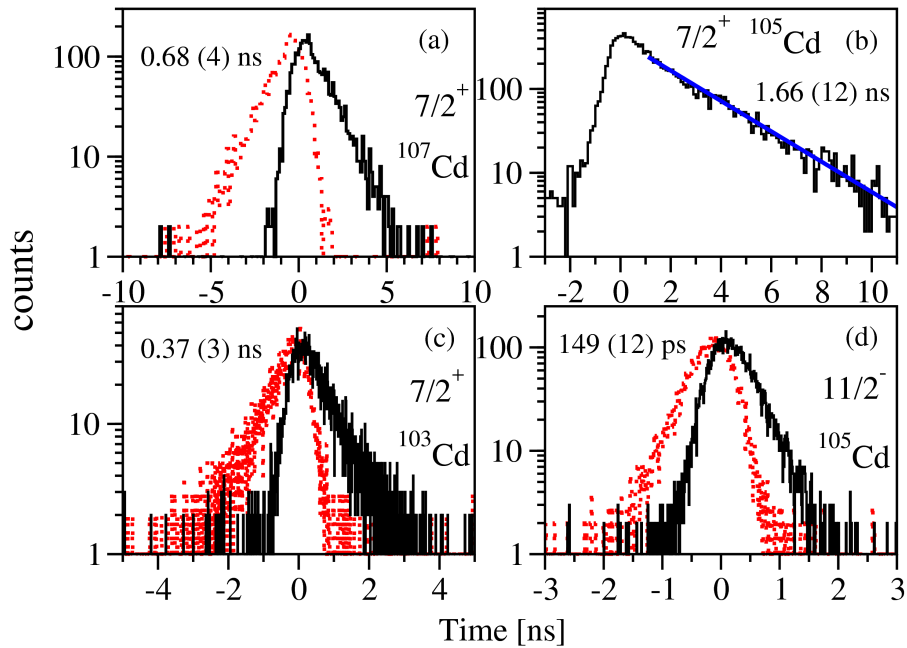
IV.2.2 Анализ на данни за $^{99,101,103}\text{Ru}$

Аналогично на изследваните изотопи на Cd, в нечетните $^{99,101,103}\text{Ru}$ са измерени времена на живот на нисколежащи възбудени състояния. Ядрата са заселени в $(\alpha, n\gamma)$ реакции, с използването на снопове от α -частици с енергия 15 - 18 MeV и мишени от $^{96,98,100}\text{Mo}$. Освен изотопите, които представляват интерес, в реакциите са получени и четните $^{98,100,102}\text{Ru}$.

На фиг. IV.6 са представени парциална схема на разпадане на ^{102}Ru и симетрични времеви разпределения за състоянието 2^+ в него. При конструирането на времевите спектри са приложени условия за регистриране на квантите с енергия 631 keV и 475 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и 768 keV или 831 keV с детекторите от HPGe. Методът на отнемстване на първите моменти на разпределенията дава стойност, близка до известната за периода на полуразпадане на състоянието [45].

Парциални схеми на разпадане на нечетните изотопи $^{99,101,103}\text{Ru}$ са представени на фиг. IV.7. В тях са означени също и стойности за периоди на полуразпадане, получени в настоящите измервания.

Състоянието с ъглов момент и четност $9/2^+$ в ^{99}Ru има период на полуразпадане, по-нисък от долната граница на приложимост в представените експерименти. Времеви разпределения за него са представени на фиг. IV.8 (a). Получени са след 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 сцинтилаторите



Фигура IV.5: Времени разпределения и периоди на полуразпадане на 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 .

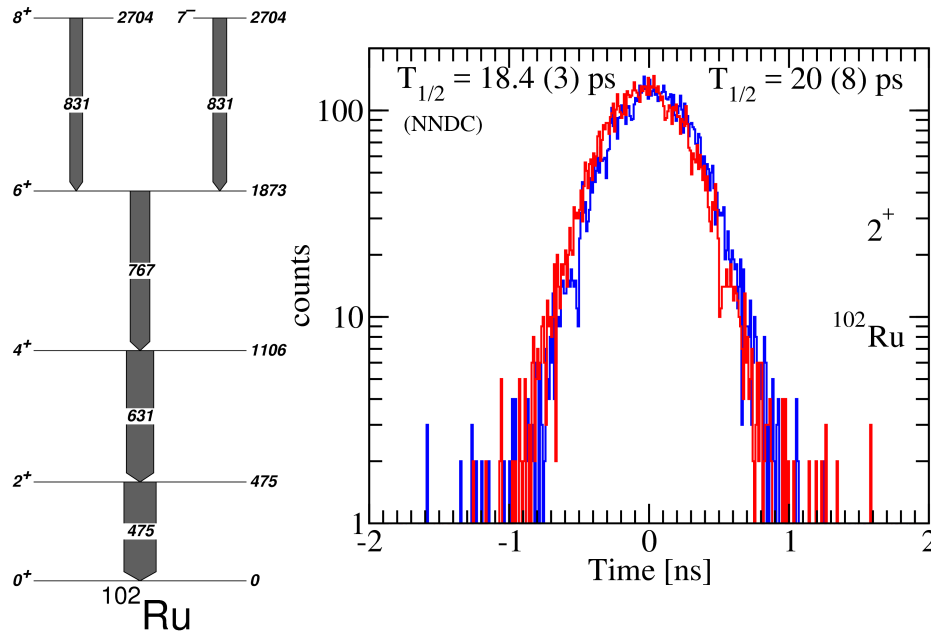
от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Не се наблюдават отклонения от нулевата стойност, което потвърждава валидността на корекцията за *walk* ефект при съответните енергии. Разпределенията мога да се използват за определяне на характеристиките на апаратурната функция. Това е от значение при анализа на времеви спектри за състоянието $7/2^+$ в ^{99}Ru , при което има сходни енергии на преходите.

След поставянето на условия за детектиране в съвпадение на квантите с енергия 486 keV и 89 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ е получено времево разпределение за състоянието $3/2^+$ в ^{99}Ru (фиг. IV.8 (b)). Прилагането на метода на регресия на експоненциалната крива на разпадане води до $T_{1/2} = 20.5 (6) \text{ ns}$, което се съгласува с известния от предишни измервания период на полуразпадане $20.5 (1) \text{ ns}$ [45].

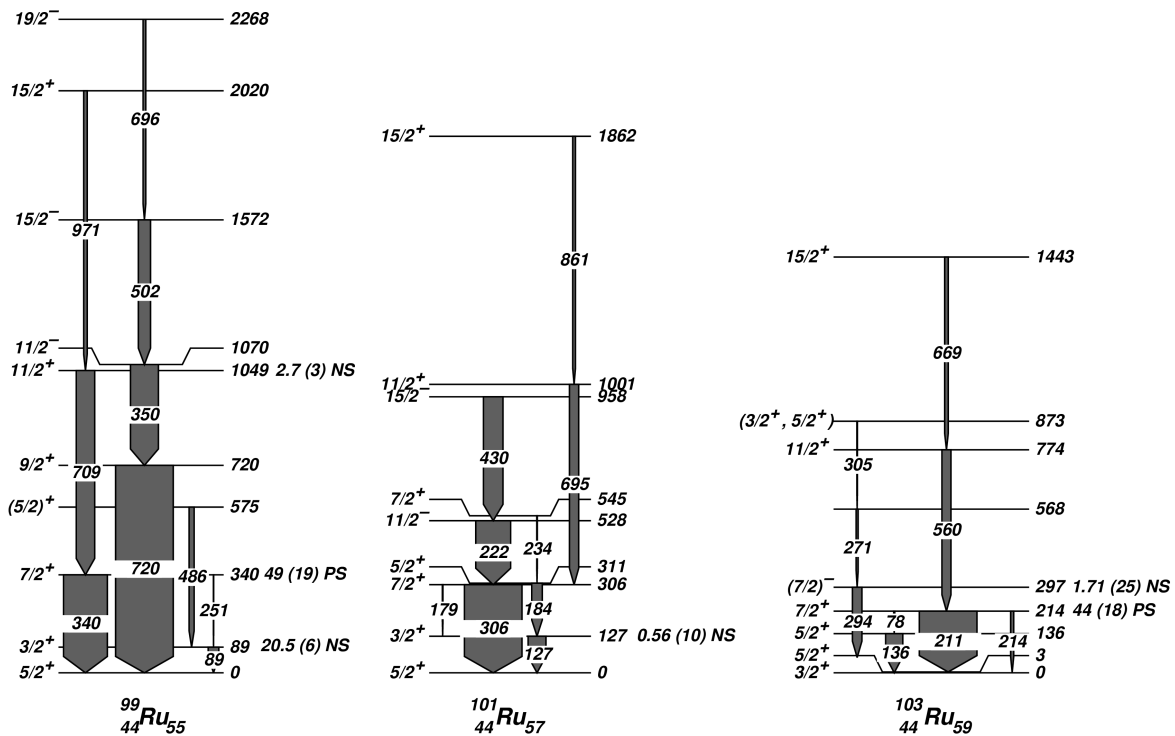
Времени спектър за $11/2^-$ в ^{99}Ru е показан на фиг. IV.8 (c). При конструирането му са приложени условия за квантите с енергия 502 keV и 350 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и преходите с енергия 696 keV или 932 keV с детекторите от HPGe. След прилагане на метода на регресия на експоненциалната крива е получена стойност $T_{1/2} = 2.6 (3) \text{ ns}$, близка до известната $T_{1/2} = 2.8 (2) \text{ ns}$ [45].

Преди настоящите експерименти периодът на полуразпадане на състоянието $7/2^+$ в ^{99}Ru не е бил измерван. На фиг. IV.9 (a) са представени симетрични разпределения, получени за нивото след налагане на условия за регистриране на квантите с енергия 709 keV и 340 keV със сцинтилационните детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и γ -квантите с енергия 971 keV с някои от детекторите от HPGe. Приложението на метода на отнемстване на първите моменти на разпределенията води до период на полуразпадане $49 (19) \text{ ps}$.

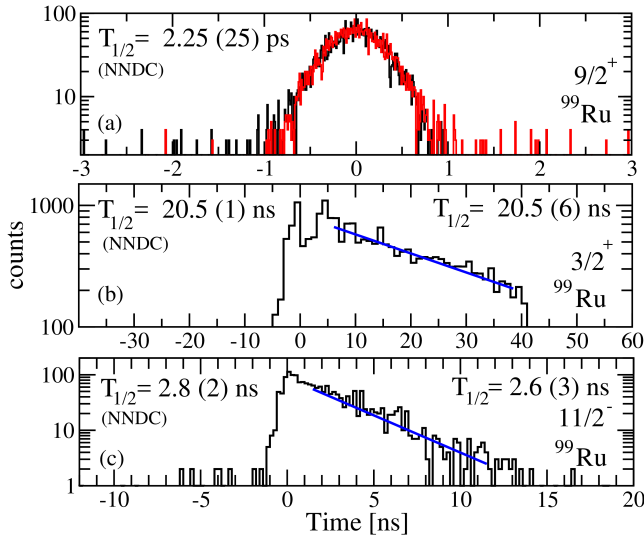
Времето на живот на състоянието с ъглов момент и четност $7/2^+$ в ^{101}Ru е известно преди проведените експерименти ($T_{1/2} = 53 (14) \text{ ps}$ [45]). То се заселва и разрежда от преходи с енергии в широк диапазон. Съответно отклоненията спрямо позицията на апаратурната функция са използвани при корекцията за *walk* ефект на CFD модулите. В представения експеримент за целта са конструирани времеви разпределения за двойките γ -кванти 222 keV-306 keV и 695 keV-306 keV. На фиг. IV.9 (b) са показани спектри, получени при регистриране на квантите с енергия 222 keV и 306 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Допълнително условие е поставено по енергия и време в детекторите от HPGe за регистриране на преходите, намиращи се над изомерното състояние $11/2^-$.



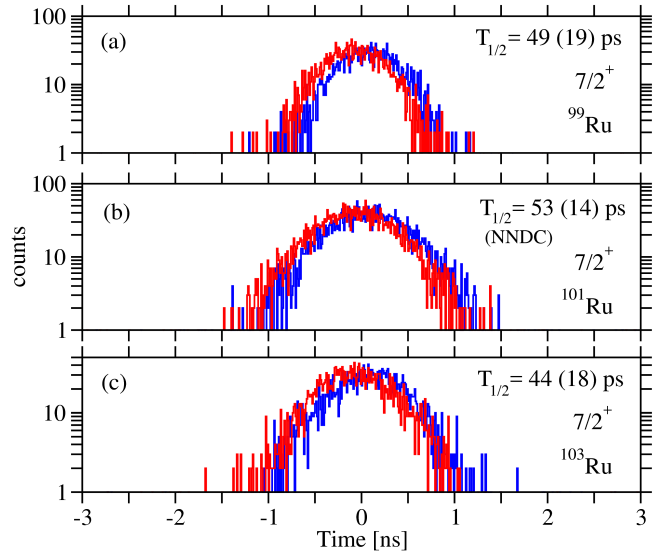
Фигура IV.6: (ляво) Парциална схема на разпадане на ^{102}Ru [45]; (дясно) Времени разпределения за 2^+ състоянието в ^{102}Ru . С метода на отнемване на първите моменти на разпределенията е определен период на полуразпадане $T_{1/2} = 20 (8) \text{ ps}$.



Фигура IV.7: Парциални схеми на разпадане на $^{99,101,103}\text{Ru}$ [45]. Означени са и стойностите за периоди на полуразпадане, измерени в настоящата работа.



Фигура IV.8: Времени спектри и периоди на полуразпадане на състояния в ^{99}Ru : (a) $9/2^+$; (b) $3/2^+$; (c) $11/2^-$.



Фигура IV.9: 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 .

Тегловното средно от известните стойности за периода на полуразпадане на $3/2^+$ състоянието в ^{101}Ru е $T_{1/2} = 0.649 (13) \text{ ns}$ [45]. Времени разпределения за нивото са конструирани след поставяне на условия за детектиране на квантите 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 . След прилагане на методите на деконволюция и отнемване на първите моменти на разпределенията е получена стойност $T_{1/2} = 0.56 (10) \text{ ns}$.

Преди настоящото изследване за периода на полуразпадане на състоянието с ъглов момент и четност $7/2^+$ в ^{103}Ru бе известна горна граница от $T_{1/2} < 15 \text{ ns}$. На фиг. IV.9 (c) са представени времени разпределения, получени след прилагане на условия за регистрирането на квантите с енергия 560 keV и 211 keV с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и квантите с енергия 669 keV с някой от детекторите от HPGe . Методът на отнемване на първите моменти на разпределенията води до стойност $T_{1/2} = 44 (18) \text{ ps}$.

Измерено е и времето на живот на състоянието с енергия на възбуждане 297 keV в ^{103}Ru . Методът за анализ на експерименталните данни бе демонстриран с него по-напред в раздела (фиг. IV.3). Получена е стойност за периода на полуразпадане 1.71 (25) ns.

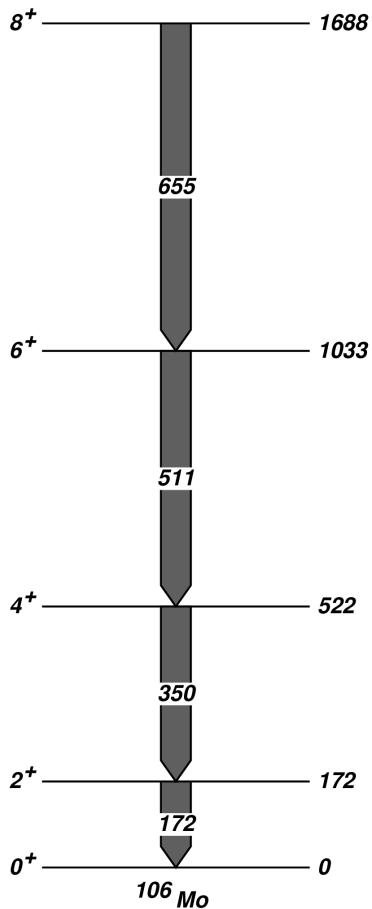
IV.2.3 Анализ на данни за неутронно богати изотопи на Mo

В рамките на дисертацията са анализирани част от данните от експерименти по заселване на неутронно богати ядра в реакции на индуцирано делене. Измерванията са проведени в Institut Laue-Langevin (ILL), Гренобъл, Франция. Експериментите са част от EX@ILL (EXOGAM в ILL) кампанията в рамките на FATIMA (FASt TIMing Array) сътрудничеството [46, 47].

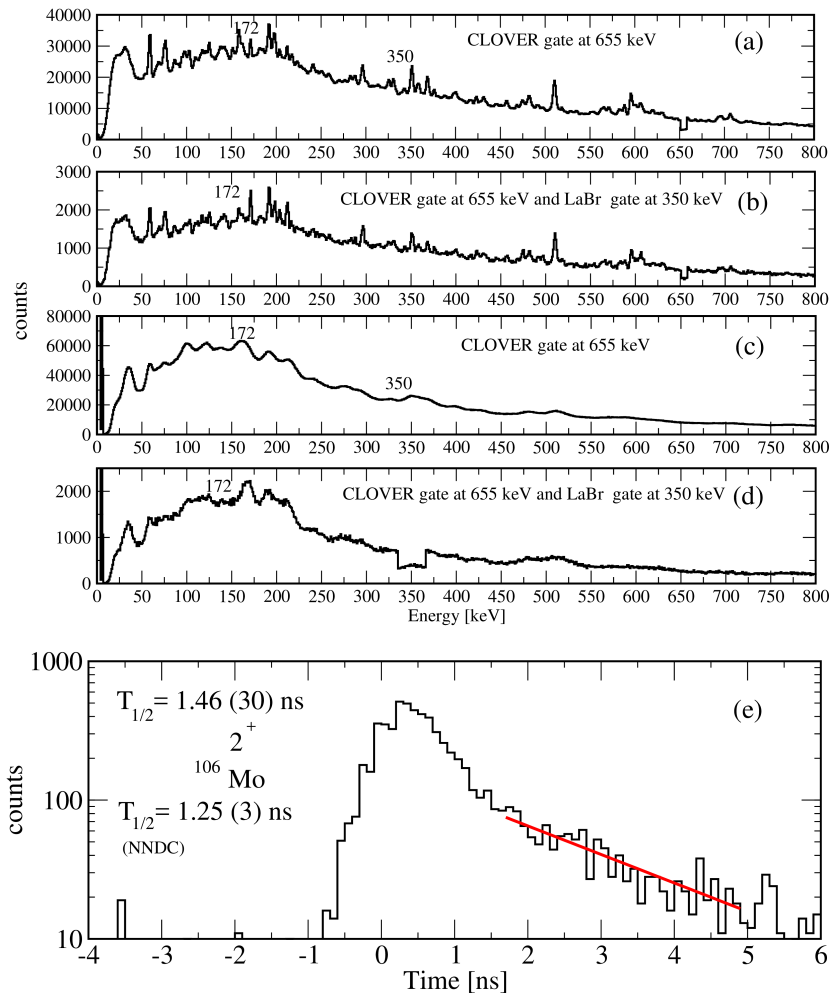
Неутрони с енергии от порядъка на 10^{-3} eV са получени от PF1В линията на реактора в ILL. С тях е бомбардирана мишена от ^{241}Pu . В получените реакции на индуцирано делене са заселени редица ядра. Излъчените γ -кванти при снемането на възбуждането им са регистрирани със смесена система, съставена от 8 Clover детектора от HPGe и 16 сцинтилационни детектора от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$.

Данните от проведения експеримент са обработени с програмните пакети SOCOv2 [48] и Tv [49]. Времена на живот са измерени при условие за съвпадение на поне два γ -кванта, регистрирани с детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, и един с детекторите от HPGe в определен времеви интервал.

Процедурата е демонстрирана с определянето на периода на полуразпадане на 2^+ състоянието в ^{100}Zr в данните с използване на мишените от ^{235}U [48] и ^{241}Pu .



Фигура IV.10: Парциална схема на разпадане на ^{106}Mo .



Фигура IV.11: Енергетични и времеви спектри за ^{106}Mo : (а) разпределение от Clover детекторите с условие в някой от тях да е регистриран γ -квант с енергия 655 keV; (б) като (а), с допълнително условие за 350-keV квант в LaBr₃:Ce; (в) и (д) аналогични на (а) и (б), но за LaBr₃:Ce; (е) $T_{1/2}$ на 2^+ в ^{106}Mo .

На фиг. IV.10 и фиг. IV.11 са представени съответно парциална схема на разпадане на ^{106}Mo (ляво) и експериментално получени спектри при анализ на данните (дясно). Ефектът от прилагането на условията за детектиране на определени γ -кванти е илюстриран от енергетичните разпределения. Времето разпределение за 2^+ е получено след условие за регистриране на квантите с енергия 655 keV с Clover детекторите в съвпадение с квантите с енергия 350 keV и 172 keV в детекторите от LaBr₃:Ce. В спектърта е ясно различим големият брой фонове събития, но чрез прилагане на метода на регресия на експоненциалния наклон в интервал, отдалечен от нулевата позиция, може да бъде определено времето на живот. Получена е стойност $T_{1/2} = 1.46 (30) \text{ ns}$, която се съгласува с известния период на полуразпадане $1.25 (3) \text{ ns}$ [45].

Глава V

Структура на изследваните изотопи

С помощта на измерените периоди на полуразпадане са пресметнати вероятности за преходите, разреджащи изследваните възбудени състояния. Те са разгледани в рамките на систематиката в масовата област и различни теоретични модели.

V.1 Структура на $^{103,105,107}\text{Cd}$ при нисък ъглов момент

На фиг. V.1 е представено поведението на вероятностите за прехода $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в изотопите $^{103-111}\text{Cd}$. На фиг. V.1 (a) са показани $B(M1)$ стойностите, докато на фиг. V.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.

Стойностите за $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ в леките изотопи предполагат едночастичен характер на състоянията. С увеличаване на броя неутрони редуцираните вероятности за E2 прехода се увеличават, достигайки $B(E2) = 23 (6) \text{ W.u.}$ в ^{111}Cd . Тази стойност е сравнима с $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ в четните изотопи на Cd и може да се интерпретира като резултат от увеличаване на колективността за $7/2_1^+$ в по-тежките ядра.

Ниските $B(M1)$ стойности позволяват възможно обяснение в рамките на представата за ℓ -забранени M1 преходи. Магнитният диполен оператор в сферичния слоист модел предполага запазване на орбиталния ъглов момент. M1 преходи между орбитали с различни стойности на ℓ не отговарят на това условие и се наричат ℓ -забранени [50]. Те са забавени на около два порядъка от едночастичните оценки. Такива са и $B(M1)$ стойностите за $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в леките изотопи на Cd. Съответно възможна интерпретация за тях е преход между едночастичните орбитали $\nu g_{7/2}$ и $\nu d_{5/2}$.

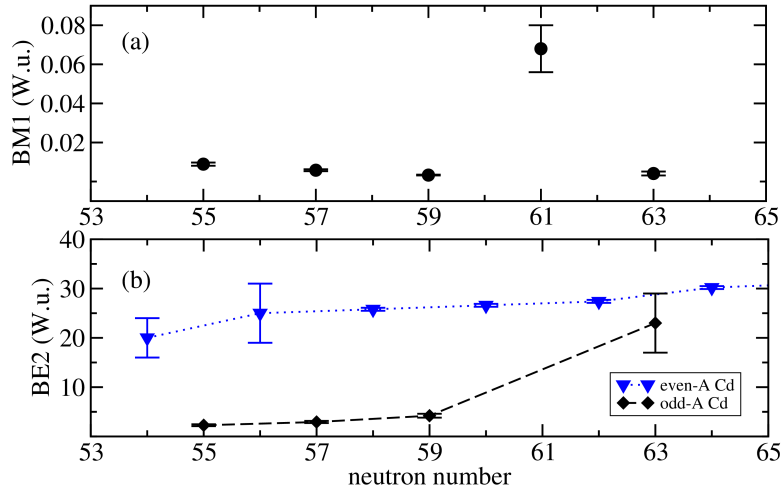
Поведението на състоянието с ъглов момент и четност $11/2^-$ е пряко свързано с орбиталата $\nu h_{11/2}$. Нивото $11/2^-$ в ^{105}Cd се разпада чрез E1 преходи с енергия 331 keV и 392 keV и с 1032-keV M2 преход. С експерименталните данни от настоящата работа са пресметнати $B(M2; 11/2^- \rightarrow 7/2^+) = 0.254 (21) \text{ W.u.}$ за M2 прехода и $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) = 3.0 \times 10^{-5} (3) \text{ W.u.}$ и $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) = 1.47 \times 10^{-5} (14) \text{ W.u.}$, съответно за E1 преходите с енергия 331 keV и 392 keV.

Състоянието $11/2^-$ в ^{103}Cd се разпада с E1 преход с енергия 931 keV до $9/2^+$, което е разположено на 740 keV. Не е наблюдавана времева структура в разпределенията, получени за $11/2^-$ в това ядро. Предложена е горна граница от $T_{1/2} < 6 \text{ ps}$, което отговаря на $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) > 6.3 \times 10^{-5} \text{ W.u.}$

Нивото $9/2^+$ в $^{103-107}\text{Cd}$ се зарежда от E1 преходи със сходен интензитет и се разпада чрез бързи E2 преходи до основните състояния $5/2^+$. Възможна интерпретация за структурата на $9/2^+$ състоянията е куплиране на 2^+ възбуждане в четната ядка към неутрон, разположен на орбиталата $\nu d_{5/2}$.

V.2 Структура на изследваните преходни ядра на Ru

Ядрата на Ru, изследвани в настоящата работа, са разположени в област, в която се наблюдават множество различни структурни конфигурации. Имат шест протона по-малко от $Z = 50$, а по неутрони са разположени между магичното число $N = 50$ и средата между запълнените слоеве при $N = 66$. Предпо-



Фигура V.1: Експериментални редуцирани вероятности за прехода $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в изотопите $^{103-111}\text{Cd}$: (a) $B(M1; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ стойности за нечетните ядра на Cd; (b) сравнение между $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ за нечетните ядра и $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ в съседните четни изотопи на Cd.

лага се, че имат преходен характер и в тази част на изотопичната верига възниква стабилна деформация в основното състояние [51].

Еволюцията на колективността е по-лесна за проследяване в четните изотопи на Ru. В тях енергията на първото възбудено 2^+ състояние плавно намалява, а отношението $R_{4/2}$ се увеличава с отдалечаване от запълнения слой при $N = 50$. Добавянето на валентен неутрон усложнява структурата, като в нечетните Ru се появяват редица нисколежащи състояния.

Разположението на ядрата на картата на нуклидите предполага възможни триаксиални форми. Сравнението с модели, включващи аксиална асиметричност, дава добра основа за интерпретация на структурата на изследваните изотопи.

V.2.1 Модел на твърд триаксиален ротор плюс частица

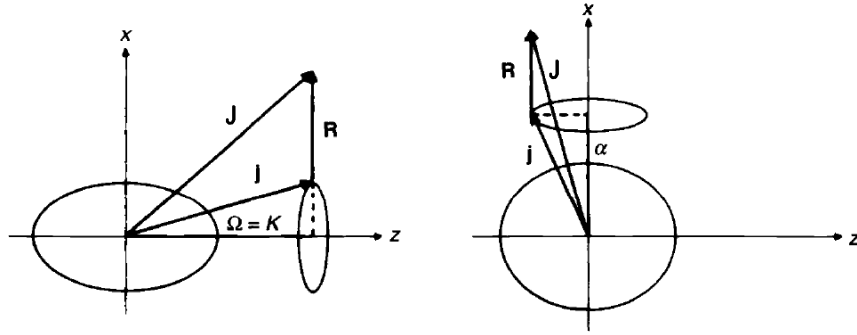
Куплирането на нечетна частица към деформирана ядка води до различни конфигурации в нечетните ядра. При пълен ъглов момент $\mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{R}$ в аксиално симетрични ядра

$$\begin{aligned}
 H_{rot} &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \mathbf{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} ((J_1^2 - j_1^2) + (J_2^2 - j_2^2)) \\
 &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (\mathbf{J}^2 - J_3^2 + (j_1^2 + j_2^2) - (J_+ j_- + J_- j_+)),
 \end{aligned} \tag{V.1}$$

Куплирането на едночастичните и ротационните движения се определя от члена $(J_+ j_- + J_- j_+)$, който отговаря на Кориолисовите и центробежните сили в класическата механика. Съществуват два типа куплиране на нечетната частица, както е показано на фиг. V.2 [16].

В изотопичната верига на Ru стабилна деформация се наблюдава при ядра, по-тежки от изследваните. В $^{99,101,103}\text{Ru}$ се предполагат триаксиални форми и съответно колективните ротационни движения могат да бъдат извършени около произволна ос [52]. Проведени са теоретични пресмятания за тези ядра с модела на твърд триаксиален ротор плюс частица, като резултатите са сравнени с данни както от настоящите експерименти, така и от предишни изследвания. Използвани са програмните пакети GAMPN, ASYRMO и PROBAMO [52].

С помощта на програмата GAMPN са пресметнати едночастичните енергии в триаксиално деформиран потенциал. Използвани са стандартните параметри $\kappa_4 = 0.070$, $\mu_4 = 0.39$ и $\kappa_5 = 0.062$, $\mu_5 = 0.43$ за неутрони в четвъртия и петия осцилаторни слоеве [53, 54].



Фигура V.2: Схеми на куплиране на нечетна частица към аксиално симетрично ротационно ядро: (a) деформационно ориентиране; (b) ротационно ориентиране [16].

Таблица V.1: Параметри, използвани в теоретичните изчисления за ядрата $^{99,101,103}\text{Ru}$ 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

Начална стойност за параметъра на деформация γ е определена от енергията на първите две възбудени 2^+ състояния в съседните четно-четни ядра. Инерчният момент на ядката също е определен от съседните четно-четни ядра, като са използвани енергиите на първите възбудени 2^+ състояния. Използвани са и стандартните параметри на сдвояване за областта $Z \leq 60$ $g_0 = 22.0$ MeV и $g_1 = 8.0$ MeV и параметър на отслабване на Кориолисовото взаимодействие $\chi = 0.8$.

Началните параметри на деформация и инерчен момент на ядката са варирани в процеса на пресмятанията. Максимално добро описание на експерименталните енергии на нивата и електромагнитни характеристики е постигнато със стойностите на параметрите, представени в табл. V.1.

Пресметнати са енергиите на възбуждане на нисколежащите състояния с положителна четност в $^{99,101,103}\text{Ru}$, както и на състояния с отрицателна четност в ^{103}Ru . Сравнение между резултатите от теоретичните изчисления за енергиите на нивата и експерименталните данни е представено на фиг. V.3. Пресметнатите енергии на състоянията се съгласуват с експериментално известните.

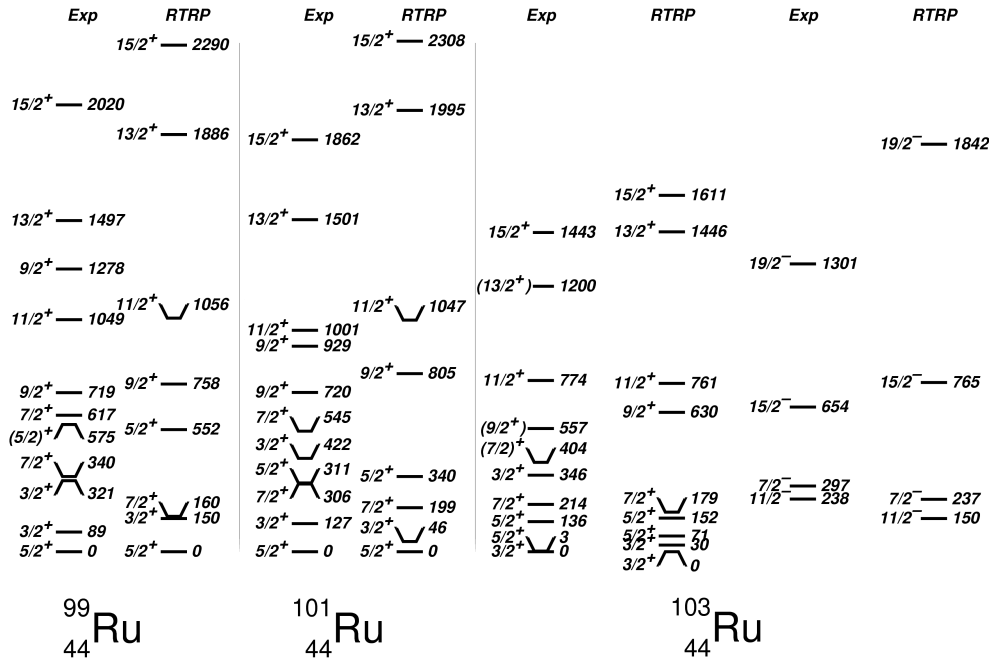
С модела на твърд триаксиален ротор плюс частица са изчислени и електромагнитни характеристики на $^{99,101,103}\text{Ru}$. В табл. V.2 са представени пресметнатите и експерименталните редуцирани вероятности за преходи в ядрата. Сравнение е направено и между теоретичните резултати и експерименталните данни за магнитните диполни и електричните квадруполни моменти за първите $3/2^+$ и $5/2^+$ състояния.

Електромагнитните моменти се описват сравнително добре от теоретичните пресмятания. Отклонения се наблюдават между теоретичните и експерименталните вероятности за преход. Стойността за $B(M1; 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ в ^{99}Ru се различава на четири порядъка от едночастичните оценки. Аналогичният преход в $^{101,103}\text{Ru}$ е забавен с два порядъка. Възможно обяснение на структурата на състоянието е $\nu_{d_{5/2}}^3$ конфигурация, която е извън контекста на настоящите пресмятания. Трудностите, които възникват при описание на преходите между $3/2^+$ и $5/2^+$ състоянията, могат да бъдат интерпретирани и в рамките на деформиращия потенциал. Нисколежащите състояния в Ru отговарят на област, в която се наблюдава псевдо-пресичане както на $3/2[422]$ с $3/2[411]$, така и на $5/2[413]$ с $5/2[402]$.

В ^{99}Ru стойността за $B(E2; 7/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ е сравнима с едночастичните оценки. В $^{101,103}\text{Ru}$ тя нараства, като се доближава до $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 57.9$ (11) W.u. в четно-четното ядро ^{104}Ru . Подобен ефект на нарастване на колективността е наблюдаван в изследваните изотопи на Cd [26].

Таблица V.2: Сравнение между експериментални и теоретично пресметнати в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица вероятности за преход и диполни и квадруполни моменти в $^{99,101,103}\text{Ru}$.

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						



Фигура V.3: Сравнение между експериментално известните енергии на нисколежащи нива в $^{99,101,103}\text{Ru}$ и изчисленията в рамките на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица.

Състоянието с енергия на възбуждане 297 keV в ^{103}Ru е изследвано в редица експерименти [55–61], но въпреки това няма пълна яснота за неговите ъглов момент и четност. Резултатите предполагат диполен характер на прехода, разреждащ състоянието. С данните за периода на полуразпадане от настоящите експерименти са пресметнати възможни вероятности за преход $B(E1) = 7.0 \times 10^{-6}$ (11) W.u. и $B(M1) = 4.9 \times 10^{-4}$ (8) W.u. Пресмятанятията с на модела на твърд триаксиален ротор плюс частица предполагат $J^\pi = 7/2^-$ за нивото и E1 разпадане с $B(E1) = 0.22 \times 10^{-6}$ W.u. В рамките на теоретичните изчисления възниква и нисколежащо състояние с $J^\pi = 3/2^+$ и $B(M1) = 3.0 \times 10^{-4}$ W.u.

V.2.2 Структура на четните Ru изотопи в рамките на IBM-1

С модела на взаимодействащите бозони (Interacting boson model, IBM) [62, 63] въз основата на сравнително прости допускания могат да се проследят колективните характеристики на голям брой четно-четни ядра. Сдвоените нуклони се представят във формализма на s и d бозони, които имат ъглов момент съответно $\ell = 0$ и $\ell = 2$. Броят на бозоните се определя от броя на валентните нуклони или дупки спрямо най-близките запълнени слоеве.

Изотопите $^{98-108}\text{Ru}$ са описани в рамките на разширения Q формализъм (ECQF) [64] към версията на модела IBM-1. Хамилтонианът на системата се записва като

$$H = \varepsilon n_d - \kappa Q^2 - \kappa' L^2, \quad (\text{V.2})$$

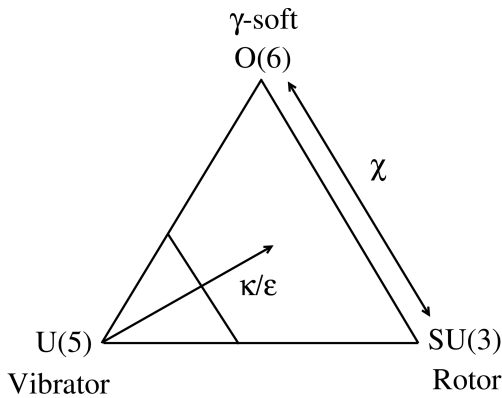
където

$$\begin{aligned} n_d &= \sqrt{5}T_0, \quad L = \sqrt{10}T_1, \\ Q &= (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + \chi T_2, \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

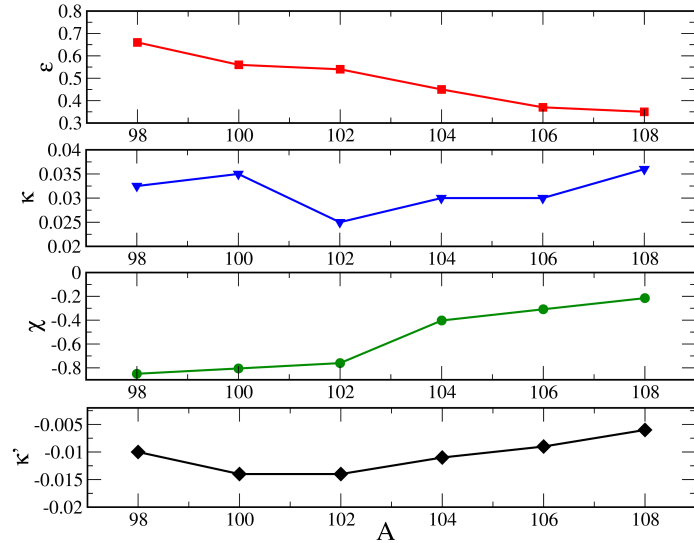
Операторът за E2 преходи се представя във вида

$$T(E2) = e_B [(s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s) + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)}] = e_B Q, \quad (\text{V.4})$$

където с e_B е означен ефективният бозонен заряд.



Фигура V.4: Схематично представяне на граничните случаи в IBM [9].



Фигура V.5: Параметри, използвани при пресмятането на характеристиките на четните изотопи $^{98-108}\text{Ru}$ с разширения Q формализъм към IBM-1 (ECQF).

В IBM се отличават три гранични случая, свързани с динамичните симетрии и със структурата на групите, на които отговарят. Те са представени схематично на фиг. V.4. U(5) границата е свързана със структурата на анхармоничен вибратор, SU(3)- с деформирано ротационно ядро, а O(6) отговаря на характеристиките на γ -меки ядра.

Четните изотопи на Ru са разглеждани в редица предишни изследвания [65–73]. Измененията в структурата на ядрата са интерпретирани като преход от U(5) границата в IBM към O(6).

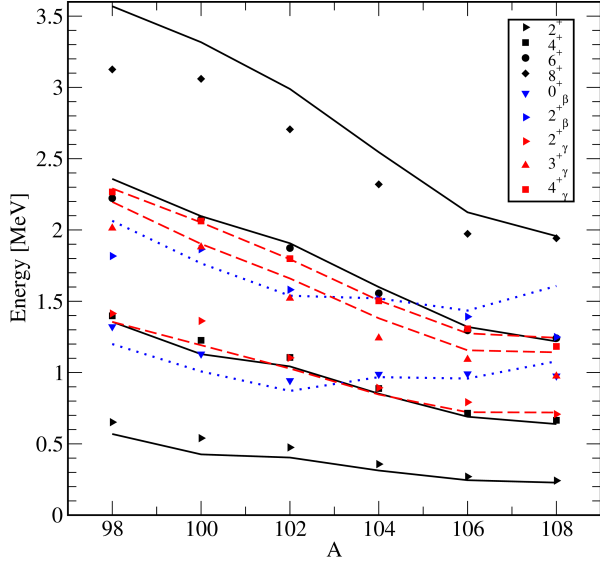
В настоящата работа характеристиките на $^{98-108}\text{Ru}$ са пресметнати с програмния пакет PHINT [74]. Стойностите на параметрите, които са използвани в изчисленията, са представени на фиг. V.5. Параметрите ε и χ се изменят плавно с увеличаване на броя неутрони. С отдалечаване от затворения слой при $N = 50$ χ достига стойности близки до нула, което се съгласува с представата за еволюция към O(6) границата в модела.

Фиг. V.6 представя сравнение между експерименталните и теоретичните енергии на състоянията в основните, квази- β и квази- γ ивиците в четните $^{98-108}\text{Ru}$. Стойността $R_{4/2} = 2.14$ в ^{98}Ru е близка до характерното отношение за вибрационни ядра $R_{4/2} = 2$. Енергетичните интервали между нивата в основната ивица също подкрепят представата за вибрационна структура. С увеличаване на броя неутрони енергията на първото възбудено 2^+ състояние намалява, а отношението $R_{4/2}$ се увеличава, достигайки стойност $R_{4/2} = 2.75$ при ^{108}Ru .

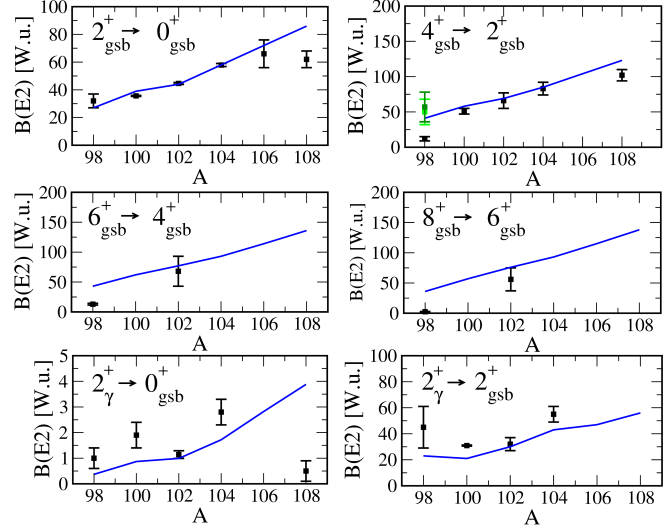
Второто възбудено 0^+ състояние във вибрационната граница на IBM е част от мултиплета $0^+, 2^+, 4^+$, отговарящ на двуфонононо възбуждане. Енергията на 0_2^+ намалява с увеличаване на броя неутрони до $N = 58$. След това състоянието се отделя от другите два члена на триплета - 2^+ и 4^+ , чиято енергия продължава да намалява в по-тежките ядра. Подобно декуплиране е признак за отклонение от вибрационната структура, а конфигурацията от 0^+ състояние, разположено по-високо по енергия от дублета $2^+, 4^+$, е характерна за γ -нестабилни ядра.

В квази- γ ивиците се забелязва и близкото разположение на състоянията 3_γ^+ и 4_γ^+ . Това предполага структура, близка до модела на γ -меки ядра.

В рамките на пресмятанята са сравнени и експериментални и теоретични вероятности за преходи, разреждащи нисколежащи състояния. Използвана е стойност от 0.100 eВ за ефективния бозонен заряд, така че пресметнатата вероятност за прехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в ^{102}Ru да се съгласува с експериментално известната стойност. На фиг. V.7 е представено сравнение между теоретичните и експерименталните B(E2) стойности.



Фигура V.6: Експериментални (символи) и теоретично пресметнати (линии) енергии на нисколежащите състояния в $^{98-108}\text{Ru}$. Експерименталните данни са взети от [45, 75].



Фигура V.7: Експериментални (символи) и теоретични (линии) редуцирани вероятности за преходи в $^{98-108}\text{Ru}$. Експерименталните данни са взети от [45], освен стойностите за $B(E2; 4^+_{gsb} \rightarrow 2^+_{gsb})$ в ^{98}Ru , означени със зелен цвят [77].

Поведението на пресметнатите вероятности за преход показва плавни изменения с отдалечаване от запълнените слоеве. Еволюцията им следва експерименталните данни, с някои изключения при ^{108}Ru . Съществено отклонение се наблюдава и при $B(E2; 4^+_{gsb} \rightarrow 2^+_{gsb})$ в ^{98}Ru , свързано с приетата в ENSDF [45] стойност за периода на полуразпадане на състоянието с $J^\pi = 4^+$. Аномалното ѝ поведение е разгледано в [76]. Известни са други стойности за периода на полуразпадане на състоянието и редуцираните вероятности за прехода [77–79]. На фиг. V.7 две от $B(E2)$ стойностите [77] са отбелязани със зелен цвят.

V.2.3 Структура на нечетните Ru изотопи в рамките на IBFM-1

В модела на взаимодействащите бозони и фермиони (Interacting boson-fermion model, IBFM) се разглежда куплирането на частици към ядка, описана в рамките на IBM. Хамилтонианът на системата включва бозонна част (H_B), фермионна част (H_F) и бозон-фермионно (V_{BF}) взаимодействие:

$$H = H_B + H_F + V_{BF}. \quad (\text{V.5})$$

При куплиране на един нуклон фермионната част е представена от

$$H_F = \sum_j E_j n_j, \quad (\text{V.6})$$

където с E_j са отбелязани квазичастичните енергии на едночастичните орбитали в рамките на слоистия модел. Бозон-фермионното взаимодействие може да се запише във формата:

$$V_{BF} = \sum_j A_j n_d n_j + \sum_{jj'} \Gamma_{jj'} (Q \cdot (a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(2)}) + \sum_{jj'j''} \Lambda_{jj'j''} : ((d^\dagger \tilde{a}_j)^{(j'')} \times (\tilde{d} a_{j'})^{(j'')})_0^{(0)} : \quad (\text{V.7})$$

Характеристиките на различни нечетни изотопи на Ru са изследвани с IBFM в предишни работи [80–82]. В настоящата дисертация са в рамките на IBFM-1 са разгледани ядрата $^{99-105}\text{Ru}$. Пресметнати са енергии на възбудените състояния, електромагнитни моменти, редуцирани вероятности за M1 и E2 преходи, спектроскопични фактори за (d,p) реакции. Използвани са IBM-1 пресмятанията за четните изотопи на Ru, като към тях е куплиран нечетен неутрон.

В теоретичните изчисления с програмния пакет ODDA [83] са включени едночастичните орбитали $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$, $\nu s_{1/2}$, $\nu d_{3/2}$ и $\nu h_{11/2}$. С техните енергии са пресметнати квазичастичните енергии и вероятностите за запълване на орбиталите [84]. Начални стойности за едночастичните енергии са получени чрез подхода, представен в [85].

Освен бозонната част на Хамилтониана и едночастичните енергии останалите параметри в IBFM-1 Хамилтомниана (V.6) не са изменяни в различните изотопи. Едновременно за положителните и отрицателните четности са използвани стойности $A_0 = -0.08 \text{ MeV}$, $\Gamma_0 = 0.21 \text{ MeV}$ и $\Lambda_0 = 1.1 \text{ MeV}^2$, $\hbar\omega = 1.5 \text{ MeV}$.

Сравнение между теоретично пресметнатите енергии на възбудените състояния и известните експериментални данни в нечетните $^{99-105}\text{Ru}$ е представено на фиг. V.8 и V.9. Състоянията с положителна четност са интерпретирани въз основа на възбуждания, които включват орбиталите $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$ и $\nu s_{1/2}$. В ^{99}Ru се наблюдава мултиплет от състояния с $J^\pi = 1/2^+ - 9/2^+$ при енергия, близка до тази на възбуждането на първия вибрационен фонон в ^{98}Ru . Във вълновата функция на пресметнатите нива главен принос има орбиталата $\nu d_{5/2}$ и съответно те могат да бъдат разглеждани като еднофононно възбуждане върху основното $5/2^+$ състояние. Енергетичните разстояния между нивата се увеличават в по-тежките изотопи и структурата на мултиплета не е добре различима. Могат да бъдат разпознати и вибрационни възбуждания при по-висок ъглов момент и енергия, както и състояния, изградени върху орбиталата $\nu g_{7/2}$.

Състоянията с отрицателна четност в нечетните $^{99-105}\text{Ru}$ са интерпретирани като възбуждания, дължащи се на орбиталата $\nu h_{11/2}$. Енергетичните разстояния между напълно ориентираните състояния в отрицателните ивици са подобни на тези в основните ивици в съседните четни ядра. Това е характерно за схемите на слабо куплиране и при ротационно ориентиране на нечетната частица към слабо деформирана ядка. Разграничение между двете структури може да бъде направено ако се разгледат състоянията, при които няма пълно ориентиране на ъгловия момент на нечетната частица и ядката. В схемата на слабо куплиране към сферично ядро тези състояния образуват почти изроден по енергия мултиплет, а при ротационно ориентиране са разположени при значително по-висока енергия [9]. В ^{99}Ru тези състояния се намират близо до нивото с ъглов момент и четност $15/2^-$, което се съгласува с вибрационната структура на ^{98}Ru . В изчисленията подредбата на $9/2^-$ и $13/2^-$ е възпроизведена в ^{99}Ru , но липсва информация за тези състояния в по-тежките ядра.

Нивата с ъглов момент и четност $7/2^-$ са дискутирани в предишни изследвания [86–88]. В [87, 88] е предложена интерпретация за състоянието $7/2^-$ в ^{99}Ru като противоположно ориентиран ъглови моменти на 2^+ възбуждане в ядката и неутрона на $\nu h_{11/2}$. Структурата на отрицателните ивици в $^{99-105}\text{Ru}$ е сходна и подобна конфигурация може да бъде предположена и за $^{101,103}\text{Ru}$.

В рамките на IBFM-1 пресмятанията са изчислени спектроскопични фактори за (d,p) реакции в $^{99-105}\text{Ru}$. Сравнение с експерименталните данни е представено в табл. V.3. Използвани са величините

$$S = \langle odd(A+1) \parallel c_j^\dagger \parallel even(A)_{gs} \rangle^2, \quad C^2 S' = C^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} S = C^2 (2J_f + 1) S, \quad (\text{V.8})$$

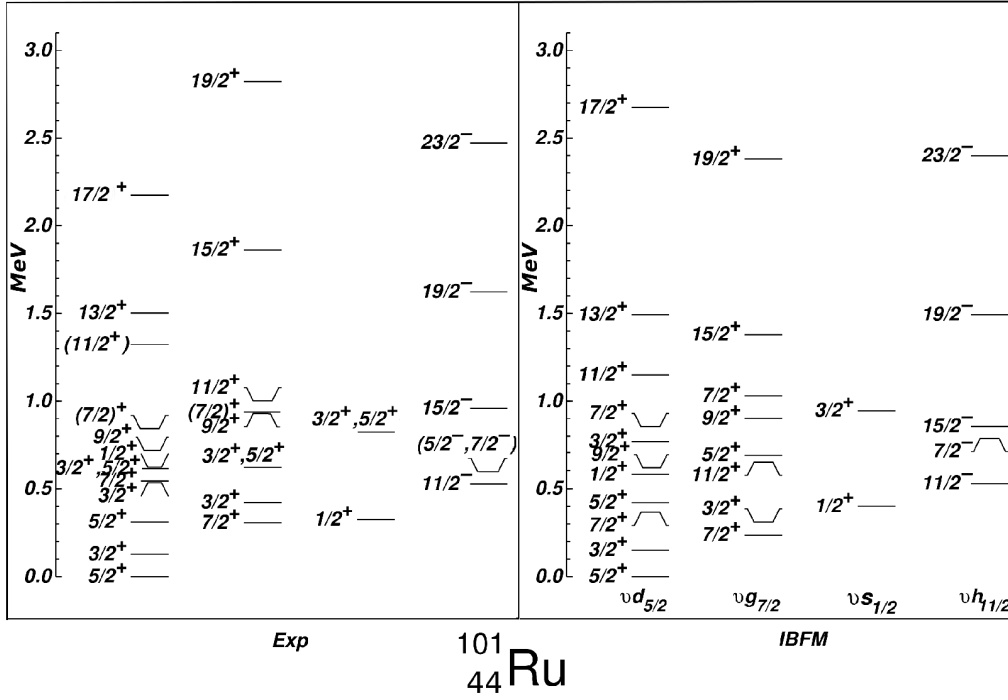
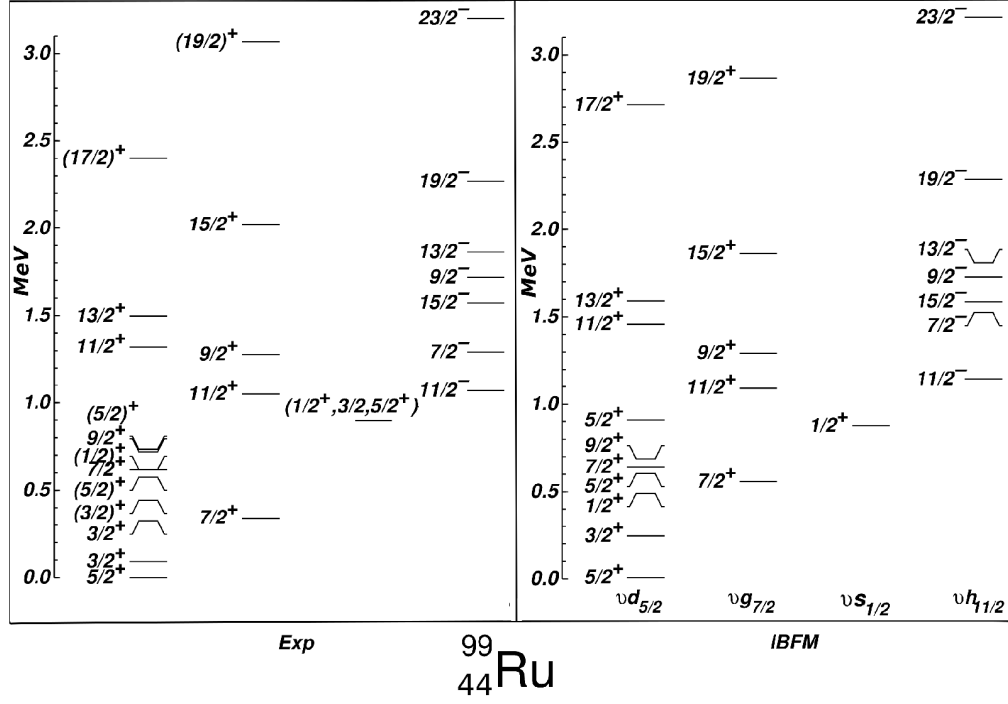
където C^2 са означени изоспиновите коефициенти на Клебш-Гордън за едночастичен трансфер. В реакции с трансфер на един неутрон от налитащата частица към ядрото-мишена $C^2 = 1$ [89].

Пресметнатите спектроскопични фактори са използвани за интерпретиране на структурата на $1/2^+$ състоянията, както и основното $3/2^+$ състояние в ^{103}Ru [45, 59, 61, 90].

Изследвани са и електромагнитните характеристики на ядрата. В пресмятанията е използван оператор за E2 преходи с вида

$$T(E2) = e_B ((s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s)^{(2)} + \chi (d^\dagger \tilde{d})^{(2)}) - e_F \sum_{jj'} (u_j u_{j'} - v_j v_{j'}) \langle j \parallel Y^{(2)} \parallel j' \rangle \times [(a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(2)} + c.c.], \quad (\text{V.9})$$

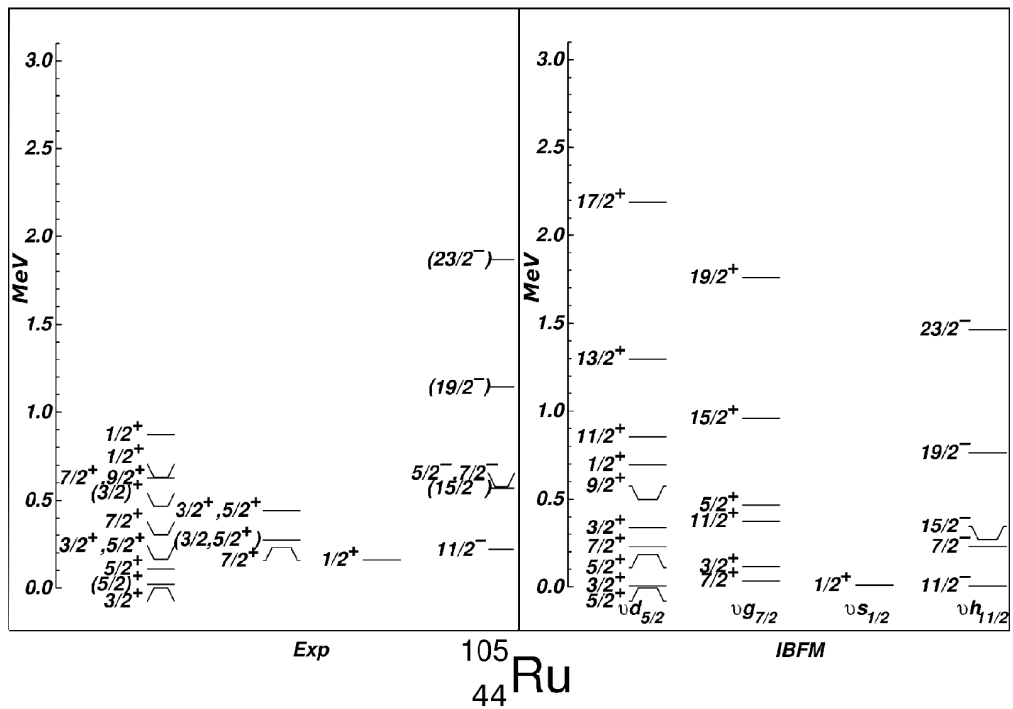
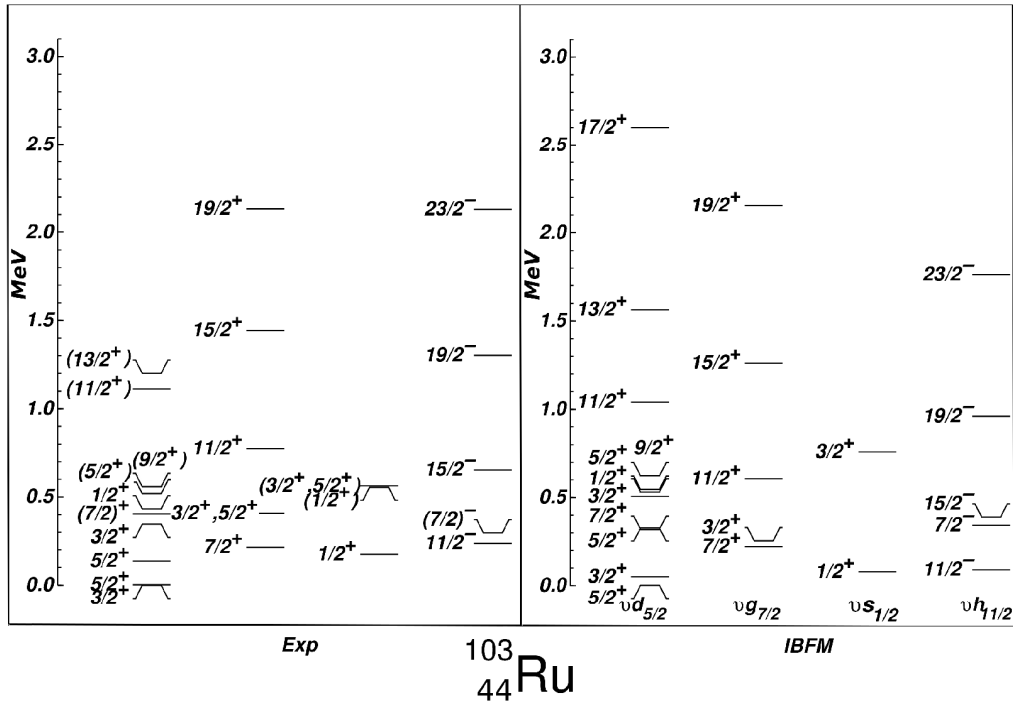
където параметрите e_B и e_F означават съответно ефективния бозонен заряд и ефективния фермионен заряд.



Фигура V.8: Частични експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{99,101}\text{Ru}$. Съпоставката на състоянията е базирана на различни характеристики [45].

Най-простият оператор за M1 преходи се записва като

$$\begin{aligned}
 T(M1) = \sqrt{\frac{90}{4\pi}} g_d (d^\dagger \tilde{d})^{(1)} - g_F \sum_{jj'} (u_j u_{j'} + v_j v_{j'}) \cdot \langle j \| g_l l + g_s s \| j' \rangle \\
 \times [(a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(1)} + c.c.],
 \end{aligned}
 \tag{V.10}$$



Фигура V.9: Частични експериментални и теоретични енергетични схеми на $^{103,105}\text{Ru}$. Съпоставката на състоянията е базирана на различни характеристики [45].

където g_d е ефективен g -фактор за d бозони, а g_F е фермионен g -фактор, който нормира орбиталните g_l и спинови g_s фактори [91].

В табл. V.4 са сравнени изчислените $B(M1)$ и $B(E2)$ стойности за преходи и известните експериментални резултати. Наблюдава се сравнително добро съответствие между пресмятанията и експериментал-

ните стойности. Отклонения се забелязват при описанието на M1 преходи, като съществено значение за това има простата форма на използвания M1 оператор. Въпреки това, някои от $B(M1)$ стойностите предполагат наличието на ℓ -забранени M1 преходи, като това се съгласува със систематиката в региона.

V.3 Неутронно богати изотопи на Mo

Времената на живот на първите 2^+ и 4^+ състояния в четните $^{100-108}\text{Mo}$ се изменят в широк диапазон - от десетки ps до над 1 ns [45]. Наблюдават се резки изменения на структурата в изотопичната верига, аналогично на ядрата на Sr и Zr [51]. Енергията на първите 2^+ състояния в ядрата на Mo намалява до ^{106}Mo . В ^{106}Mo $E_{2_1^+} = 172$ keV, а при ^{108}Mo $E_{2_1^+} = 193$ keV [45].

С данните от представените експерименти е получена стойност $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 88$ (18) W.u. в ^{106}Mo . В рамките на неопределеността тя се съгласува с известната редуцирана вероятност от 102.3 (25) W.u [45]. Съгласуваност има и с IBM-1 пресмятания [93].

За разлика от енергиите на първите възбудени 2^+ състояния, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ стойностите постоянно намаляват с увеличаване на броя неутрони. Необходимо е да се отбележи, обаче, че в ^{108}Mo неопределеността на известната експериментална редуцирана вероятност за преход е голяма и е възможно поведението на $B(E2)$ стойностите в изотопичната верига да отговаря на измененията на енергията на 2^+ състоянието в основната ивица.

Таблица V.3: Експериментални и IBFM-1 пресметнати 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
<hr/>					
^{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
<hr/>					
^{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
<hr/>					
^{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 [45]; a ако са приписани $J^{\pi} = 1/2^+$ въз основа на IBFM-1 пресмятанията; b данни, взети от [86]; c ако са приписани $J^{\pi} = 3/2^+$ въз основа на IBFM-1 пресмятанията; d данни, взети от [59]; e данни, взети от [61]; f данни, взети от [92]

Таблица V.4: Експериментални и IBFM-1 B(M1) и B(E2) стойности за преходи в $^{99,101,103}\text{Ru}$. Експерименталните данни са взети от ENSDF [45], 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) ^{†a}		0.010	
			210.64	$5/2_1^+$	0.048 (17) [†]		0.00049	
			213.17	$3/2^+$		46 (16) [†]		2

[†] данни, взети от [27]; ^a в случай на чист M1 преход

Глава VI

Заклучение

В дисертационната работа са представени резултати от проведени експерименти и теоретични пресмятания за структурата на преходни и слабо деформирани ядра на Cd, Ru, Mo в областта $A \sim 100$. Със смесената детекторна установка ROSPHERE, съставена от детектори от HPGe и LaBr₃:Ce, са измерени периодите на полуразпадане на редица нисколежащи възбудени състояния в ядра на Cd и Ru. Представени са резултати и от измервания на времена на живот в изотопи на Mo, заселени в реакции на индуцирано делене.

Експерименталните резултати са използвани за пресмятане на редуцирани вероятности за преход. Направено е сравнение със систематичното поведение на ядрата в масовия регион.

Проведени са теоретични пресмятания за структурата на изотопите на Ru с модела на твърд триаксиален ротор плюс частица и алгебричните модели на взаимодействащите бозони (IBM) и взаимодействащите бозони и фермиони (IBFM). Сравнение с експериментално известните данни е направено за редица ядрени характеристики - енергии на възбудените състояния, вероятности за електромагнитни преходи, електромагнитни моменти, спектроскопични фактори за (d,p) реакции.

Въз основа на експерименталните данни и теоретичните пресмятания е предложена интерпретация на структурата на нисколежащите състояния. Разгледани са едночастични възбуждания в ядрата, както и конфигурации, изградени върху тях. Изучени са и възможни ℓ -забранени M1 преходи, които се срещат често в масовия регион.

Предвид получените резултати, интерес представлява продължаването на систематичното изследване на нисколежащите състояния в областта $A \sim 100$.

Научни приноси:

1. В дисертационната работа са дискутирани 14 измерени периода на полуразпадане на възбудени ядрени състояния. Измерени са периоди на полуразпадане в широк диапазон от 20 ps до 20 ns, с което са представени възможностите на използваната експериментална установка.
2. Разширена е систематиката за редуцираните вероятности за преходи, разреждащи нисколежащи състояния в масовата област. Открити са ℓ -забранени M1 преходи в $^{103,105,107}\text{Cd}$, $^{99,101,103}\text{Ru}$, аналогични на известни такива в съседни ядра.
3. Изследвана е триаксиалността на ядрата на Ru в модела на твърд триаксиален ротор плюс частица. Изолирани са състояния, които вероятно не попадат в моделното пространство, включващо само една валентна частица.
4. Направена е интерпретация на структурата на нечетните изотопи на Ru в рамките на IBFM-1, като са използвани едни и същи параметри на бозон-фермионното взаимодействие за описание на състоянията с положителна и отрицателна четност.

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. Gladnishki, 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 $^{99,101,103}\text{Ru}$ 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 $^{95,96}\text{Mo}$* , 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 $^{99,101,103}\text{Ru}$ 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 $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$* , Научни трудове, ПУ "Паисий Хилендарски", Факултет по физика и инженерни технологии, том 38, кн. 4, 174-179 (2013).

II. Докторантът участва като съавтор в още 11 публикации, свързани с изследвания в рамките на международни сътрудничества.

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] S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, *Shapes and Shells in Nuclear Structure*, Cambridge University Press (1995).
- [17] A. S. Davydov, G. F. Filippov, *Nuclear Physics* 8, 237 (1958).
- [18] L. Wilets, M. Jean, *Phys. Rev.* 102, 788 (1956).
- [19] E. S. Paul, *Nuclear Models*, Liverpool NSG Postgraduate Lectures (2003).
- [20] Saint-Gobain Crystals, *BrilLanCeTM Scintillators Performance Summary, Scintillation Products Technical Note* (2009).
- [21] P. Dorenbos, *NIM A* 486, 208 (2002).

- [22] M. Moszyński, A. Nassalski, A. Syntfeld-Każuch, T. Szczeńniak, W. Czarnacki, D. Wolski, G. Pausch, J. Stein, NIM A 586, 739 (2006).
- [23] B. D. Milbrath, B. J. Choate, J. E. Fast, W. K. Hensley, R. T. Kouzes, J. E. Schweppe, NIM A 572, 774 (2007).
- [24] Д. Радулов, *Гама-спектроскопия с LaBr₃(Ce)*, Магистърска дипломна работа, СУ "Св. Климент Охридски" (2008).
- [25] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987).
- [26] S. Kisyov, *et al.*, Phys. Rev. C 84, 014324 (2011).
- [27] S. Kisyov, *et al.*, Bulg. J. Phys. 42, 583 (2015).
- [28] S. Kisyov, *et al.*, в подготовка
- [29] N. Mărginean, private communication (2010).
- [30] D. Radford, *RadWare analys program package*, Oak Ridge National Laboratory, Physics Division (2000).
- [31] N. Mărginean, *et al.*, Eur. Phys. Journal A 46, 329 (2010).
- [32] S. Kisyov, *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 366, 012027 (2012).
- [33] D. Ivanova, *et al.*, в подготовка
- [34] T. Newton, Phys. Rev. 78, 490 (1950).
- [35] H. Mach, R. L. Gill, M. Moszyński, NIM A 280, 49 (1989).
- [36] J.-M. Régis, G. Pascovici, J. Jolie, M. Rudigier, NIM A 622, 83 (2010).
- [37] L. Boström, B. Olsen, W. Schneider, E. Matthias, NIM 44, 61 (1966).
- [38] B. Olsen and L. Boström, NIM 44, 65 (1966).
- [39] P. Petkov, W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, L.G. Kostova, NIM A 271, 617 (1988).
- [40] Z. Bay, Phys. Rev. 77, 419 (1950).
- [41] J.-M. Régis, G. Pascovici, J. Jolie, M. Rudigier, NIM A 622, 83 (2010).
- [42] P. Petkov, W. Andrejtscheff, S. Avramov, NIM A 321, 259 (1992).
- [43] J.-M. Régis, *et al.*, NIM 726, 191 (2013).
- [44] W. Andrejtscheff, M. Senba, N. Tsoupas, Z.Z. Ding, NIM 204, 123 (1982).
- [45] National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>)
- [46] J.-M. Régis, *et al.*, Phys. Rev. C 90, 067301 (2014).
- [47] J. Jolie, *et al.*, Nucl. Phys. A 934, 1 (2015).
- [48] N. Saed-Samii, *SOCOv2 user manual* (2013).
- [49] A. Fitzler, *TV User Manual*, Institute for Nuclear Physics, University of Cologne (2007).
- [50] A. Arima, H. Horie, M. Sano, Progress of Theoretical Physics 17, No. 4, 567 (1957).
- [51] S. Lalkovski and N. Minkov, J. Phys. G 31, 427 (2005).
- [52] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 307, 189 (1978).

- [53] P. Semmes and I. Ragnarsson *The Particle+Triaxial Rotor Model: A User's Guide* (1992).
- [54] T. Bengtsson and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 436, 14 (1985).
- [55] W. Klamra and J. Reksted, Nucl. Phys. A 243, 395 (1975).
- [56] G. Kajrys, *et al.*, Phys. Rev. C 34, 1629 (1986).
- [57] H. Seyfarth, H. H. Guven, B. Viarden, Private Communication, NSR number 1975SeZT (1979).
- [58] H. T. Fortune, G. C. Morrison, J. A. Nolen Jr., P. Kienle Phys. Rev. C 3, 337 (1971).
- [59] G. P. A. Berg, *et al.*, Nucl. Phys. A 379, 93 (1982).
- [60] J. L. M. Duarte, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, Phys. Rev. C 50, 666 (1994).
- [61] 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).
- [62] F. Iachello and A. Arima, Physics Letters B 53, 309 (1974).
- [63] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 35, 1069 (1975).
- [64] P. O. Lipas, P. Toivonen, and D. D. Warner, Phys. Lett. B 155, 295 (1985).
- [65] P. Van Isacker, *et al.*, Nucl. Phys. A 348, 125 (1980).
- [66] J. Stachel, P. Van Isacker, K. Heyde, Phys. Rev. C 25, 650 (1982).
- [67] R. F. Casten, W. Frank, P. von Brentano, Nucl. Phys. A 444, 133 (1985).
- [68] D. Bucurescu, G. Căta, D. Cutoiu, G. Constantinescu, M. Ivaşcu, N.V. Zamfir, Z. Phys. A 324, 387 (1986).
- [69] A. Frank, P. Van Isacker, D. D. Warner, Phys. Lett. B 197, 474 (1987).
- [70] A. Giannatiempo, A. Nannini, P. Sona, D. Cutoiu, Phys. Rev. C 52, 2969 (1995).
- [71] A. Frank, C. E. Alonso, J. M. Arias, Phys. Rev. C 65, 014301 (2001).
- [72] J. Kotila, J. Suhonen, and D. S. Delion, Phys. Rev. C 68, 054322 (2003).
- [73] I. Stefanescu, *et al.*, Nucl. Phys. A 789, 125 (2007).
- [74] O. Scholten, the program package PHINT, internal report KVI-63, Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, The Netherlands.
- [75] M. Sakai and A. C. Rester, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20, 441 (1977).
- [76] R. B. Cakirli, R. F. Casten, J. Jolie, and N. Warr, Phys. Rev. C 70, 047302 (2004).
- [77] E. Williams, *et al.*, Phys. Rev. C 74, 024302 (2006).
- [78] S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis, and S. Monaro, Phys. Rev. C 21, 588 (1980).
- [79] D. Radeck, *et al.*, Phys. Rev. C 85, 014301 (2012).
- [80] E. H. du Marchie van Voorthuysen, M. J. A. de Voigt, N. Blasi, J. F. W. Jansen, Nucl. Phys. A 355, 93 (1981).
- [81] G. Maino, A. Ventura and A.M. Bizzeti-Sona, P. Blasi, Z. Phys. A 340, 241 (1991).
- [82] J. M. Arias, C. E. Alonso, M. Losano, Nucl. Phys. A 466, 295 (1987).
- [83] O. Scholten, *Program package ODDA*, KVI internal report no. 255 (1980).

- [84] D. Bucurescu, G. Cata-Danil, N. V. Zamfir, A. Gizon, J. Gizon, Phys. Rev. C 43, 2610 (1991).
- [85] B. S. Reehal and R. A. Sorensen, Phys. Rev. C 2, 819 (1970).
- [86] J. L. M. Duarte, L. B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin, O. Dietzsch, Phys. Rev. C 38, 664 (1988).
- [87] C. S. Whisnant, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 50, 724 (1983).
- [88] C. S. Whisnant, *et al.*, Phys. Rev. C 34, 443 (1986).
- [89] M. R. Bhat, *Procedures Manual for the Evaluated Nuclear Structure Data File*, BNL-NCS-40503 informal report (1987).
- [90] S. Kisyov, D. Bucurescu, J. Jolie, and S. Lalkovski, Phys. Rev. C 93, 044308 (2016).
- [91] O. Scholten, *The Interacting Boson Approximation Model and Applications*, Ph. D. thesis, University of Groningen (1980).
- [92] P. Maier-Komor, P. Gläissel, E. Huenges, H. Rösler, H.J. Scheerer, H.K. Vonach, H. Baier, Z. Physik A 278, 327 (1976).
- [93] S.Lalkovski and P. Van Isacker, Phys. Rev. C 79, 044307 (2009).