

Софийски университет Св. Климент Охридски
Физически факултет

Георги Иванов Райновски

Експериментално изследване на ниско енергетични
M1 колективни възбуждания в атомното ядро

Автореферат
на дисертация за получаване на научната степен
“доктор на науките”
Специалност “Ядрена физика” (01.03.04)

София, 2012

Съдържание

Ядрена хиралност.....	2
Граници на ядрената хиралност в масовата област $A \approx 130$	10
Ядрена хиралност в масовата област $A \approx 100$	19
Ядки на хиралните ротори и тяхното влияние за формиране на хирална геометрия	30
Директен тест на правилата за отбор при ядрена хиралност	38
Заключения и перспективи	43
Състояния със смесена протон-неутронна симетрия	45
Слоеста стабилизация на състояния със смесена симетрия	52
Състоянията със смесена симетрия в изотонната верига $N = 80$	55
Състояния със смесена симетрия в ксеноновите изотопи	58
Някои неочаквани резултати – нарушаване на $O(6)$ симетрията в ксеноновите изотопи.....	61
Състоянията със смесена симетрия в изотонната верига $N = 78$	68
Състоянията със смесена симетрия в радиоактивни ядра	73
Заключения и перспективи	82
Списък на публикациите, включени в дисертацията	86
Публикации свързани с ядрена хиралност	86
Публикации свързани със състояния със смесена протон-неутронна симетрия.....	88
Материали от конференции	91
Благодарности	92
Литература.....	93

Електромагнитните $M1$ преходи играят съществена роля в ядрено-структурната физика. Движението на нуклеоните в атомното ядро естествено води до орбитален и спинов магнетизъм. В рамките на слоестия модел [1,2] за ядро, състоящо се от Z протона (π) и N неутрона (ν), $M1$ операторът има вида:

$$\mathbf{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[g_{\pi}^l \mathbf{L}^{\pi} + g_{\pi}^s \mathbf{S}^{\pi} + g_{\nu}^l \mathbf{L}^{\nu} + g_{\nu}^s \mathbf{S}^{\nu} \right] = c_J \mathbf{J} + c_{IS} \mathbf{T}_{IS} + c_{IV} \mathbf{T}_{IV}$$

където $\mathbf{L}_{\rho}(\mathbf{S}_{\rho})$ е пълния орбитален (спинов) ъглов момент за $\rho = \{\pi \text{ or } \nu\}$, $g^{l(s)}$ е ефективния орбитален (спинов) g фактор, $\mu_N = e\hbar/2m_{\pi}c$ е ядрения магнетон и \mathbf{J} е пълния ъглов момент. Операторите $\mathbf{T}(M1)_{IS(IV)}$ представят изоскаларната и изовекторната част на $M1$ оператора и имат вида:

$$\mathbf{T}(M1)_{IV} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[\frac{g_{\pi}^l - g_{\nu}^l}{2} (\mathbf{L}_{\pi} - \mathbf{L}_{\nu}) + \frac{g_{\pi}^s - g_{\nu}^s}{2} (\mathbf{S}_{\pi} - \mathbf{S}_{\nu}) \right] \mu_N,$$

$$\mathbf{T}(M1)_{IS} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[\frac{g_{\pi}^l + g_{\nu}^l - 1}{2} (\mathbf{L}_{\pi} + \mathbf{L}_{\nu}) + \frac{g_{\pi}^s + g_{\nu}^s - 1}{2} (\mathbf{S}_{\pi} + \mathbf{S}_{\nu}) \right] \mu_N$$

Отчитайки, че пълният ъглов момент винаги е добро квантово число и g факторите на свободните нуклеони са съответно $g_{\pi}^l = 1$, $g_{\nu}^l = 0$, $g_{\pi}^s = 5.587$ и $g_{\nu}^s = -3.826$, то от горните изрази е очевидно, че силата на $M1$ преходите се определя от изовекторната част на $M1$ оператора. Ето защо редуцираните $B(M1)$ вероятности за преход (наричани още сили на преходите) са най-подходящия инструмент за изучаване на ядрено структурни ефекти, свързани с дву-флуидната, изовекторна природа на ядрената материя. Има много такива ефекти, които като цяло са свързани с магнитния диполен отклик на атомното ядро [3]. Тяхната енергетична скала варира от няколко до 20 MeV. На пример, противофазно движение на протоните спрямо неутроните се очаква около 2 – 3 MeV ($0\hbar\omega$) [3,4,5]; спинови GT гигантски резонанси се появяват около 7 – 10 MeV докато изовекторната част на гигантския квадруполен резонанс ($2\hbar\omega$) се очаква да се намира около 20 MeV [3]. При ниски енергии ($0\hbar\omega$), силни $M1$ преходи се генерират между състояния с изоспин $T_{<} = 0$ и $T_{>} = 1$ в нечетно-нечетни $N = Z$ ядра [6] и между състояния, изградени спин-орбитални партньори ($j_{>} = l + 1/2$ и $j_{<} = l - 1/2$) [2]. Настоящата работа е посветена на два ефекта, възникващи от взаимодействието на протон-

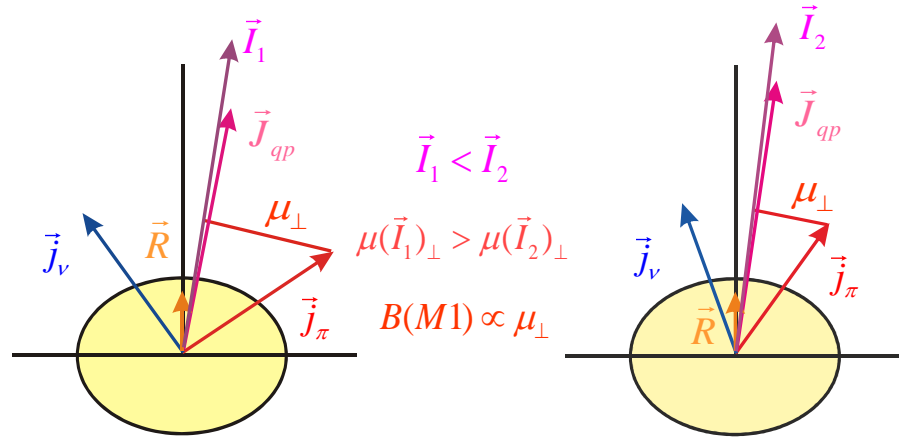
неутронните степени на свобода и ядрената колективност. Това са хиралността на ядрената ротация [7,8,9] и едно-фононните състояния със смесена протон-неутронна симетрия [10,11,12]. В последното десетилетие върху изследванията на тези два ефекта бяха концентрирани значителни теоретични и експериментални усилия. Генерирането на ъглов момент чрез последователно пренареждане на спиновете на протонни и неутронни конфигурации, изградени върху орбитали с високо j , за първи път е забелязано в регулярните $\Delta I = 1$ ивици от силни $M1$ преходи, които са известни като магнитни ротационни ивици [13]. Същият механизъм в триосеви ядра води до нарушаване на хиралната симетрия [7,8,9]. Едно-фононните състояния със смесена протон-неутронна симетрия (ССС) са пример за колективни възбуждания, при които част от валентните протони се движат противофазно на валентните неутрони. Ядрената хиралност и СССР са ядрени възбуждания, породени от изовекторно свързване на протонните и неутронни подсистеми [14], и следователно се изявяват чрез силни $M1$ преходи.

Настоящата работа ще докаже, че $M1$ преходите са основния инструмент за изучаване на ядрена хиралност и СССР. Експерименталната информация, получена в настоящата работа, подлага под силно съмнение нарушаването на хиралната симетрия и ясно показва, че за слабо колективни, вибрационни ядра едночастичната структура на вълновата функция може да бъде най-важния фактор за целостта на СССР. Някои от проведените експерименти изискваха разработването на нови експериментални методи, които също ще бъдат представени.

Ядрена хиралност

Много от особеностите на ядрената ротация могат лесно да бъдат разбрани като следствие от определени симетрии [9]. Сред тях, хиралната ротация на триосеви ядра и магнитната ротация на слабо деформирани ядра привличаха значителен интерес в последното десетилетие. Концепцията за магнитна ротация е представена в началото на 90 години [15] с цел да обясни експериментално наблюдаваните регулярни $\Delta I = 1$ ивици в някои слабо деформирани изотопи на оловото [16]. Днешното разбиране е, че този

ефект се поражда от нарушаване на симетрия [17]. Магнитната ротация може да се опише по следния опростен начин (виж Фигура 1): токове от малко на брой



Фигура 1: Опростено представяне на механизма за генериране на ъглов момент в магнитни диполни ивици, така наречения ножичен механизъм.

валентни частици и дупки в орбитали с високо j се ориентират взаимно перпендикулярно в слабо деформирано (почти сферично) ядро. В резултат на това техни ъглови моменти \vec{j}_π и \vec{j}_v се свързват до пълен ъглов момент \vec{I} , който е наклонен по отношение на главните оси на ядрото (не съвпада с коя да е от тях). Това свързване нарушава сигнатурната симетрия (върнете на ъгъл 180° около оста перпендикулярна на оста на симетрия) което води до появата на $\Delta I = 1$ ивици в лабораторна координатна система [17]. Пълният ъглов момент нараства чрез постепенно пренареждане на \vec{j}_π и \vec{j}_v по оста на въртене. Този процес е наречен ножичен механизъм. Магнитния момент на тази конфигурация има голяма напречна компонента, μ_\perp , което води до усилване на $M1$ силата на преходите в магнитните ивици. Именно тези усилени $M1$ преходи, чиято сила намалява с нарастването на пълния ъглов момент, представлява уникалния експериментален сигнал за идентифициране на магнитни диполни ивици. Магнитните ивици се описват от модела на принудено въртене около наклонена ос (ТАС) [15].

Хиралността е друга симетрия на ядрената ротация, която е тясно свързана с магнитната ротация. Спонтанно нарушаване на тази симетрия се получава когато ъгловите моменти на валентните протони, валентните неутрони и ядката са взаимно перпендикулярни. Такава ситуация може да се наблюдава когато нивото на Ферми за протони е

в долната част на валентен орбитал в високо j (частици), за неутрони е в горната част на валентен орбитал в високо j (дупки), а ядката е с изразена триосевост. Тогава ъгловите моменти на валентните частици се ориентират по дългата и къса ос на триосевата ядка, докато ъгловия момент от ротацията на ядката се ориентира по средната ос. Тези три, взаимно перпендикулярни ъглови момента разделят пространството във вътрешна координатна система на осем октанта (виж Фигура 2). Пълният



Фигура 2: Дясна и лява вътрешни системи в триосеви ядра.

Ъглов момент на системата \vec{I} , който е наклонен по отношение на коя да е от равнините определени от главните оси на ядрото, задава хиралност на системата като селектира един от октантите. В четири октанта ъгловите моменти на валентните частици и ядката образуват лява система, а в другите четири октанта дясна система. Тъй като хиралната и сигнатурната симетрии са нарушени във вътрешна координатна система, тяхното възстановяване в лабораторна координатна система води до появата на двойка от $\Delta I = 1$ ивици, които достигат до енергетично изразждане в определен спинов интервал. Отново, както в случая на магнитна ротация, магнитния момент на конфигурацията има голяма напречна компонента, μ_{\perp} , която води до усилване на $M1$ силата на преходите. Следователно, характеристиките на $M1$ преходите в хирални ивици могат да се използват за изучаване на ядрената хиралност. Нещо повече, поведението на $M1$ преходите като функция на пълния ъглов момент в силно повлияно от хиралната геометрия.

Хиралността на ядрената ротация е комбиниран ефект от динамиката (определя се от пълния ъглов момент) и геометрията (триосевост) на системата [17]. Нарушаването на хиралната симетрия може да се формализира чрез въвеждане на хирален оператор $TR_y(\pi)$, който представлява въртене на 180° около оста y в лабораторна система

и обръщане на времето \mathcal{T} [9]. Важността на оператора $\mathcal{TR}_y(\pi)$ за ядрената хиралност е ясно показана в [18]. В случай на нарушаване на хиралната симетрия имаме две решения във вътрешна координатна система, които се различават по своята хиралност в зависимост от ориентацията на ъгловия момент \vec{I} ; ляво решение $|\mathcal{L}\rangle$ за което пълния ъглов момент е ориентиран в една от левите вътрешни системи, и дясно решение $|\mathcal{R}\rangle$ (виж Фигура 2). Тъй като пълният ъглов момент е нечетен по отношение на обръщане на времето, то е хиралния оператор свързва тези две решения:

$$\begin{aligned}\mathcal{TR}_y(\pi)|\mathcal{L}\rangle &= |\mathcal{R}\rangle; \\ \mathcal{TR}_y(\pi)|\mathcal{R}\rangle &= |\mathcal{L}\rangle.\end{aligned}$$

Тъй като $(\mathcal{TR}_y(\pi))^2 = 1$, $|\mathcal{L}\rangle$ е единствената вълнова функция, която може да се генерира от $|\mathcal{R}\rangle$ с помощта на оператора $\mathcal{TR}_y(\pi)$, и обратно. От друга страна пълният хамилтониан е инвариантен по отношение на хиралния оператор $\mathcal{TR}_y(\pi)$, т.е. $[\mathcal{H}, \mathcal{TR}_y(\pi)] = 0$. Съществуването на специфична конфигурация във вътрешна система, която нарушава хиралната симетрия ($|\mathcal{R}\rangle$ и $|\mathcal{L}\rangle$ решенията), е пример за спонтанно нарушаване на симетрия [9], която се възстановява в лабораторна система чрез линейните комбинации:

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathcal{R}\rangle + |\mathcal{L}\rangle), & \mathcal{TR}_y(\pi)|+\rangle &= |+\rangle; \\ |-\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}}(|\mathcal{R}\rangle - |\mathcal{L}\rangle), & \mathcal{TR}_y(\pi)|-\rangle &= |-\rangle.\end{aligned}$$

Хамилтониана на системата може да се представи в базиса образуван от $|+\rangle$ и $|-\rangle$ решенията по следния начин:

$$\begin{aligned} H &= \begin{pmatrix} \varepsilon + \delta_1 & \delta_2 \\ \delta_2 & \varepsilon - \delta_1 \end{pmatrix}, & \varepsilon &= \langle \mathcal{R} | H | \mathcal{R} \rangle = \langle \mathcal{L} | H | \mathcal{L} \rangle, \\ & & \delta_1 &= \text{Re} \langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle, \\ & & \delta_2 &= \text{Im} \langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle.\end{aligned}$$

Собствените състояния на този хамилтониан представляват линейни комбинации на $|+\rangle$ и $|-\rangle$ вълновите функции, които в случай на силно нарушаване на симетрията (липса на тунелиране между $|+\rangle$ и $|-\rangle$ решенията, т.е. $\langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle = 0$) се свеждат до изродени $|+\rangle$ и $|-\rangle$ вълнови функции [17]. В общия случай, собствените стойности на системата могат да се изразят като:

$$\begin{aligned} E_1 &= \varepsilon - \Delta, \\ E_2 &= \varepsilon + \Delta, \end{aligned} \quad \Delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2} = \sqrt{\langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle \langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle^*}.$$

Случаят на слабо нарушаване на хиралната симетрия ($\langle \mathcal{R} | H | \mathcal{L} \rangle \neq 0$) се наблюдава като две отделни, неизродени $\Delta I = 1$ ивици [17]. Очевидно основната експериментална индикация за нарушаването на хиралната симетрия е дублирането на ротационните състояния за всяка стойност на ъгловия момент \vec{I} . За ядра, които не нарушават хиралната симетрия такова дублиране не се появява, поради което вълновата функция е инвариантна по отношение на $\mathcal{TR}_y(\pi)$ оператора:

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \mathcal{TR}_y(\pi)|\Psi\rangle, & |+\rangle &\sim |\Psi\rangle \\ & & |-\rangle &= 0 \end{aligned}.$$

Горните разглеждания демонстрират, че формирането на хирална геометрия е динамичен процес, зависещ от пълния ъглов момент. Близко до главата на ивиците ротацията на ядката отсъства или е слаба. Това ограничава пълния ъглов момент в равнината определена от дългата и къса оси защото ъгловите моменти на валентните нуклеони се привързват към тях (виж Фигура 1 и Фигура 2). Така пълният ъглов момент добива значима планарна компонента, която улеснява тунелирането между $|\mathcal{R}\rangle$ и $|\mathcal{L}\rangle$ решение. Енергетичната разлика между състоянията с еднакъв пълен ъглов момент е точно енергията на вибрациите между $|\mathcal{R}\rangle$ и $|\mathcal{L}\rangle$ решенията [17]. По същество, това е случаят на слабо нарушаване на хиралната симетрия. Трябва да се отбележи, че освен тази присъща ситуация на слабо нарушаване на хиралната симетрия има и други обстоятелства, които могат да предотвратят силно нарушаване на хиралната симетрия. Такива са липсата на γ твърдост в ядката (γ вибрации), отклонения на деформацията на ядката от максимална триосевост ($\gamma \neq 30^\circ$) и слабо изразен частичен (дупчест) характер на валентната конфигурация. Всички тези фактори водят до формирането на съществена планарна компонента в ъгловия момент, която предотвратява достигането на енергетично израждане.

С нарастване на ъгловия момент на ядката, нарушаването на хиралната симетрия се изменя от слабо към силно. Това е обусловено от изискването ядката да е изразено триосева. Идеалния случай на силно нарушаване на хиралната симетрия се получава при максимална триосевост ($\gamma = 30^\circ$) на ядката и поведение на ядрената материя близ-

ко до това на неротационна течност, при което инерционните момент спрямо вътрешните оси изпълняват съотношението $\mathcal{J}_i > \mathcal{J}_s = \mathcal{J}_t$. С увеличаване на ротацията на ядрата, ъгловият ѝ момент \vec{R} се ориентира по средната ос. Така, при достатъчно висок ъглов момент, пълният ъглов момент се измества далеч от равните, определени от главните оси на ядрото. Това, по същество, представлява силно нарушаване на хиралната симетрия. Динамиката на процеса е описана в детайли в [7]. Тук само демонстрирахме основния експериментален индикатор за нарушаване на хиралната симетрия – две $\Delta I = 1$ ивици, които са добре енергетично разделени в близост до главите; с нарастване на пълният ъглов момент, нивата от тези две ивици, които имат еднакъв спин, се доближават и достигат до енергетично израждане в даден високо-спинов интервал. Такива ивици са наблюдавани за първи път в ^{134}Pr [19], където енергетичната разлика между тях намалява от ~ 160 keV в началото на ивиците до израждане в интервала $15 - 16 \hbar$. Друг, дори по-добър пример е наблюдаван в ядрото ^{104}Rh [20], където разделянето на ивиците намалява от 388 keV при спин 10 keV до 2 keV при спин $17 \hbar$.

Нарушаването на хиралната симетрия може да се опише в рамките на два ядрени модела – тримерния модел на принудено въртене около наклонена ос (3D TAC) [17] и (Квази-)частица-ротатор модела (PRM) [7]. TAC модела е микроскопичен, полукласически модел на средно поле. Моделът е самосъгласуван по отношение на параметрите на деформация (ϵ, γ) и ъглите описващи ориентацията на пълния ъглов момент (ϑ, φ). Всяко решение на този модел за което $\vartheta \neq 0^\circ$ и 90° , и $\varphi \neq 0^\circ$ и 90° е хирално. Недостатъците на модела се свързани с факта, че изчисленията се извършват във вътрешна координатна система, което не позволява директно сравняване с експериментални данни. Друг един проблем е, че TAC модела в настоящата си реализация не включва тунелиране между решенията с различна хиралност.

Частича-плюс-ротатор моделът (PRM) е феноменологичен модел, който описва ядрото като система от валентни нуклеони привързани към деформирана ядка [2]. Той е формулиран в лабораторна координатна система и в него ъгловия момент се третира напълно квантово механично. Хиралността на ядрената ротация е въведена за първи път в рамките на този модел като е показано, че в рамките на приближение на принудено въртене PRM е еквивалентен на TAC [7]. В PRM поведението на валентните час-

тици (дупки) се описват чрез орбитали с високо j в полето на квадруполно-деформирана, триосева ядка [18]. Колективната ротация на твърдо деформираната триосева ядката се описва с модела на Davydov [21]. Доколкото средната ос се явява ефективна ос на симетрия (в приближение на неротационна течност инерционните моменти изпълняват $\mathcal{J}_1 = 4\mathcal{J}_2 = 4\mathcal{J}_3$), то тя се избира като ос на квантуване [22,23,24]. Пълния хамилтониан се диагонализира в базиса $|\vec{j}_\pi \otimes \vec{j}_\nu\rangle \otimes |\vec{R}\rangle$ и в случая на максимална триосевост генерира двойка ивици, съответстващи на решенията на 3D TAC модела [7,22,18] в лабораторна координатна система.

Теоретичните изследвания в рамките на TAC и PRM и натрупаната експериментална информация [22,23,25,26,27,28] до провеждането на настоящето изследване бяха довели до следните експериментални критерии за идентифициране на нарушаването на хиралната симетрия в атомните ядра:

- 1) Нарушаването на хиралната симетрия се проявява като двойка $\Delta I = 1$ ивици, чиито състояния с еднакъв спин се приближават едно към друго с нарастване на ъгловия момент докато достигнат енергетично израждане;
- 2) Поради перпендикулярното свързване на ъгловите моменти, формиращи хиралната геометрия, кориолисовото взаимодействие между валентните частици ($\vec{R} \cdot \vec{j}_{\pi(\nu)}$ в рамките на PRM модела) изчезва. В резултат на това, величината
$$S(I) = \frac{E(I) - E(I-1)}{2I}$$
, свързана с енергетични разлики между отделните сигнатури в аксиално симетричния случай, е независима от пълния ъглов момент, т.е. има константно поведение като функция на пълния ъглов момент.
- 3) Хиралната геометрия налага стриктни правила на отбор за електромагнитни преходи в и между хиралните партньори – абсолютните сили за $M1$ и $E2$ преходи в хиралните партньори са сравними; силата на $E2$ преходите се изменя гладко, докато силата за $M1$ преходите има ясно изразено зигзагообразно поведение като функция на пълния ъглов момент.

В най-голяма степен тези три критерия се реализират в ядрото ^{104}Rh [20]. Във всички останали случаи се наблюдават систематични отклонения от тях. Основно се наблюда-

ват отклонения от първия критерий – с изключение на случаите на ^{134}Pr [19] и ^{104}Rh [20], енергетично израждане не се достига. Това е обяснено като дължащо се на така наречените хирални вибрации [29]. Не е изяснено обаче кога и защо се появяват хиралните вибрации и кога трябва да се очаква статична хиралност. До голяма степен тези въпроси са свързани с особеностите на ядките на хиралните ротори. В частност, не е ясно дали тези ядки сами по себе си са твърдо триосево деформирани или достигат до определена степен на твърдост при взаимодействието си с валентните частици. Тези въпроси могат да се обединят в един главен въпрос – какви са специфичните условия за нарушаване на хиралната симетрия и къде в картата на атомните ядра те се реализират. Нещо повече, третия критерий беше само индиректно наблюдаван през отношенията на редуцираните вероятности за преход. Като цяло, във времето когато настоящето изследване започна, интерпретацията на наблюдаваните двойки ивици както дължащи се на нарушаване на хиралната симетрия беше приета като най-вероятна, но съществуваше общо разбиране, че за еднозначното ѝ доказване е необходима повече експериментална информация. Целите на настоящето изследване могат да се формулират по следния начин:

- да се изясни дали хирална ротация продължава да съществува за ядра в близост до $N = 82$ слоя, което би показало как хиралната геометрия зависи от степента на квадруполна деформация;
- да се изследва баланса между частица-(деформирана) ядка и частица-дупка взаимодействията, които заедно с триосевата форма на ядката определят съществуването и стабилността на хиралната геометрия;
- да се изследва експериментално възможността за съвместно съществуване на планарни и апланарни решения в слабо деформирани ядра;
- да се намерят повече случай на хирални ивици в масовата област $A \approx 100$ и да се изследват особености на ядките на тези хирални ротори;
- да се намери експериментален подход за директно тестване на хиралните правилата на отбор за $M1$ преходи в масовата област $A \approx 100$;

Решенията на тези проблеми би трябвало да доведат до еднозначен отговор на главния въпрос *”Може ли наблюдаването на хирални ивици да се приеме като всеобщ и еднозначен критерий за нарушаване на хиралната симетрия в атомното ядро?”*.

Граници на ядрената хиралност в масовата област $A \approx 130$

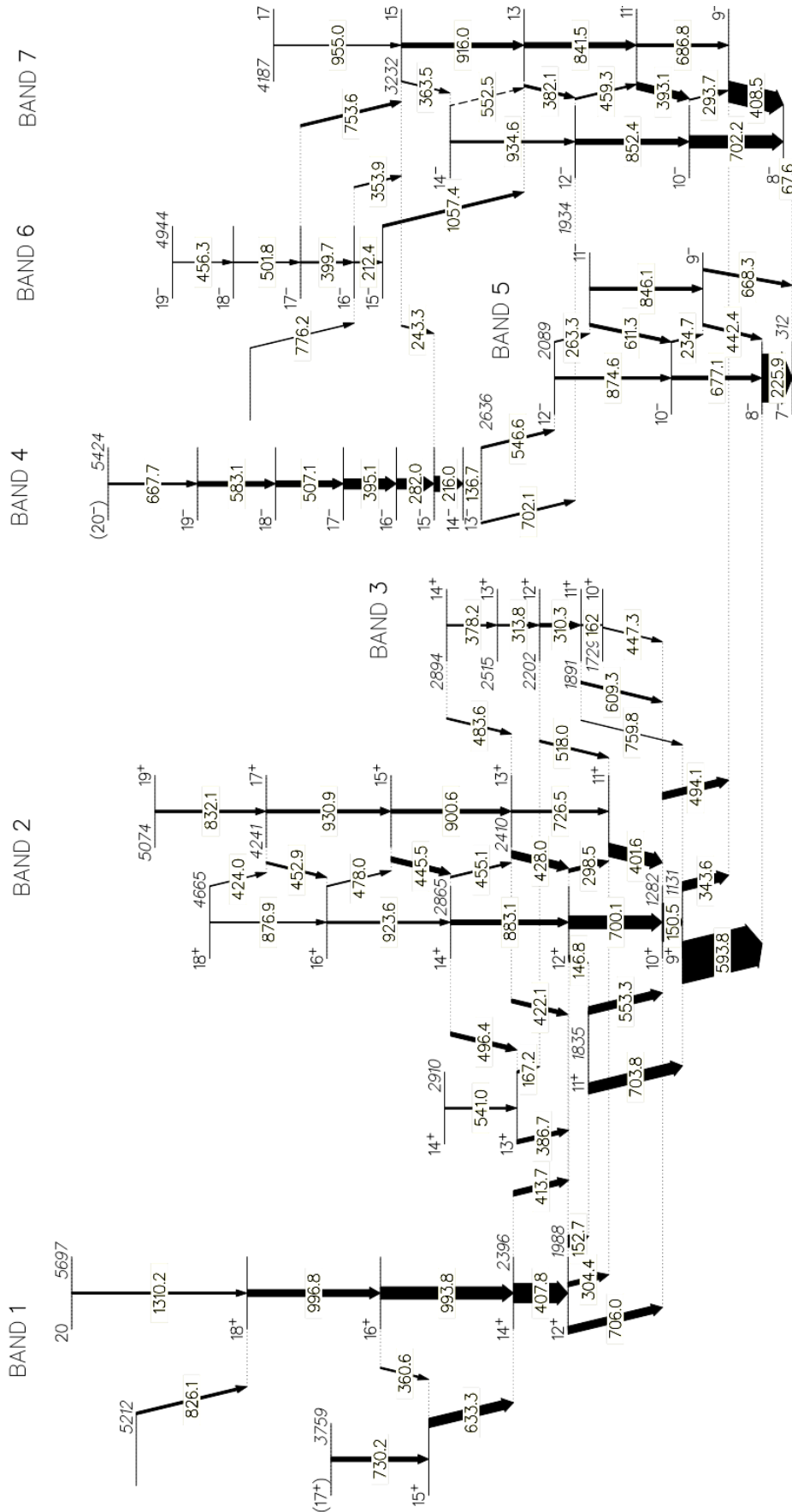
Ядрата от изотонната верига $N = 77$ позволяват атакуването на три от по-горе формулираните въпроси. Хирални ивици са предложени в няколко $N = 73$ [25] и $N = 75$ [19,27,28] изотона, разкривайки малък остров на хиралност около ядрото ^{134}Pr . Всички тези ивици са изградени върху $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация. Енергетично израждане е наблюдавано само в ^{134}Pr . Хиралните партньори в другите хирални ивици са разделени от няколко стотици keV. Тази енергетична разлика е разбрана като дължаща се на така наречените хирални вибрации [29,23,18]. Въпреки експерименталните усилия за изследване на хиралността в масовата област $A \approx 130$ все още не е изяснено дали този ефект се запазва в близост до $N \approx 82$. Този въпрос е директно свързан с природата на взаимодействието, което води до перпендикулярно свързване на ъгловите моменти на валентните частици. Поради привличащия характер на взаимодействието между добре деформираната ядката и валентните частици, перпендикулярното свързване на валентните частици минимизира пълната енергия, когато единия тип валентни нуклеони са частици, а другия дупки. С намаляване на деформацията намалява и взаимодействието между валентните частици и ядката, така че е трудно да се очаква формирането на хирална геометрия. От друга страна протон-неутронното взаимодействие между валентните частици и дупки е отблъскващо, което обуславя перпендикулярно свързване на техните ъглови моменти [13]. В този случай, ако слабо деформираната ядка е триосева, хиралната симетрия все още може да бъде нарушена. Трябва да се отчете обаче, че с приближаване към $N \approx 82$, ядрените форми стават ”меки“ по отношение на деформацията. Това позволява възбуждания, базирани на различни деформации или други ротационни модове, да станат конкурентни, като не всички от тях непременно ще запазват хиралната геометрия. Балансът между взаимодействията частица-(деформирана) ядка и частица-дупка заедно с триосевата форма на ядката определят съществуването и стабилността на хиралната геометрия. Ядрата от изотонната верига с $N = 77$ могат да позволят изучаването на този въпрос. Хиралните ивици в $^{134}\text{La}_{77}$ [26] почти достигат до енергетично израждане при спин 14^+ , но страничната ивица не е добре развита. Koike *et al.* са наблюдавали две неираст структури с положителна четност в ^{132}Cs [22], но

фактът, че не са добре развити не позволява включването им в систематиката на хирални ивици изградени върху $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурацията.

ТАС моделът предсказва няколко области от картата на изотопите, където може да се очаква появата на магнитни ротационни ивици [9,15]. Тези предсказания съвпадат с експериментално наблюдаваните магнитни ивици [30]. Сред тези области е също и областта около $50 < Z < 64$ и $76 < N < 82$. В тази област протоните имат характер на частици и запълват последователно $d_{5/2}$ и $g_{7/2}$ орбиталите и интродуцират орбитала с високо j $h_{11/2}$, докато неутроните са с дупчест характер в неутронния орбитал с високо j $h_{11/2}$. До момента няколко $\Delta I = 1$ ивици са установени около границата на тази област. Има обаче малка подобласт около $50 < Z < 57$ и $76 < N < 82$, където магнитни ротационни ивици все още не са наблюдавани. В известна степен това се дължи на факта, че ядрата с $50 < Z < 57$ и $76 < N < 82$ са трудно достъпни в реакции на сливане с изпарение, индуцирани от тежки йони.

Cs и La изотопи с $N = 77$ са разположени в сечението на острова на хиралност с областта, в която се очаква появата на магнитни диполни ивици [9,15]. Ако наистина хирални ивици съществуват в тази област, то може да се очаква, че перпендикулярното свързване на ъгловите моменти на валентните частици е предизвикано от протон-неутронното взаимодействие между тях. Подобно ефективно взаимодействие е отговорно и за ножичния механизъм [13], отговорен за формирането на магнитни диполни ивици. В това отношение ядрото ^{132}Cs е интересен случай, при който може да се очаква съвместно съществуване на хирални и магнитни диполни ивици. Подобна ситуация би потвърдила общия произход на тези два ефекта. Настоящото изследване представя нова, детайлна експериментална информация, която потвърждава горната хипотеза.

Възбудените състояния в ^{132}Cs бяха заселени в реакцията $^{124}\text{Sn}(^{13}\text{C}, 4n1p)$ при енергия на снопа 75 MeV. Беше използвана мишена от ^{124}Sn , обогатен до 99.96% с дебелина $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Снопът от ^{13}C беше получен от електростатичния ускорител VIVITRON в IReS, Страсбург. Излъчваните от разпада на възбудените ядрени състояния γ лъчи бяха регистрирани в режим на съвпадения с многодетекторната система EUROBALL IV [31]. Излъчваните при реакцията заредени частици бяха регистрирани с многодетекторната система EUCLIDES, състояща се от 40 ΔE - E телескопа [32]



Фигура 3: Схема на нивата на ^{132}Cs , получена в настоящия експеримент. Енергиите на γ преходите и нивата са дадени в keV. Дебелината на стрелките е пропорционална на интензивността на γ преходите. От публикация [D2].

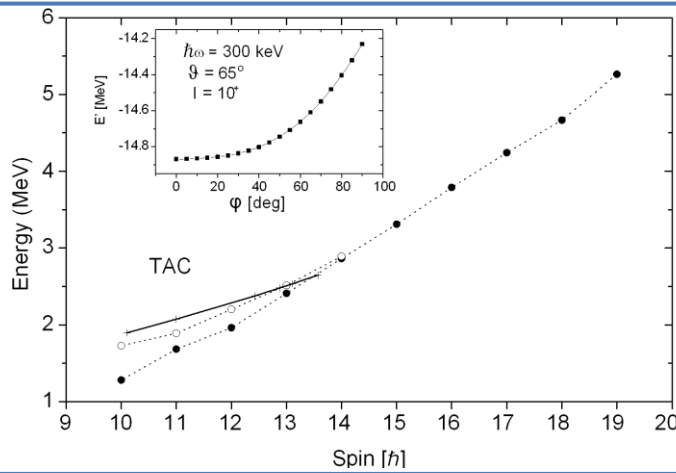
Събитие беше регистрирано при сработването на поне четири Ge детектора и поне 12 BGO елемента от калориметъра на EUROBALL IV [31]. За времето на експеримента бяха регистрирани 2×10^9 събития със средна γ множественост 3.8. От тях около 1% бяха съпроводени и с регистрация на протон в EUCLIDES. Детайли за анализа на данните, водещ до построяване схемата на разпад и определяне мултиполностите и линейните поляризации на излъчваните γ лъчи, както и подробни таблици с получените експериментални резултати са представени в дисертацията и оригиналните публикации [D1,D2]. Получената схема на нивата в ^{132}Cs е представена на Фигура 3.

От наблюдаваните структури в ^{132}Cs три представляват особен интерес за настоящето изследване. Това са ивици 2, 3 и 4 (виж Фигура 3). Главата на ивица 2 е с $I^\pi = 9^+$ и е изградена върху $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация [33,34]. В настоящата работа тази ивица е изтеглена значително, до спин 19^+ . Втората $\Delta I = 1$ ивица (ивица 3 на Фигура 3) е изградена на ниво с енергия 1729 keV. Измерените ъглово-корелационни отношения и стойностите за линейната поляризация на преходите свързващи ивици 2 и 3 еднозначно определят спин-четност 10^+ за главата на ивица 2. Следователно ивици 2 и 3 са с положителна четност и са свързани с $\Delta I = 1, M1/E2$ преходи. Това еднозначно показва, че ивица 3 е построена на същата конфигурация с уникална четност като ивица 2 – поради правилата за отбор за $M1$ и $E2$ оператори [25,18] единствената възможна конфигурация за ивица 3 е $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$.

Ивица 5 е наблюдавана за първи път в [34]. В настоящата работа тази ивица беше изтеглена до спин 20 и част от разпада ѝ до по-ниско лежащи структури беше ясно фиксиран. Измерената линейна поляризация на 547-keV прехода показва, че това е магнитен преход, потвърждавайки отрицателната четност на ивица 5 (виж Фигура 3). Експерименталната информация за преходите от ивица 5 показва, че това са интензивни $M1/E2$ преходи, като в същото време не се наблюдават изтеглени $E2$ пресичащи преходи.

Ивица 3 е построена върху 10^+ състоянието, което е 447 keV над 10^+ състоянието от $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ ивицата (ивица 2). С нарастване на ъгловия момент състоянията от тези ивици се приближават едно към друго както е показано на Фигура 4. Енергетичната разлика за състояния със спин 14 е само 29 keV. Това поведение изключва възмож-

ността ивица 3 да се интерпретира като нефаборизирана сигнатура на $\pi h_{11/2}$ орбитала



Фигура 4: Експериментални енергии на нивата във ивица 2 (запълнени символи) и ивица 3 (незапълнени символи) в ^{132}Cs (виж Фигура 3) като функция на спина. Резултатите за 3D TAC енергиите за хиралното решение за $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ без вдвояване са дадени с непрекъснатата линия. Вметнатата фигура представя зависимостта ъгъла на наклона φ при включено вдвояване. От публикацията [D1].

или като γ вибрация. Нито един от тези сценарии не може да обясни намаляването на енергетичната разлика между ивици 2 и 3. Нещо повече, енергиите на γ вибрациите в тази масова област са от порядъка на 600 keV [35], а пък моделите на принудено въртене [36,37] показват, че енергетичната разлика между фаворизираната и нефаборизираната сигнатура за $\pi h_{11/2}$ е повече от 1 MeV за ротационни честоти по-големи от 100 keV/ \hbar и нараства с ъгловия момент. Поведението показано на Фигура 4 изглежда като преход от слабо нарушена хирална симетрия при нисък спин към силно нарушена такава при висок спин. За да проверим тази хипотеза проведохме два типа 3D TAC пресмятания [17].

Пресмятанията с включено вдвояване не показват съществуването на стабилно хирално решение; пълната енергия във вътрешна координатна система има добре дефиниран минимум за ъгъла $\vartheta \approx 65^\circ - 70^\circ$, но зависимостта от ъгъла φ за ъгли около 30° е слаба (виж вметнатата фигура на Фигура 4). Това е индикация за хирални вибрации с големи амплитуди. Настоящата версия на 3D TAC не позволява отчитането на подобни модове.

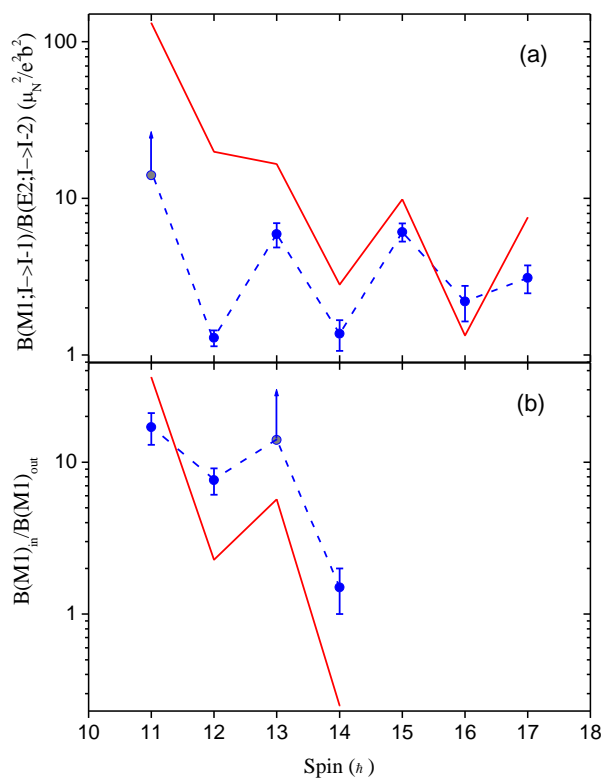
Изчисленията без вдвояване обаче възпроизвеждат хирална ивица както е показано в Таблица 1 и Фигура 4. Апланарното решение (и двата ъгъла ϑ и φ са различни от 0° и 90° , (виж Таблица 1)) за конфигурацията $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ беше намерено за малък спинов интервал (виж Фигура 4). Пресмятанията предсказват необходимата триосевост ($\gamma = 36^\circ$), но при относително слаба квадруполна деформация ($\epsilon_2 = 0.16$), което прави хи-

ралната геометрия неустойчива. Това обяснява и факта, че наблюдаваната хирална ивица е къса.

Таблица 1: Резултати от 3D ТАС пресмятанията без свдождане за $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация в ^{132}Cs . Използваните деформационни параметри са $\varepsilon_2 = 0.161$, $\varepsilon_4 = 0.003$, и $\gamma = 36^\circ$. Те са определени самосъгласувано при $\hbar\omega = 185$ keV. От публикация [D1].

$\hbar\omega$ (keV)	ϑ (deg)	φ (deg)	I (\hbar)	$B(M1)/B(E2)$ $(\mu_N/eb)^2$
185	55	10.3	10.09	195.1
200	60	29.2	11.02	32.0
225	65	40.6	12.43	11.7
235	65	42.7	12.88	10.9
240	65	43.7	13.11	10.5
250	65	45.5	13.57	9.9

Експерименталните отношения на редуцираните вероятности за преход $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ за ивица 2 са представени на Фигура 5. те са подобни на отношенията, наблюдавани в други хирални ивици във веригата на ^{55}Cs изотопи и също



Фигура 5: (а) Експериментални $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ отношения за ивица 2 в ^{132}Cs сравнени с предсказанията на модела частица-ротатор (плътна червена линия). (б) Експериментални $B(M1; I \rightarrow I-1)_{in}/B(M1; I \rightarrow I-1)_{out}$ отношения за ивица 2 в ^{132}Cs сравнени с предсказанията на модела частица-ротатор (плътна червена линия). От публикация [D2].

проявяват очакваното зигзагообразно поведение [22]. При това зигзагообразното поведение на $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ в ивица 2 е във фаза със зигзагообразното поведение на $B(M1; I \rightarrow I-1)_{in}/B(M1; I \rightarrow I-1)_{out}$ отношенията за ивица 3 (виж Фигура 5 (b)), което е допълнителен аргумент за съществуване на хирална геометрия [22].

ТАС и частица-ротор модела (СРСМ) са взаимно допълващи се модели. Детайлно описание на СРСМ може да се намери в [23]. В настоящето изследване деформационните параметри, определени в 3D ТАС модела са използвани като входни параметри за СРСМ. Предишни приложения на СРСМ включваха само кавдупол-квадруполно взаимодействие между валентните частици [23,29,22]. В случая на ^{132}Cs се оказва, че поради малката квадруполна деформация това не е достатъчно за описание на наблюдаваните хирални ивици. Ето защо въведохме в СРСМ повърхностно делта взаимодействие между валентните частици [38]:

$$V_{\pi\nu} = V_l \delta(\vec{r}_\pi - \vec{r}_\nu) + V_s \delta(\vec{r}_\pi - \vec{r}_\nu) [\vec{\sigma}(\pi) \cdot \vec{\sigma}(\nu)]$$

където индексите π и ν означават съответно протони и неутрони. За да се възпроизведе гладкото поведение на енергетичните нива като функция на спина стойностите на V_l и V_s бяха намалени до 60% от тези предложени в [38]. Матричните елементи на оператора $V_{\pi\nu}$ в базиса на СРСМ [23] имат вида:

$$\begin{aligned} \langle \psi' | V_{\pi\nu} | \psi \rangle = & \delta_{II'} \delta_{KK'} \delta_{RR'} \delta_{rr'} \delta_{LL'} \frac{1}{8\pi} \frac{1}{2L+1} \sqrt{2j_\pi+1} \sqrt{2j_\nu+1} \sqrt{2j_{\pi'}+1} \sqrt{2j_{\nu'}+1} \\ & \times (-1)^{[(l_\pi+l_\nu)-(l_{\pi'}+l_{\nu'})]/2} (-1)^{j_\pi-j_{\pi'}} [(V_l+V_s)(-1)^{j_\nu-j_{\nu'}} \langle j_\pi s_\pi j_\nu s_\nu | L1 \rangle \\ & \times \langle j_{\pi'} s_{\pi'} j_{\nu'} s_{\nu'} | L1 \rangle \frac{1}{2} (1 + (-1)^{l_\pi+l_{\pi'}+l_\nu+l_{\nu'}}) + (V_l-V_s)(1+2(-1)^{l_{\pi'}+l_{\nu'}+L}) \\ & \times \langle j_\pi s_\pi j_\nu (-s_\nu) | L0 \rangle \langle j_{\pi'} s_{\pi'} j_{\nu'} (-s_{\nu'}) | L0 \rangle \frac{1}{2} ((-1)^{l_\pi+l_{\pi'}} + (-1)^{l_\nu+l_{\nu'}})] \end{aligned}$$

Използваните означения са обяснени в детайли в [23]. СРСМ резултатите показват, че енергетичната разлика между главната и странична ивици е около 500 keV при спин 10^+ и намалява до 90 keV за спин 13^+ , което е в съгласие с експеримента.

Резултатите за $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ отношенията в главната ивица и $B(M1; I \rightarrow I-1)_{in}/B(E2; I \rightarrow I-2)_{out}$ отношенията за страничната ивица са представени на Фигура 5. Експерименталните стойности и наблюдаваното зигзагообразно поведение добре се възпроизвеждат от модела. Дори факта, че зигзагообразните поведения на двете отношения са във фаза, е възпроизведен. Това характерно поведение е директно

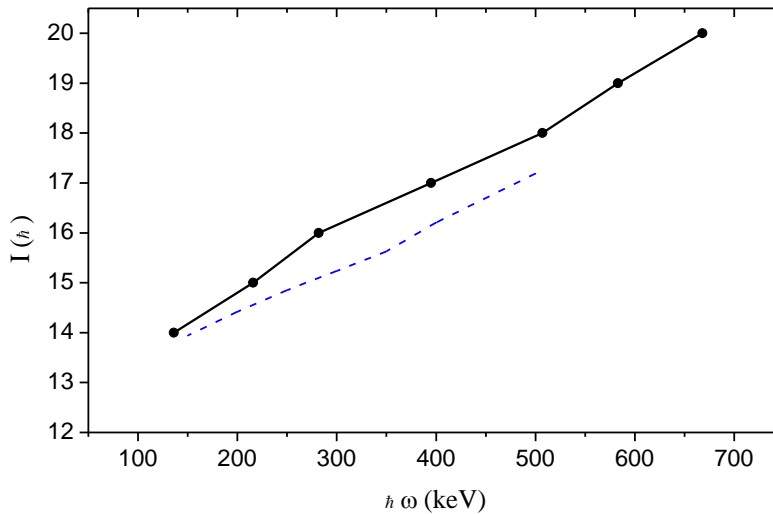
следствие от ограниченията върху вълновите функции, наложени от хиралната геометрия, което подкрепя предложената хирална интерпретация за ивици 2 и 3. СРСМ резултатите за ^{132}Cs показват важността на протон-неутронното взаимодействие между валентните частици за формиране на хирална геометрия. Добро съгласие между експерименталните резултати и теоретичните пресмятания беше постигнато чрез включването в СРСМ на взаимодействие, което е по-реалистично от квадрупол-квадруполното взаимодействие. В този конкретен случай използвахме повърхностно делта взаимодействие, но също така е интересно коя част от него е директно отговорна за образуването на хирална геометрия.

Ивица 5 е гладка ивица (виж Фигура 3), която се състои от силни $M1$ преходи. Ивицата е изградена върху състоянието с енергия 2636 keV и спин-четност 13^- , което е приблизително 1.5 MeV над най-високо енергетичните дву-квазичастични възбуждания. Това предполага, че ивица 5 е изградена на четири-квазичастична конфигурация. За да разберем структурата на тази ивица проведохме 3D ТАС пресмятания с хибрирната версия на модела [8] и следните параметри за потенциала на сдвояване $\Delta_v = 0.84$ MeV за неутрони и $\Delta_\pi = 0.82$ MeV за протони, които отговаря на около 80% от експерименталната четно-нечетна масова разлика.

Таблица 2: Резултати от ТАС пресмятанията за $\pi h_{11/2} \otimes \nu [d_{5/2} h_{11/2}]$ в ^{132}Cs . Използваните равновесни деформационни параметри са $\varepsilon_2 = 0.105$, $\varepsilon_4 = -0.01$ и $\gamma = 34^\circ$. Те са получени като самосагласувани стойности за $\hbar\omega = 150$ keV. За всички ротационни честоти равновесния ъгъл на наклона φ е 0° . От публикация [D2].

$\hbar\omega$ (keV)	ϑ (deg)	$B(M1, \Delta I = 1)(\mu_N^2)$	$B(E2, \Delta I = 2)(e^2 b^2)$
150	33.6	3.634	0.007
200	34.8	3.274	0.005
250	35.7	2.956	0.004
300	36.5	2.675	0.004
350	37.2	2.433	0.003
400	37.9	2.228	0.003
500	40.3	2.003	0.002

Пресмятанията показват, че най-нисколежащата четири-квазичастична конфигурация е $\pi h_{11/2} \otimes \nu [d_{5/2} h_{11/2}^2]$ при равновесна деформация $\varepsilon_2 \approx 0.11$ и $\gamma \approx 34^\circ$. Резултатите от пресмятанията са представени в Таблица 2. Конфигурацията $\pi h_{11/2} \otimes \nu [d_{5/2} h_{11/2}^2]$ беше проследена до ротационна честота $\hbar\omega = 500$ keV, където наблюдава пресичане с друга конфигурация. Резултатите от ТАС модела за зависимостта на ъгловия момент



Фигура 6: Сравнение на експерименталната зависимост на пълния ъглов момент като функция на ротационна честота (пълна линия, запълнени символи) с резултата от ТАС пресмятанията (пунктирната линия). От публикация [D2].

от ротационната честота са представени на Фигура 6. Изчислената крива възпроизвежда добре експерименталното поведение, въпреки че лежи около една спинова единица по-ниско. Тази разлика се дължи на слабо подценяване на инерционния момент поради липсата на квадруполно вдвояване в ТАС модела. От друга страна доброто описание на поведението на ъгловия момент като функция на ротационната честота ясно отразява гладкостта на ивицата ($I \propto \hbar\omega$). ТАС пресмятанията предсказват доста големи стойности за $B(M1)$ вероятностите за преход (виж Таблица 2) и доста ниски $B(E2)$, което обяснява липсата на $E2$ преходи в ивицата. Пълният ъглов момент се генерира най-вече чрез ножичен механизъм. Ъгъла на наклона \mathcal{J} (виж Таблица 2) е съществено различен от 0° и 90° , показвайки че пълният ъглов момент не съвпада с никоя от главните оси на ядрото, но т.к. другия ъгъл φ е 0° то пълният ъглов момент се намира в равнината дефинирана от късата и дълга ос.

В заключение, ивица, която може да се интерпретира като хирален партньор на ивицата изградена върху $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация, беше наблюдавана в ^{132}Cs , показвайки че хиралната симетрия остава нарушена в $N = 77$ изотонната верига. Това е пока-

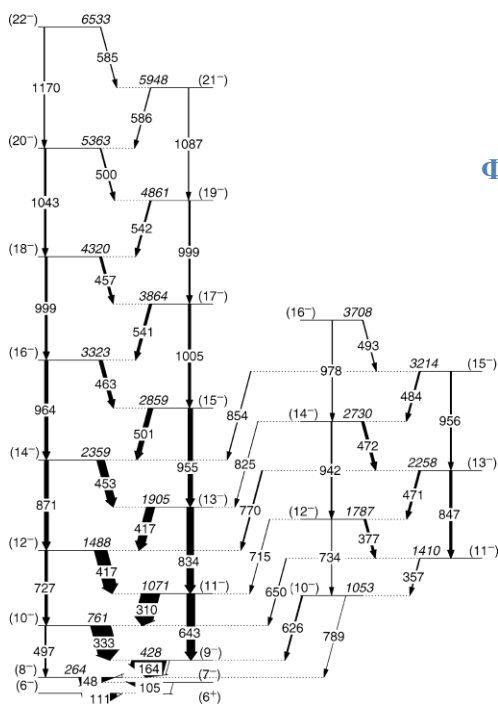
зателно за важната роля на частично-дупчестото взаимодействие във формирането на хиралната геометрия. За разлика от по-леките ^{55}Cs изотопи $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурацията не е ираст в ^{132}Cs , страничната хирална ивица не е добре развита и се появяват други положително четни структури. Това отразява факта, че поради слабата деформация хиралната геометрия е нестабилна и се конкурира с други ниско лежащи, колективни структури с положителна четност. Тази интерпретация се базира на резултати от 3D ТАС и е силно подкрепена от експерименталните данни. СРСМ пресмятанията поддържат горното заключение, показвайки че в слабо деформирани триосеви ядра хирална геометрия може да се постигне благодарение на остатъчното протон-неутронно взаимодействие между валентните частици, което може да доведе до перпендикулярно свързване на техните ъглови моменти. Същото това взаимодействие е отговорно за ножичния механизъм, който води до появата на магнитни диполни ивици. И наистина, в ^{132}Cs наблюдавахме гладка $\Delta I = 1$ ивица, изградена върху $\pi h_{11/2} \otimes \nu [d_{5/2} h_{11/2}^2]$ слабо деформирана конфигурация, която може да бъде разбрана като магнитна диполна ивица. Това наблюдение ясно разкрива връзката между двойките хирални ивици и магнитните диполни ивици. Доколкото ни е известно, това е първия случай, в които е наблюдавано съвместно съществуване на хирални и магнитни ивици. Като цяло, особеностите на възбудените структури в ^{132}Cs ни позволяват да заключим, че $N = 77$ изотопите формират границата на острова на хиралност в $A \approx 130$ областта, когато броя неутрони приближава към $N = 82$. Наскоро това заключение беше директно потвърдено при изучаване на ядрото ^{134}Cs [39].

Ядрена хиралност в масовата област $A \approx 100$

Хиралността на ядрената ротация е общ ядрен ефект, който се поражда от спонтанно нарушение на хиралната симетрия и не е ограничен до специфична конфигурация, или с други думи, до определена масова област. Това твърдение беше експериментално доказано чрез наблюдаване на хирални ивици в нечетно-нечетното ядро ^{104}Rh [20]. Нещо повече, характеристиките на хиралните ивици в ^{104}Rh предполагат, че ядрата в масовата област $A \approx 100$ формират по-голям и по-добър (по отношение на експерименталните критерии за хиралност) остров [20]. От друга страна, в ядрената физика, наблюдаването на ефект в едно единствено ядро никога не е достатъчно. Винаги

е необходимо да се изследват проявленията на ефекта в съседни ядра за да се види зависимостта от другите ядрени характеристики. В случая на ядрена хиралност подобно изследване би могло да разкрие и механизмите водещи до формиране на хирална геометрия. Въпреки, че подобни обширни изследвания приличат на колекциониране на пощенски марки, те са необходими защото осигуряват увереност в интерпретацията на наблюдаваните структури и водят до по-пълно разбиране на изследвания ефект.

В масовата област $A \sim 130$ ^{134}Pr е единственото ядро за което се наблюдава достигане до енергетично израждане. От друга страна, съседите на ^{134}Pr удовлетворяват до голяма степен другите два критерия за хиралност – константността на $S(I)$ параметъра и зигзагообразното поведение на $B(M1)/B(E2)$. По времето, когато настоящето изследване беше иницирано, все още не беше ясно, кои от експерименталните критерии ще са по-устойчиви в масовата област 100. С цел да дадем отговор на този въпрос изследвахме ядрото ^{106}Rh . Всъщност това беше втория експеримент на европейската много-детекторна система EUROBALL, посветен на ядрена хиралност след успешния експеримент за ^{132}Cs [D1,D2]. Подобно на ^{132}Cs , изследването на възбудените състояния в ^{106}Rh представляваше експериментално предизвикателство, защото то може да се засели само в слаби канали в реакции на сливане с изпарение. Ниско лежащите ираст



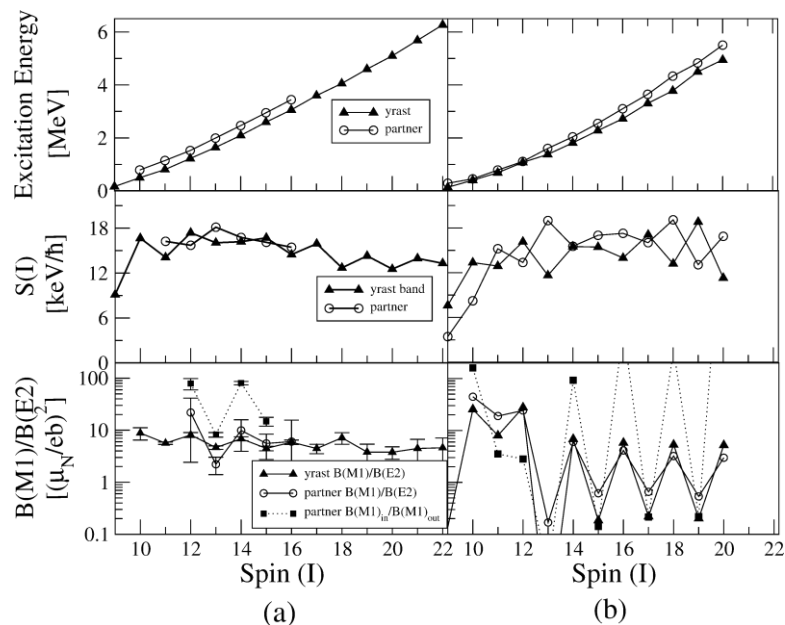
Фигура 7: Частична схема на нивата в ^{106}Rh . От публикация [D3].

структури в това ядро са били идентифицирани са първи път в реакции на сливане с последващо делене [40,41], където силно свързана структура, базирана на $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация е била идентифицирана до състояние със спин-четност (16^-). В настоящето изследване използвахме реакцията $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C}, p2n)$ при енергия на снопа 51 MeV. Мишената представляваше сандвич от две ^{96}Zr мишени (изотопно обогатени до 86%), всяка с дебелина $590 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Сечението за $p2n$ канала на реакция беше оценено на 2–4 mb. Системата за регистрация на γ -кванти EUROBALL-IV [31] беше използвана заедно с системата за регистрация на заредени частици DIAMANT [42], което позволи да се изберат тези γ -кванти, които са в съвпадение с един протон, регистриран в DIAMANT. Детайли за анализа, на данните, водещ до построяване схемата на разпад и определяне мултиполностите и линейните поляризации на излъчваните γ лъчи, както и подробни таблици с получените експериментални резултати са представени в дисертацията и оригиналната публикация [D3]. Получената схема на нивата в ^{106}Rh е показана на Фигура 7.

В настоящата работа, ираст ивицата с отрицателна четност беше изтеглена до състояние със спин-четност (22^-). Беше наблюдавана и втора силно свързана ивица до спин (16^-). Измерените DCO отношенията и линейни поляризации показват, че тази ивица е изградена от $M1$, и че се разпада до ираст ивицата с $\Delta I = 1 M1/E2$ преходи с неголеми отношения на мултиполно смесване. Това показва, че новооткрытата ивица е изградена върху същата конфигурация както ираст ивицата, а именно $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация, което ги прави кандидати за хирални ивици в ^{106}Rh .

Критериите за хиралност в двете ивици на ^{106}Rh са представени на Фигура 8 (а). И за двете ивици експерименталните $S(I)$ имат константно поведение като функции на спина. Отношенията $B(M1)/B(E2)$ в двете ивици и $B(M1)_{\text{in}}/B(M1)_{\text{out}}$ между страничната и ираст ивицата имат ясно изразено зигзагообразно поведение. Третият критерий, а именно, достигане енергетично израждане в даден спинов интервал, обаче не се реализира за тези две ивици. За разлика от случая на ^{104}Rh , където хиралните ивици достигат до енергетично израждане при спин 17^- [20], в ^{106}Rh те остават отдалечени една от друга на около $\sim 300 \text{ keV}$ в целия спинов интервал, в който са наблюдавани. Доколкото се очаква ^{104}Rh да е по-слабо триосев ($\gamma \neq -30^\circ$) от ^{106}Rh , липсата на енергетично из-

раждане е индикация показва, че то не е директно свързано със степента на триосевост. Константната разлика между ивиците в ^{106}Rh показва наличието на хирални вибрации, които са свързани със степента на твърдост на триосевия потенциал.



Фигура 8: Енергии на възбуждане (горе), $S(I) = [E(I) - E(I - 1)]/2I$ (в средата) и $B(M1)/B(E2)$ за ираст и странична ивица, както и $B(M1)_{in}/B(M1)_{out}$ за страничната ивица (долу), като функции на спина. (a) експериментални данни, (b) резултати от частица-ротатор модела. От публикация [D3].

Хиралната интерпретация на двойката ивици с отрицателна четност в ^{106}Rh се потвърждава и от направените пресмятания с частица-ротатор модела. Резултатите от тези пресмятания са представени на Фигура 8 (b). Детайли за пресмятанията могат да бъдат намерени в дисертацията или в оригиналната публикация [D3].

Резултатите за ^{106}Rh подкрепят съществуването на нова област на хиралност при $Z \sim 45, A \sim 105$. Освен това, тези резултати в комбинация с резултатите за от масовата област 130, предполагат че достигането на енергетично израждане между хиралните партньори не е често срещано. От друга страна, $B(M1)/B(E2)$ отношенията и $S(I)$ функцията в ^{106}Rh са сходни на тези наблюдавани в ^{104}Rh . Това предполага, че тези две характеристики на хиралните ивици са значително по-стабилни по отношение на флуктуации в хиралната геометрия.

Като всеобщ ефект, ядрената хиралност не е ограничена само до нечетно-нечетни ядра. Три взаимно перпендикулярни вектора могат да се образуват и в триквизачастични конфигурации в нечетни ядра. Подобните валентни нуклеони могат да имат ъглов момент едновременно перпендикулярен на този на нечетния нуклеон и на

триосевата ядка. Това е възможно да се случи за два типа конфигурации. В първия случай валентните частици са в орбитали с високо j (тип А), докато във втория, нуклеон в орбитал с ниско j се свързва към хирална конфигурация в съседно нечетно-нечетно ядро (тип В).

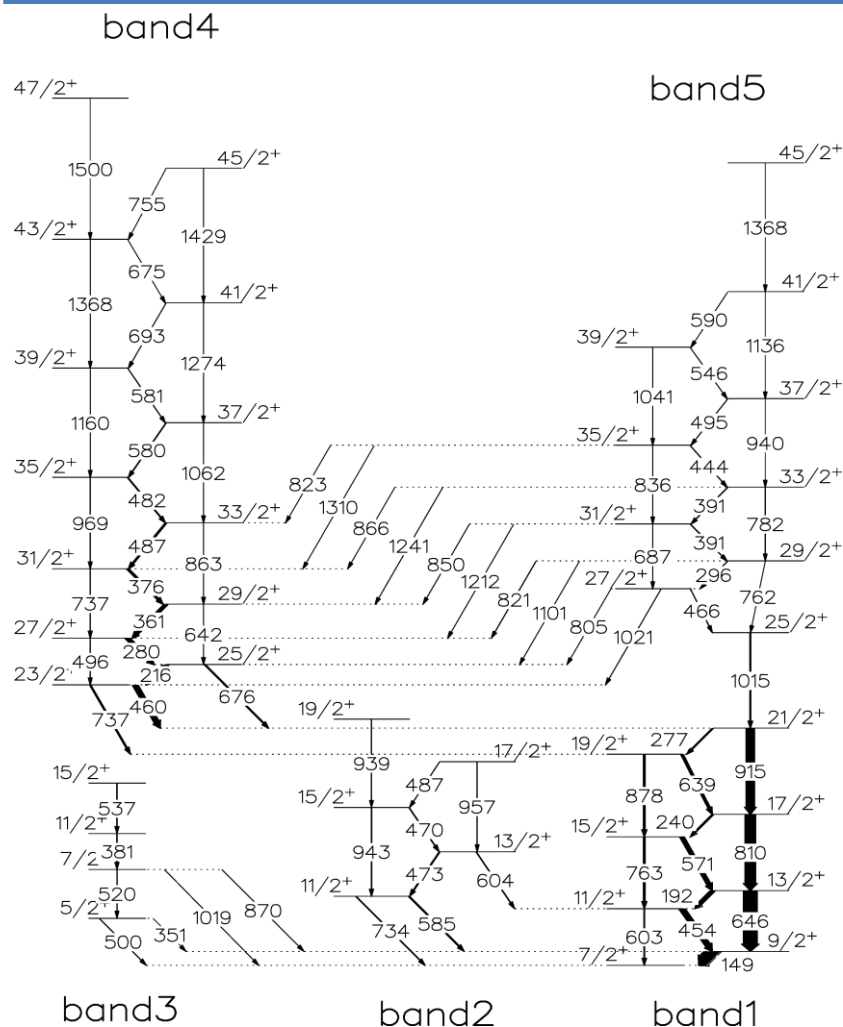
Кандидати за хирални ивици построени на мулти-квазичастични конфигурации са предлагани в масовата област $A \approx 130$ [43], но първия ясен случай от тип А е наблюдаван в ядрото ^{135}Nd [44]. Alcántara-Núñez *et al.* [45] предлагат хирални ивици в ^{105}Rh изградени на $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2} (g_{7/2} d_{5/2})$ конфигурация. Тази конфигурация представлява $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$ конфигурацията, отговорна за съществуването на хирални ивици в нечетно-нечетния съсед ^{104}Rh [20], свързана към квазинеутрон в орбитала с нормална четност и ниско j ($g_{7/2} d_{5/2}$), който се явява като наблюдател (тип В). Доказването на хиралност от тип В е изключително трудно, защото преминаването на нуклеона наблюдател в следващ в орбитала с нормална четност и ниско j изисква минимална енергия, а подобна конфигурация би имала доста сходни характеристики с началната. Проблемите с еднозначно идентифициране на хирални конфигурации тип В ще бъдат демонстрирани по-късно в случая на ^{105}Ag . В настоящето изследване ще покажем, че хиралните ивици в ^{105}Rh са изградени на конфигурация тип А.

Високо спиновите състояния в ^{105}Rh бяха заселени в същия експеримент, в който беше изследвано ядрото ^{106}Rh [D3], но в различен канал на реакцията $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C}, p3n)$. Анализа на данните е аналогичен. Частична схема на нивата е представен на Фигура 9. Детайли по конструирането на схемата на нивата и фиксирането на спиновете и четностите на състоянията са дадени в дисертацията и оригиналната публикация [D4].

Получените експериментални резултати и проведените пресмятания с модела частица-ротор потвърждават предишните интерпретации на ивици 1 и 2 [45,46] като изградени съответно върху $\pi g_{9/2}$ конфигурация и γ вибрация свързана към $\pi g_{9/2}$ конфигурация. Пресмятанията са направени предполагайки триосева ядка със следните параметри $\beta = 0.243$ и $\gamma = 26.5^\circ$, която се върти около средната ос.

Ивици 4 и 5 са $\Delta I = 1$ структури, чиито характеристики са сходни с тези на хиралните ивици в нечетно-нечетното ядро ^{104}Rh . Те са с положителна четност, а енерге-

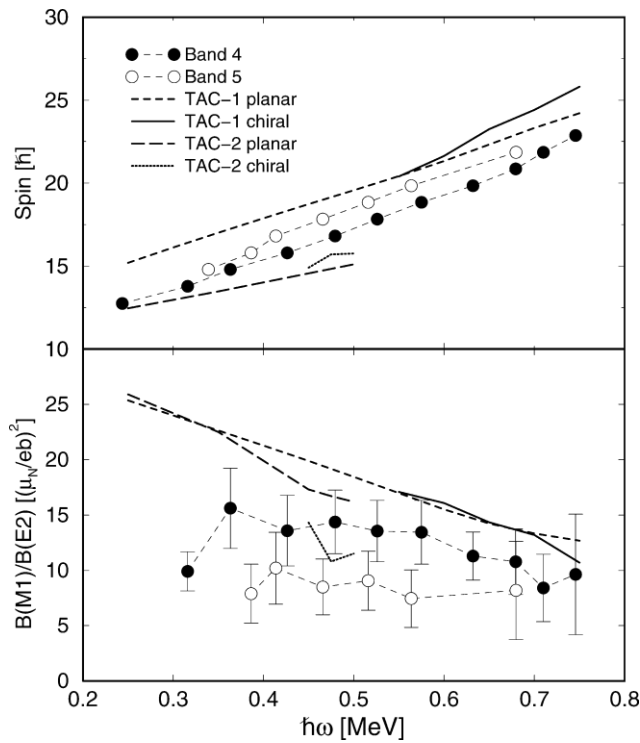
тичната разлика между тях намалява от ~ 400 до ~ 50 keV (виж Фигура 10).



Фигура 9: Частична схема на нивата в ^{105}Rh . От публикация [D4].

Техните $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$ отношения са близки, като разликите между тях също изчезват при висок спин (виж Фигура 10). Двете ивици са свързани със силни $M1/E2$ и $E2$ преходи. Това предполага, че те имат една и съща конфигурация, $\pi g_{9/2} \nu (h_{11/2})^2$, което ги прави добри кандидати за хирални ивици. Всички други възможни интерпретации за характера на ивици 4 и 5 са разгледани детайлно и отхвърлени в дисертацията и оригиналната публикация [D4]. Хиралната интерпретация за ивици 4 и 5 е потвърдена и от проведените пресмятания с ТАС модела, част от които са представени на Фигура 10. Хиралните решения на ТАС модела описват добре поведението на пълния ъглов момент като функция на ротационната честота и поведението на сумира-

ните отношения $(B(M1, 4 \rightarrow 4) + B(M1, 4 \rightarrow 5))/(B(E2, 4 \rightarrow 4) + B(E2, 4 \rightarrow 5))$ и $(B(M1, 5 \rightarrow 5) + B(M1, 5 \rightarrow 4))/(B(E2, 5 \rightarrow 5) + B(E2, 5 \rightarrow 4))$ (виж Фигура 10).



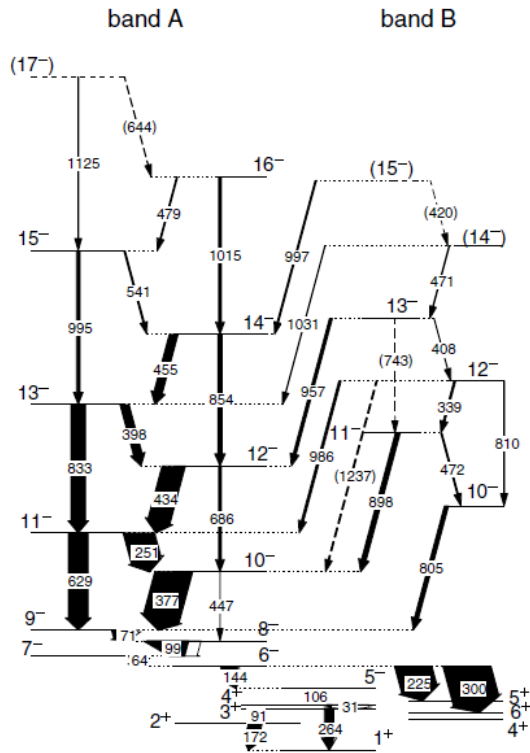
Фигура 10: Експериментални и теоретични зависимости на пълния спин (горе) и сумираните $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$ отношения като функции на ротационната честота. TAC-1 и TAC-2 съответстват на пресмятания без и с неутронно сдвояване. От публикация [D4].

Идентифицирането на хирални ивици в ^{105}Rh силно подкрепя идеята, че ядрената хиралност е с геометричен произход и в този смисъл не е ограничена само до нечетно-нечетни ядра. Подобно на ^{104}Rh , където са наблюдавани най-добрите хирални ивици в нечетно-нечетно ядро, то може да се твърди, че хиралните ивици в ^{105}Rh са най-добри случай в нечетни ядра.

В търсенето на примери за хирални ивици в масовата област $A \approx 100$ изследвахме и нечетно-нечетното ядрото ^{100}Tc . То беше заселено в реакцията $^{96}\text{Zr}(^7\text{Li}, 3n)$ при енергия на снопа 27 MeV. Сноп от ускорени ^7Li йони беше получен на тандем ускорителя в Щатски университет на Ню Йорк, Стони Брук. γ лъчите от продуктите на реакцията бяха регистрирани с шест комтъново подтиснати HPGe детектора и 14-елементен BGO калориметър. Събития бяха записвани при сработването на най-малко два HPGe детектора и най-малко два елемента от BGO калориметъра. Използваната мишена се състоеше от 1.2 mg/cm^2 ^{96}Zr , изпарен върху оловна подложка с дебелина 20 mg/cm^2 . Детайли

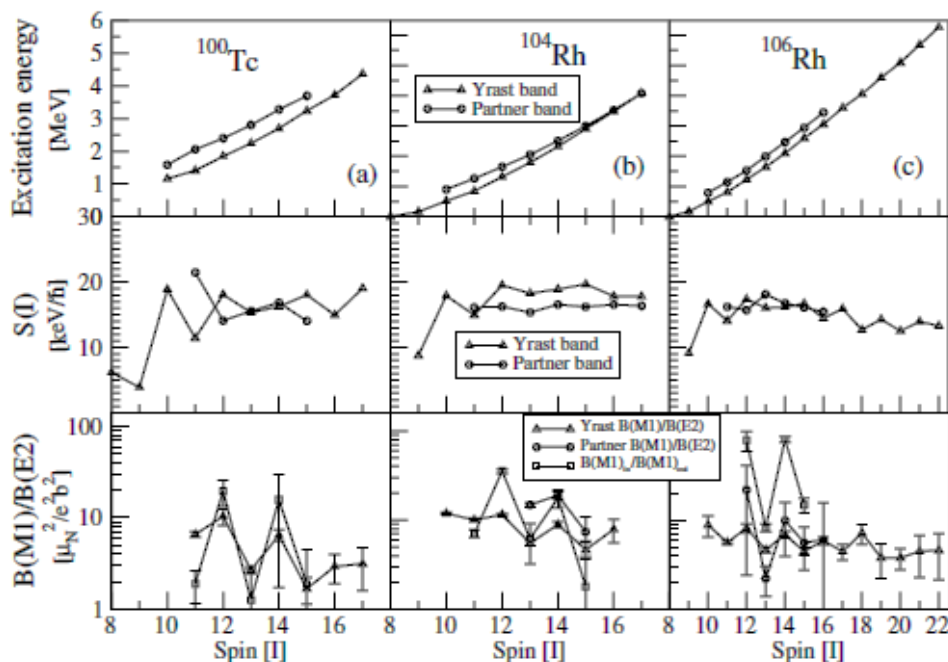
за анализа на данните и получените резултати са дадени в дисертацията и оригиналната публикация [D5]. Получената схема на нивата е представена на Фигура 11.

На Фигура 11 се наблюдават две ивици от $\Delta I = 1$ магнитни преходи с отрицателна четност, които са свързани помежду си с $M1/E2$ и $E2$ преходи. Тези две ивици са много



Фигура 11: Частична схема на нивата в ^{100}Tc , показваща наблюдаваните хирални ивици. От публикация [D5].

сходни на хиралните ивици наблюдавани в съседните нечетно-нечетни ядра ^{104}Rh [20] и ^{106}Rh [D3] (виж Фигура 12). В предишни изследвания е показано, че ивица А е изградена на конфигурацията $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$, а свързващите ивиците $M1/E2$ и $E2$ преходи показват, че ивица В има същата конфигурация. От представените на Фигура 12 критерии за хиралност се вижда, че ивиците ^{100}Tc не удовлетворяват единствено постигането на енергетично израждане – енергетичната разлика между тях е постоянно около ~ 550 keV в спиновия интервал $10 - 14\hbar$. В този смисъл ^{100}Tc е по-близък до ^{106}Rh [D3]. Липсата на енергетично израждане между хиралните ивици в тези две ядра може да се обясни като дължащо се хирални вибрации. Хиралните ивици в ^{100}Tc още веднъж демонстрират по-голямата устойчивост на $S(I)$ и зигзагообразното поведение на $B(M1)/B(E2)$ и $B(M1)_{in}/B(M1)_{out}$ като критерии за хиралност.



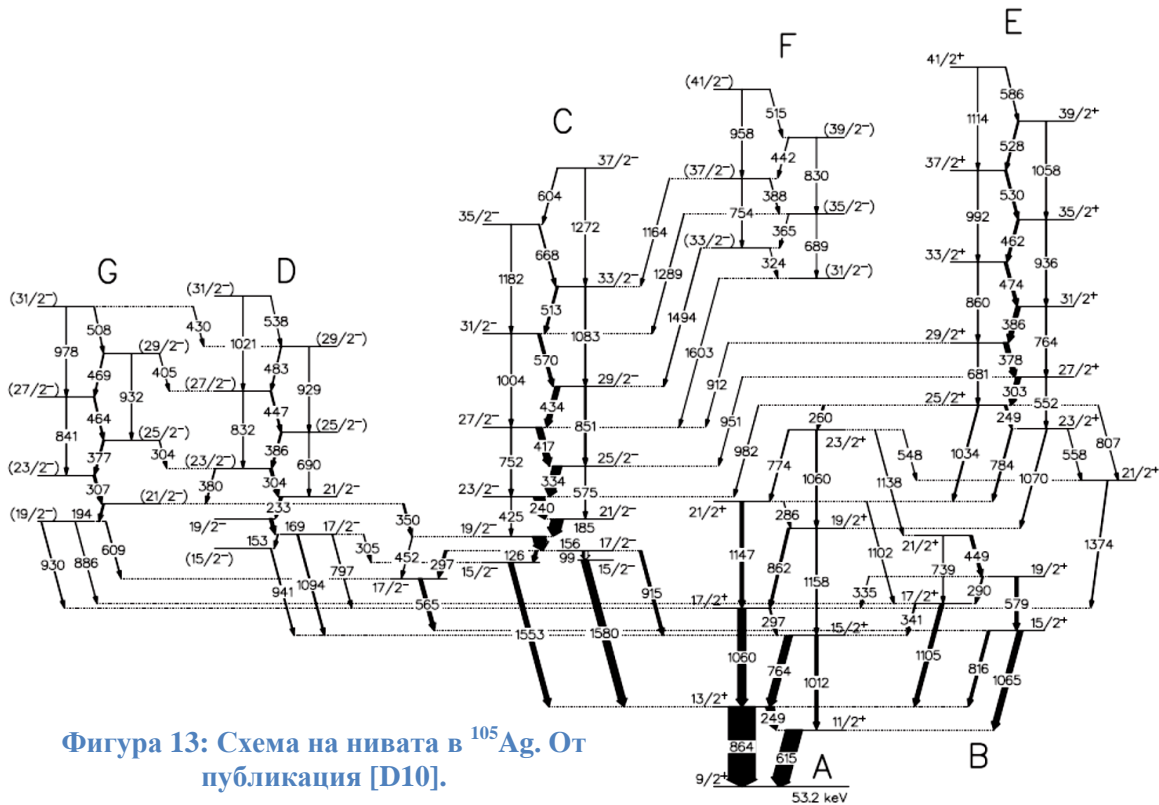
Фигура 12: Трите критерия за хиралност – енергия на състоянията в ивиците (първи ред), $S(I)$ (втори ред) и $B(M1)/B(E2)$ в ивиците и $B(M1)_{in}/B(M1)_{out}$ между тях (трети ред) за хиралните ивици в ^{100}Tc (a), ^{104}Rh (b) и ^{106}Rh (c). От публикация [D5].

В Rh/Ag/Tc ядрата хиралните ротори са изградени върху $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$ конфигурацията в нечетно-нечетни ядра и върху $\pi g_{9/2} \nu (h_{11/2})^2$ конфигурацията в нечетни ядра. Jerrestam *et al.* [47] са наблюдавали интензивни странични ивици към тези конфигурации в ^{106}Ag и ^{107}Ag . Това подсказва наличието на хирални линии в изотопите на среброто. В настоящето изследване ще използваме случая на ^{105}Ag за да демонстрираме трудностите при доказване на хирален характер за три квазичастични ивици, в които участва орбитал с ниско j . В случая на ^{105}Ag това е свързано с изследване на възможността за съществуване на хирални ивици изградени върху $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2} (g_{7/2}, d_{5/2})$.

Jerrestam *et al.* [47] са изследвали ядрото ^{105}Ag , но не са наблюдавали странична на ивицата изградена върху $\pi g_{9/2} \nu (h_{11/2})^2$. Настоящото изследване изучава висоспиновите състояния на ^{105}Ag , но с по-висока чувствителност от тази на експериментите в [47]. Основната ни цел беше да проверим дали страничната ивица не е наблюдавана поради относително слабото и заселване или просто не съществува.

Високо-спиновите състояния в ^{105}Ag бяха заселени в реакцията $^{100}\text{Mo}(^{10}\text{B}, 5n)$ при енергии на снопа 58 и 64 MeV. Ускорения сноп беше осигурен от линейния ускорител

в Щатски университет на Ню Йорк, Стони Брук. Експеримента и анализа на данните са аналогични на тези за ^{100}Tc и детайли за тях и за получените експериментални резултати могат да се открият в дисертацията и в оригиналната публикация [D10]. Схема на нивата в ^{105}Ag е представен на Фигура 13.

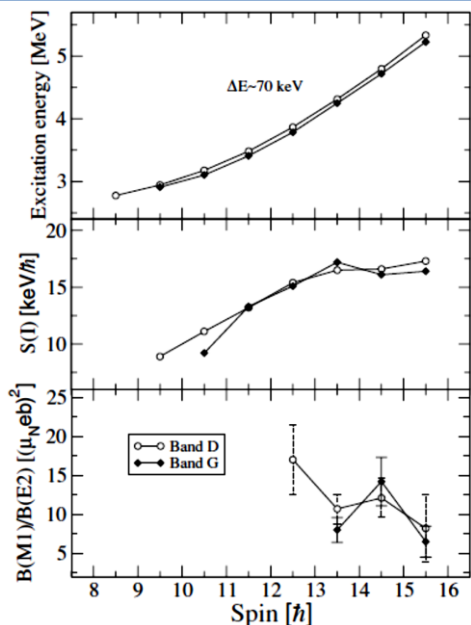


Фигура 13: Схема на нивата в ^{105}Ag . От публикация [D10].

Главната цел на изследването беше да се намери странична на ивицата изградена на $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ (E на Фигура 13). Чувствителността на експеримента е достатъчна за да се наблюдава такава ивица при положение, че е заселена на ниво 0.1 от заселването на ивица E. Такава ивица обаче не беше наблюдавана, което ни позволи да заключим, че в ^{105}Ag $\pi g_{9/2} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ не води до образуването на хирални ивици. Това показва, че най-вероятно формата на ^{105}Ag за тази конфигурация е аксиално симетрична.

В ^{105}Ag ивици D и G имат характеристики на хирални ивици. Хиралните критерии за тези две ивици са представени на Фигура 14. Отново, единствено критерия за достигане на енергетично израждане не е изпълнен. Нещо повече, ТАС пресмятания предсказват триосева форма за ивица C, която е изградена на същата конфигурация като ивици D и G. Тези факти позволяват да се интерпретират ивици D и G като хи-

рални, но от друга страна не позволяват ясно разграничаване на хиралната интерпретация от интерпретацията третираща ивици D и G като резултат от различно смесване на $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}(g_{7/2})$ и $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}(d_{5/2})$ конфигурациите.



Фигура 14: Енергии на възбуждане, $S(I)$ и $B(M1)/B(E2)$ отношения за ивици D и G в ^{105}Ag . От публикация [D10].

В заключение, като резултат от интензивните изследвания в масовата област $A \approx 100$ беше намерен нов остров на хиралност [D8]. Той е центриран на ^{104}Rh , което си остава единственото ядро удовлетворяващо всички критерии за хиралност, дефинирани в [22,20]. Подобна е ситуацията в масовата област $A \approx 130$, където острова на хиралност е центриран на ^{134}Pr . И в двете области има случаи, при които характеристиките на наблюдаваните ивици са доста близки до критериите за хиралност, но като цяло тези критерии не се изпълняват точно [D9]; енергетично израждане не се достига, а информацията за относителните сили на преходи между и в хиралните ивици е ограничена и често неубедителна. Това показва, че или критериите за хиралност са свързани с друга, по-висока симетрия [48], която се реализира рядко, или са силно смутени поради особености на ядката, която може да е γ мека или не достатъчно триосева ($0^\circ < \gamma \neq 30^\circ$). За да се изясни този въпрос очевидно е необходимо да се изследват особеностите на ядките на хиралните ротори. Също така е ясно, че ненадеждността на критериите за хиралност изисква пряк тест на хиралните правила за обор при електромагнитни преходи.

Накрая, искаме да отбележим, че търсенето на хирални ивици в цялата карата на изотопите е текуща задача. Такива ивици бяха предложени и в масовата област $A \approx 190$ [49,50], а неотдавна в областта $A \approx 80$ (виж [51] и [D15]). Обаче, подобно на масовите области $A \approx 100$ и $A \approx 130$, във всички тези случаи се наблюдават ясни отклонения от експерименталните критерии за хиралност.

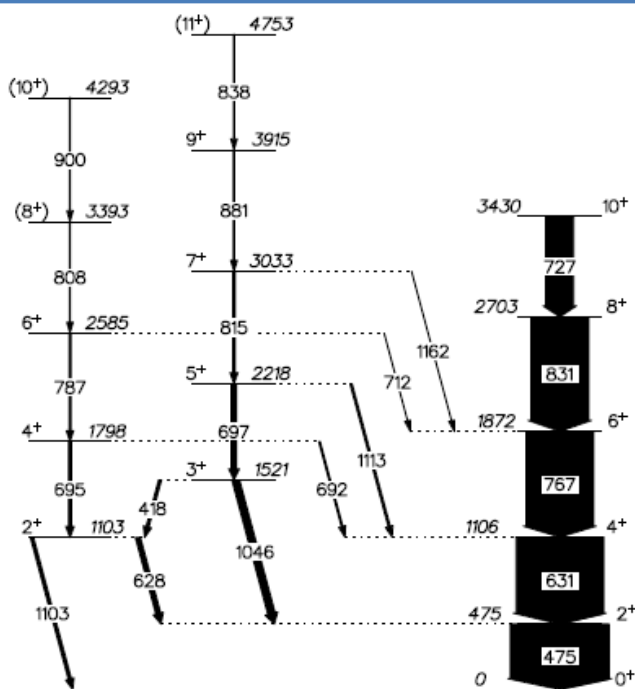
Ядки на хиралните ротори и тяхното влияние за формиране на хирална геометрия

Един от въпросите, свързан с условията за нарушаване на хиралната симетрия, е какъв е произхода на твърдата триосевост в нечетно-нечетни ядра. Най-простото предположение е, че твърдата триосевост е свойство на ядката. Обаче, четно-четните ядра в масовите области $A \approx 130$ и 100 , които могат да се разглеждат като ядки на нечетно-нечетните хирални ротори, имат спектри, типични за γ -меки ядра [52]. Друга възможност е взаимодействието между валентните частици меката ядка в четно-нечетни и нечетно-нечетни ядра да стабилизира ядката до необходимата триосева деформация. В този сценарий наличието на протонни и неутронни конфигурации, имащи различен поляризационен ефект [53], може да обясни твърдата триосевост.

Наблюдаването на хирални ивици в ^{104}Rh [20] и ^{106}Rh [D3] мотивира изучаването на триосевостта на съседните четно-четни ядра ^{102}Ru и ^{106}Pd . Известните структури в тези ядра показват, че техните основни състояния са доста γ меки. Ето защо е интересно да се провери мекостта им при средни по големина ъглови моменти $I = 6 - 12 \hbar$, защото в този спинов интервал се наблюдава нарушаване на хиралната симетрия в нечетно-нечетното ядро ^{104}Rh [20]. Един възможен подход към проблема е да се изследва структурата на γ ивицата в тези ядра в спиновия интервал на интерес. Последователността на нивата в γ е чувствителна към типа триосевост: при твърд триосев ротор се генерира спектър със следното групиране на състоянията $(2^+_{2}, 3^+_{1}), (4^+_{2}, 5^+_{1}), \dots$ [21], докато при наличието на γ мекота води до следното групиране $2^+_{2}, (3^+_{1}, 4^+_{2}), (5^+_{1}, 6^+_{2}), \dots$ [53], при това състоянията в скоби са енергетично изродени в случай на пълна γ независимост. Информацията за структурата γ ивиците в масовата област $A \approx 100$ за

спиновия интервал на интерес е бедна. Основната цел на настоящето изследване е обогатяване на тази информация за ядрото ^{102}Ru в спиновия интервал, съответстващ на интервала, в които се наблюдават хирални ивици в нечетно-нечетни ядра.

Възбудените състояния на ^{102}Ru бяха заселени в реакцията $^{96}\text{Zr}(^{10}\text{B},3n1p)$ при енергия на снопа 42 MeV. Мишената се състоеше от две фолии от изотопно обогатен ^{96}Zr , всяко с дебелина $520 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Снопа беше произведен от укорителната система ATLAS в националната лаборатория Аргон, САЩ. γ лъчите от разпада на възбудените състояния на ^{102}Ru бяха регистрирани в многодетекторната система Gammasphere [54]. Детайли за експеримента и анализа на данните могат да се намерят в дисертация



Фигура 15: Частична схема на нивата в ^{102}Ru , показваща разпада на квази γ ивицата. От публикация [D6].

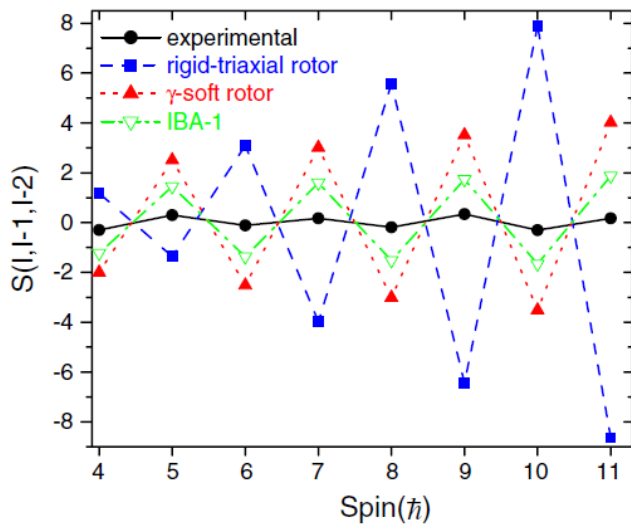
та и в оригиналната публикация [D6]. Благодарение на разрешителната сила на Gammasphere схемата на ^{102}Ru беше разширена значително. В частност, наблюдавахме структурата, изградена върху второто 2^+ състояния – квази γ ивицата. Частична схема на разпад, показваща наблюдаваната квази γ ивицата е дадена на Фигура 15.

Съществуването на ниско лежащи структури, построени на второто 2^+ състояния е обща черта за Pd и Ru изотопи в масовата област $A \approx 100$ [55]. Те са изградени върху неаксиални вибрации и обикновено се наричат квази γ ивици за да се различат от γ ивиците с $K = 2$ в аксиално симетрични деформирани ядра. Последователността на

нивата в тези ивици е чувствителна към типа триосевост, като тази чувствителност може да се оцени количествено чрез величината [56]

$$S(I, I-1, I-2) = \frac{E(I) + E(I-2) - 2E(I-1)}{E(2_1^+)},$$

която има константна стойност от $1/3$ за последователност от нива с $I(I+1)$ спинова зависимост [55]. Показано е [57], че $S(I, I-1, I-2)$ за четни спинове ясно



Фигура 16: Експериментално наблюдавано поведение на S в квази γ ивицата в ^{102}Ru (запълнени символи, плътна линия), сравнено с резултатите от модела на твърд триосев ротор (запълнени квадрати, прекъсната линия), модела на γ -мек ротор (запълнени триъгълници, точкова линия) и IBA-1 модела (незапълнени обратни триъгълници). От публикация [D6].

се разграничава между γ -мек и γ -твърд потенциал. Например $S(4, 3, 2) = +1.67$ за твърд триосев ротор ($\gamma = 30^\circ$) и -2 за γ мек ротор [57].

Експериментално поведение на величината S за ^{102}Ru е показано на Фигура 16. За $I \leq 10\hbar$ стойностите на S са положителни и малки за нечетни спинове [$0 < S(I, I-1, I-2) < 0.34$] и отрицателни за четни спинове [$0 > S(I, I-1, I-2) > -0.30$]. Това веднага изключва възможността потенциала да бъде твърд и триосев, т.к. това би изисквало S да е с противоположна фаза, както се вижда на Фигура 16 от пресмятанията направени с твърд триосев ротор [21].

Другата гранична ситуация се задава от γ мек ротор модела на Wilets и Jean [53], които е аналог на $O(6)$ динамичната симетрия в IBM. Пресмятанията с този модел за ^{102}Ru (виж Фигура 16) правилно възпроизвеждат фазата на зигзагообразното поведение на S , но със значително по-високи амплитуди, което е индикация, че флуктуациите на триосевия параметър γ са силно завишени. Този резултат показва, че флуктуациите на

триосевия параметър γ играят важна роля в структурата на ^{102}Ru , но във същото време не всички възможни степени на триосевост за разрешени. Така потенциала за триосевия параметър γ може да се мисли като плитък и размит, но все пак ограничен в определен район.

Експерименталните стойности за S са относително малки в сравнение с двата гранични случая (виж Фигура 16). Нещо повече, $S(4, 3, 2)$ и $S(6, 5, 4)$ имат малки негативни стойности съответно -0.297 и -0.111 . Тези стойности са значително по-малки от типичните наблюдавани за γ меки ядра [Xe, Ba, и Pt изотопи са с $S(4, 3, 2) \leq -1$ [25]]. Това показва, че отклоненията от аксиално симетрична форма в ^{102}Ru са умерени. Тази ситуация би трябвало лесно да се опише в рамките на IBA-1 модела [56]. За тази цел използвахме хамилтониана на разширения Q формализъм с центробежен член [58]

$$H = \varepsilon_d n_d + \kappa Q^2 \cdot Q^2 + \kappa' L \cdot L.$$

Параметрите бяха определени, така че да възпроизведат добре енергиите на нивата в ивицата, изградена върху основно състояние: $\varepsilon_d = 0.57$ MeV, $\chi = -0.4$, $\kappa = -20$ keV, и $\kappa' = 8.5$ keV. Малката стойност на χ (за система с $N_B = 7$) е сходна на тези в Ba и Ce изотопи [59], което показва, че ^{102}Ru е γ меко ядро. Амплитудите на S са по-малки отколкото в γ независимия случай, но все още по-големи от експерименталните стойности. Това показва, че ефективните отклонения от аксиално симетрична форма в ^{102}Ru са значителни. Изглежда, че потенциала на ^{102}Ru е доста γ мек, но все пак има минимум далеч от аксиална симетрия $\gamma = 0^\circ$. Ето защо е вероятно ^{102}Ru да има определена твърдост на потенциала, която с добавянето на два валентни нуклеона да еволюира в твърда триосевост на хиралния ротор ^{104}Rh .

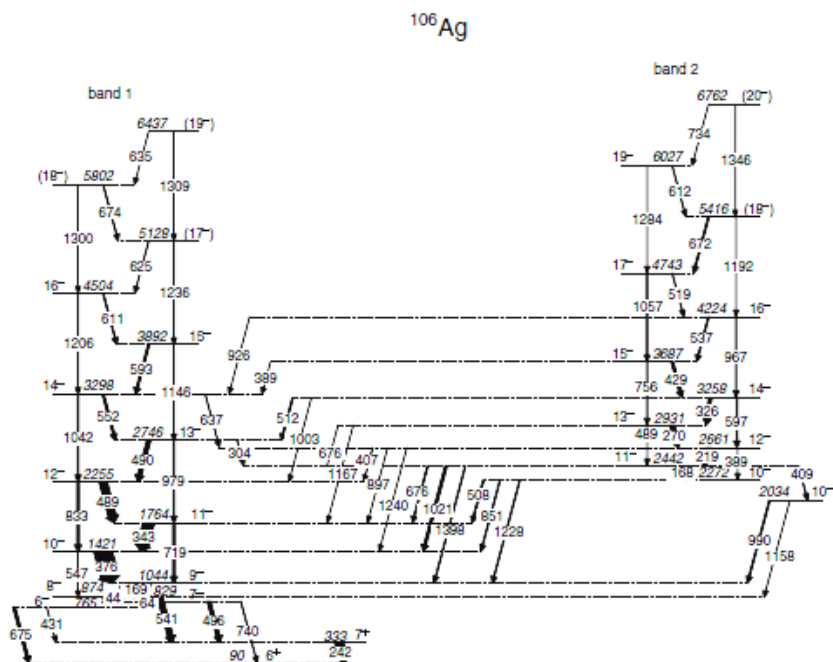
^{102}Ru беше изучаван дори по-подробно в един друг експеримент, проведен с многодетекторната система EUROBALL [D7]. Това по-същество е същия експеримент в които бяха открити хиралните ивици в $^{106,105}\text{Rh}$ [D3,D4]. Тук няма да излагаме детайли за този експеримент и за получените в него резултати, доколкото те се отнасят основно за високо спиновите състояния на ^{102}Ru . Искаме обаче да подчертаем, че резултатите от този експеримент [D7] не само потвърждават изводите за формата на ^{102}Ru , направени тук и в публикация [D6], но също така показват, че почти всички високо спинов

структури на ^{102}Ru показват определена степен на триосевост [D7]. Това още веднъж показва, че ядките на хиралните ротори са специални. Те се характеризират с определена степен на γ мекота, но във същото време имат и минимум по γ , който е далеч от аксиална симетрия.

Влиянието на γ мекота на ядката върху формирането на хирална геометрия беше изследвано в ^{106}Ag . Всъщност това изследване започна като част от търсенето на хирални ивици в масовата област $A \approx 100$. Доколкото енергетично израждане между хиралните партньори се наблюдава рядко, то е важно да се открият точно такива случаи, т.к. само в режим на енергетично израждане може да се изследва идентичната природа на хиралните партньори. Ядрото ^{106}Ag има два протона повече от ^{104}Rh , ядро в което е наблюдавано енергетично израждане от 2 keV [20], и като такова беше естествен избор за подобно изследване още повече, че по-големия брой протони засилва дупчестия характер на последния протон, което би трябвало да подобри устойчивостта на хиралната геометрия.

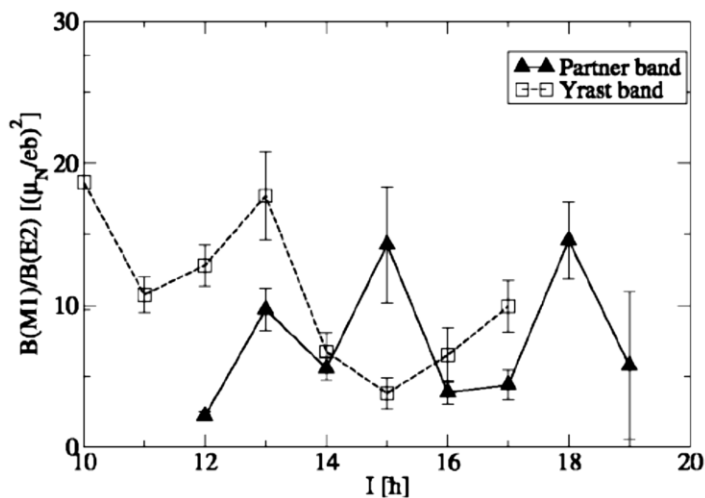
В предишни работи по ^{106}Ag са идентифицирани две силно свързани ивици с отрицателна четност [60,47]. В новата от тях [47], тези ивици са изтеглени до спинове 16^- and 19^- . Ираст ивицата е интерпретирана като построена върху $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация, докато природата на страничната ивица не е изяснена. В настоящето изследване беше проведено с многодетекторната система Gammasphere в националната лаборатория Аргон, САЩ, използвайки реакцията $^{100}\text{Mo}(^{10}\text{B}, 4n)^{106}\text{Ag}$ при енергия на снопа 42 MeV. Беше използвана тънка, самоподдържаща се мишена с дебелина $550 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Събития с γ множественост четири или по-голяма бяха записани и в последствие сортирани в E_γ - E_γ - E_γ куб. Анализа беше проведен с пакета RADWARE [61] и получената схема на разпад е представена на Фигура 17. Двете ивици с отрицателна четност се състоят от силни $M1$ преходи и умерено интензивни $E2$ кръстосващи преходи. Главата на ивица (ивица 2) е 10^- състоянието, което е ~ 850 keV над ираст 10^- състояние от ивица 1. Тази енергетична разлика между двете ивици бързо намалява и след спин 14^- страничната ивица става ираст. Страничната ивица е свързана с ираст ивицата със силни $M1/E2$ и $E2$ преходи, което подобно на случаите в съседните ядра $^{104-106}\text{Rh}$ и ^{100}Tc , води до заключението, че тези две ивици имат общ произход и по-специално, че са

хирални партньори (виж [20] и [D3,D4,D5]). От друга страна обаче, освен че са подобни на хиралните ивици в Rh и Tc изотопи, ивиците в ^{106}Ag имат и някои забележими



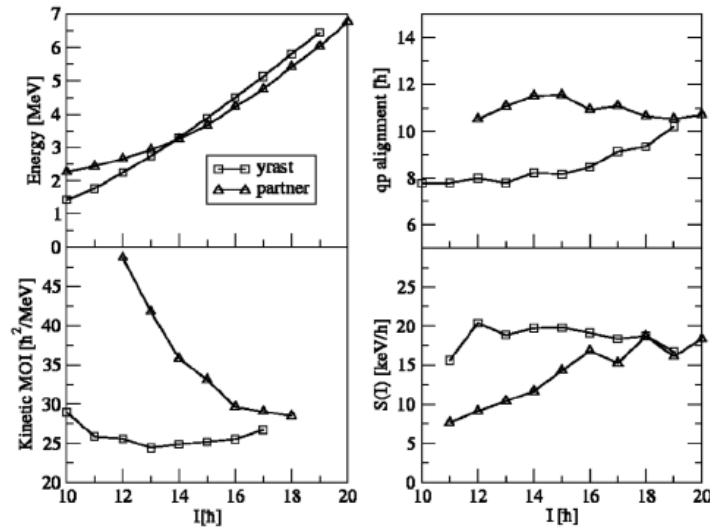
Фигура 17: Частична схема на разпад на ^{106}Ag . От публикация . [D11].

различия в сравнение с тях. Например, критерия за хиралност свързан с поведението на $B(M1)/B(E2)$ отношенията се изпълнява (виж Фигура 18), но пък двете ивици се пресичат при спин $I = 14$. Такова пресичане не е наблюдава при другите хирални партньори в масовата област.



Фигура 18: $B(M1)/B(E2)$ отношенията за ивиците с отрицателна четност в ^{106}Ag . От публикация [D11].

За по-детайлно изследване на особеностите на ивиците в интервала на кръстосване на Фигура 19 са представени кинематичния инерционен момент на (MOI), квазичастичния пренареден спин и $S(I)$. MOI е чувствителен към формата на ядрото. От Фигура 19 е ясно, че близо до пресичането на ивиците ($I = 14$) MOI на страничната ивица е доста различен (с около 40% по-висок) от този на ираст ивицата. Различните стойности



Фигура 19: Енергия на възбуждане, кинематичен инерционен момент, квазичастичен пренареден спин и $S(I)$ като функции на спина за ивици 1 и 2 в ^{106}Ag . От публикация [D11].

на MOI в комбинация с непроменящите се стойности на квазичастичния пренареден спин в този спинов интервал (виж Фигура 19) предполагат, че двете ивици са изградени на различни ядрени форми. Този извод се потвърждава и от направените пресмятания на пълната рутианна повърхност (TRS), които показват два минимума аксиален изтеглен ($\gamma = 0^\circ$) и триосев ($\gamma \neq 0^\circ$), които са много близки по енергии.

Извода, че двете ивици с отрицателна четност в ^{106}Ag са изградени върху различни триосева и аксиално симетрична ядрени форми се потвърждава и от поведението на $S(I)$. Гладкостта на $S(I)$ за ивица 1 (виж Фигура 19) предполага триосева форма, докато зигзагообразно поведение на $S(I)$ за ивица 2 (виж Фигура 19) над спин 15 предполага значителна планарна компонента.

Резултатите от настоящето изследване водят до извода, че в ^{106}Ag имаме съвместно съществуване на триосева и аксиално симетрична ядрени форми. Хиралността изисква страничната ивица да има идентични особености на ираст ивицата, но е важно да се отчита, че това се случва в ограничен спинов интервал и при условие, че двете

хирални решения са добре разделени. В случай, че бариера между тях е по-малък това води до хирални вибрации [29]. При това е важно ядката да е устойчива по отношение на тези вибрации защото в противен случай лесно може да претърпи промяна на формата, която да разруши хиралната геометрия. Това може да е случаят в ^{106}Ag , за който триосева и аксиално симетрична ядрени форми са много близки по енергия. В този случай, двете ивици са изпрудени върху една и съща конфигурация $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$, но имат различно K разпределение. В заключение, поради влиянието на γ мекотата на потенциала върху стабилността на хиралната геометрия, последната е напълно разрушена на ^{106}Ag . В резултат на това страничната ивица (ивица 2) има свойства, които могат да се обяснят като дължащи се на аксиална форма, докато ираст ивицата има триосева форма.

Влиянието на формата на ядката върху хиралната геометрия беше допълнително изследвано в масовата област $A \approx 130$ от колаборацията RISING [D14]. Първите 2^+ състояния в ^{134}Ce и ^{136}Nd както и второто 2^+ състояние в ^{136}Nd бяха заселени в кулоново възбуждане при релативистки енергии, като излъчените при разпада им γ лъчи бяха регистрирани в RISING системата в GSI. В този експеримент за ^{136}Nd бяха определени $B(E2; 2^+_{1} \rightarrow 0^+)$, $B(E2; 2^+_{2} \rightarrow 0^+)$, и $B(E2; 2^+_{2} \rightarrow 2^+_{1})$ стойности относно известната $B(E2; 2^+_{1} \rightarrow 0^+)$ стойност за ^{134}Ce . Стойностите са съответно 81(10), 11(3) и 180(92) W.u. Тези резултати са интерпретирани в рамките на геометричния модел [21,62] и показват значителна γ -мекота за тези ядра.

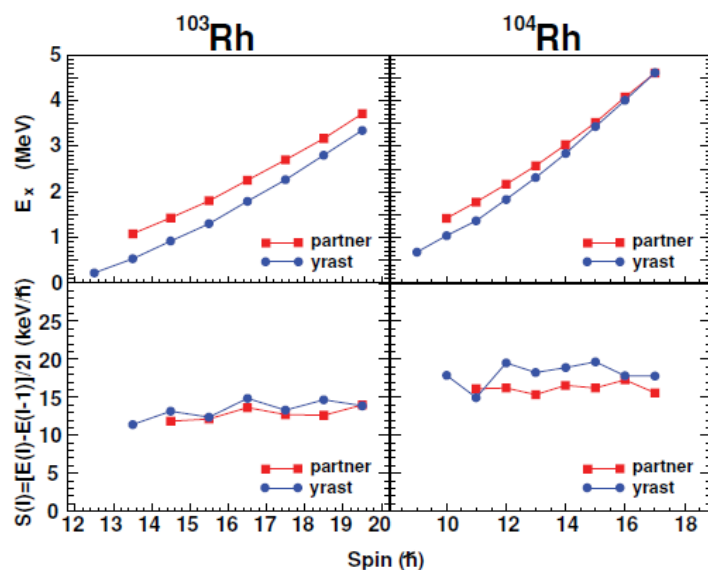
Изводите от този експеримент [D14] потвърждават основните заключения направени в настоящето изследване, а именно, че четно-четните ядки на хиралните ротори в нечетно-нечетни ядра не са γ твърди, а по-скоро γ -меки с определена степен на ограниченост по γ , така че с добавянето на два валентни нуклеона достигат до γ твърдост. Последното условие е критично защото големи флуктуации в γ могат да разрушат хиралната геометрия и да доведат отново до две изродени $\Delta I = 1$ ивици, които обаче са построени на различни ядрени форми.

Директен тест на правилата за отбор при ядрена хиралност

От представените дотук резултати е ясно, че експерименталните критерии за ядрена хиралност, така както са дефинирани в [22,20], са най-малкото неубедителни. Има само две ядра, в които всички критерии се изпълняват – ^{134}Pr [19] и ^{104}Rh [20]. Във всички останали случаи не всички критерии се изпълняват или, подобно на случая на ^{106}Ag [D11], тяхното изпълнение не води до хирална интерпретация. Нека да подчертаем още веднъж, че наблюдаването на хирални ивици налага експериментална проверка на идентични свойства на двойките ивици. Ето защо два експериментални критерия трябва да се изпълняват; (i) да се наблюдават две почти енергетично изродени $\Delta I = 1$ ивици, изградени върху една и съща едночастична структура и (ii) с идентични електромагнитни характеристики, главно сходни $B(E2)$ и $B(M1)$ стойности за вътрешно- и между-ивичните преходи. В допълнение, като тест за съгласуваност, потвърждаващ перпендикулярното свързване на ъгловите моменти, се очаква константно поведение на величината $S(I) = [E(I) - E(I - 1)]/2I$ като функция на спина.

Началните изследвания на ядрената хиралност бяха концентрирани главно върху критерий (i). По строгия и надежден критерий (ii) беше тестван с измервания на времена на живот в ^{134}Pr [63,64], ^{132}La , ^{128}Cs [65] и ^{135}Nd [66] в масовата област $A \sim 130$. Резултатите за ^{134}Pr , чийто хирални ивици имат най-доброто енергетично израждане, показаха сходни $B(M1)$, но 2–3 пъти по-големи $B(E2)$ в основната ивица в сравнение със същите стойност в страничната ивица. Това доведе до съмнения в хиралната интерпретация за наблюдаваните двойки ивици. От друга страна, резултатите за времената на живот в ^{35}Nd показаха почти еднакви $B(E2)$ и $B(M1)$ за двойките състояния [66].

В масовата област $A \sim 100$ наблюдаваните хиралните структури са изградени върху $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}$ конфигурация за нечетно-нечетни ядра и върху $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}^2$ за нечетни ядра. Хиралните ивиците в ^{103}Rh и ^{104}Rh са изградени съответно върху тези дву- и три-квазичастични възбуждания [20,67]. Тези хиралната ивици са идентифицирани в експеримент използващ реакцията $^{96}\text{Zr}(^{11}\text{B}, xn)$, $x=3,4$, и многодетекторната система Gammasphere. Енергетичната разлика между ивиците и $S(I)$ перпендикулярното свързване на ъгловите моменти на ядката и валентните частици. Енергетичната разлика между ивиците и за двете ядра намалява, като в случая на ^{104}Rh почти се достига до



Фигура 20: Енергии на възбуждане (горе) и $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$ (долу) като функция на спина за хиралните ивици в ^{103}Rh (ляво) и ^{104}Rh (дясно). От публикация [D13].

енергетично израждане – енергетичната разлика между двете ивици е по-малко от 2 keV при спин 17. В този смисъл ^{104}Rh се разглежда като най-добрия пример за проява на ядрена хиралност.

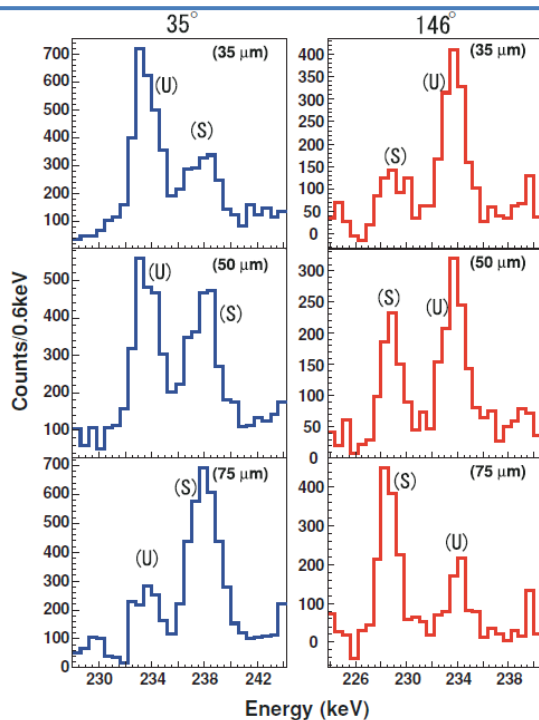
В настоящото изследване бяха измерени времената на живот на състояния от хиралните ивици в $^{103,104}\text{Rh}$ използвайки плунджерен метод (Recoil Distance Doppler-Shift (RDDS) [68] method). Това е първото подобно измерване в масовата област $A \sim 100$. Приложението на RDDS метода в този конкретен случай изискваше предварително разработване на нов тип мишена. Това се налагаше поради две взаимосвързани ограничения на метода, които, по принцип, не позволяват по-широкото му използване. Това са типа реакция, водещ до заселване на изследваните състояния, и изискването за максимална гладкост на повърхностите на мишената и стопера [68]. Повечето от резултатите за високи и средни спинове, получени с RDDS метода, са от реакции на сливане с изпарение. Обаче, броя такива реакции, които водят до неутронно богати ядра около линията на стабилност е силно ограничен. Възможните такива в масовите области $A = 100$ и 130 обикновено са базирани на снопове от леки йони (^7Li , ^9Be , ^{11}B , $^{12,13}\text{C}$). При тях откатната скорост на съставното ядро е по малка от 1% от скоростта на светлината, което прави невъзможно приложението на RDDS метода за времена на живот, които са от порядъка или по-малки от 1 ps, т.к. времето на прелитане между мишената и стопера става прекалено голямо. Едно очевидно разрешение на този проблем е да се използва реакция на сливане с изпарение, но в обратна кинематика. Например, в стан-

дартна кинематика реакцията $^{96}\text{Zr}(^{11}\text{B},3n)^{104}\text{Rh}$ при енергия на снопа 40 MeV води до откатна скорост от 0.9% от скоростта на светлината, докато нейния аналог в обратна кинематика $^{11}\text{B}(^{96}\text{Zr},3n)^{104}\text{Rh}$ води до откатна скорост от 5% от скоростта на светлината. Като следствие, чувствителните дистанции в стандартна кинематика ще са от порядъка на 2–3 $\mu\text{m}/\text{ps}$, което е изключително трудно, дори невъзможно, да се постигне и поддържа. От друга страна в обратна кинематика чувствителните дистанции ще са от порядъка на 15 μm за време на живот от 1 ps, което не е проблем за съвременните плунджерни устройства [69]. Приложението на RDDS метода в обратна кинематика изисква и известна промяна в плунджерната схема – много по-добре е да се използва забавител вместо класически стопер за да се минимизират ефекти свързани с доплеровото отслабване. Такива схеми са използвани за плунджерни измервания в обратна кинематика [70] и техният потенциал за експерименти с радиоактивни снопове е очевиден. За нуждите на експеримента, представян тук, беше разработена и произведена еластична мишена ^{11}B -on- ^{93}Nb . Детайли за мишената и нейното производство могат да се намерят в публикация [D12].

Високо спиновите състояния на $^{103,104}\text{Rh}$ бяха заселени в реакцията с обратна кинематика $^{11}\text{B}(^{96}\text{Zr}, xn)$, където $x = 4, 3$, при енергия на снопа 330 MeV. Снопа беше произведен от Argonne Tandem Linear Accelerator System. Времената на живот на възбудените състояния бяха измерени по RDDS метода с плунджера на университета на Кьолн [69], който беше монтиран в многодетекторната система Gammasphere, състояща се от 101 комтъново подтиснати Ge детектора. Мишената представляваше $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{11}B депозиран върху фолио от $4 \text{mg}/\text{cm}^2$ ^{93}Nb [D12]. Средните откатни скорости след мишената бяха $\beta = 5.1(1)\%$ и $5.7(3)\%$ съответно за $^{103,104}\text{Rh}$. За забавител беше използвано фолио от $3.5 \text{mg}/\text{cm}^2$ ^{93}Nb . След забавителя скоростите на ядрата бяха определени на $\beta = 3.1(1)\%$ и $3.3(2)\%$ съответно за $^{103,104}\text{Rh}$. Седем дистанции от 8 до 100 μm между мишената и забавителя бяха използвани при измерванията. Събития бяха записвани при регистрирането в съвпадения от два или повече γ кванти. За всяка дистанция бяха регистрирани около 4×10^8 събития.

Времената на живот бяха определени по метода на диференциалните криви (DDCM) [71], приложен в случай на прозорец на съвпадения върху доплерово отмес-

тената компонента на преход заселващ директно (1) или индиректно (2) изследваното състояние. Детайли за получаването на времената на живот са дадени в дисертацията и оригиналната публикация [D13]. Типични RDDS спектри за които е направена допле



Фигура 21: Фоново коригиран спектър на пика с енергия 234 keV в ^{103}Rh , в съвпадение с прехода с енергия 382+384-keV за три различни дистанции мишена-забавител при ъгли на наблюдение $\theta = 35^\circ$ (ляво) and $\theta = 146^\circ$ (дясно). Отместеният и неотместен пик са маркирани с (S) и (U). От публикация [D13].

Таблица 3: Времена на живот в ^{103}Rh . Ивиците са номерирани като в [67]. Три нива от ивица 3 са кандидат хирални дублети. Времената означени с (*) са определени по (2) (виж текста). От публикация [D13].

Band	$I^\pi (\hbar)$	E_γ (keV)	τ (ps)	
Band 1	$13/2^+$	728	4.3 ± 1.9	*
	$17/2^+$	895	0.78 ± 0.18	*
	$21/2^+$	1022	0.72 ± 0.13	*
Band 3	$23/2^+$	695	0.99 ± 0.27	
	$25/2^+$	234	0.95 ± 0.17	*
	$27/2^+$	382	1.0 ± 0.1	*
	$29/2^+$	384	0.72 ± 0.23	

Таблица 4: Времена на живот в ^{104}Rh . От публикация [D13].

$I^\pi (\hbar)$	E_γ (keV)	τ (ps)
9^-	728	4.3 ± 1.9
10^-	895	0.78 ± 0.18
11^-	1022	0.72 ± 0.13
12^-	695	0.99 ± 0.27
13^-	234	0.95 ± 0.17

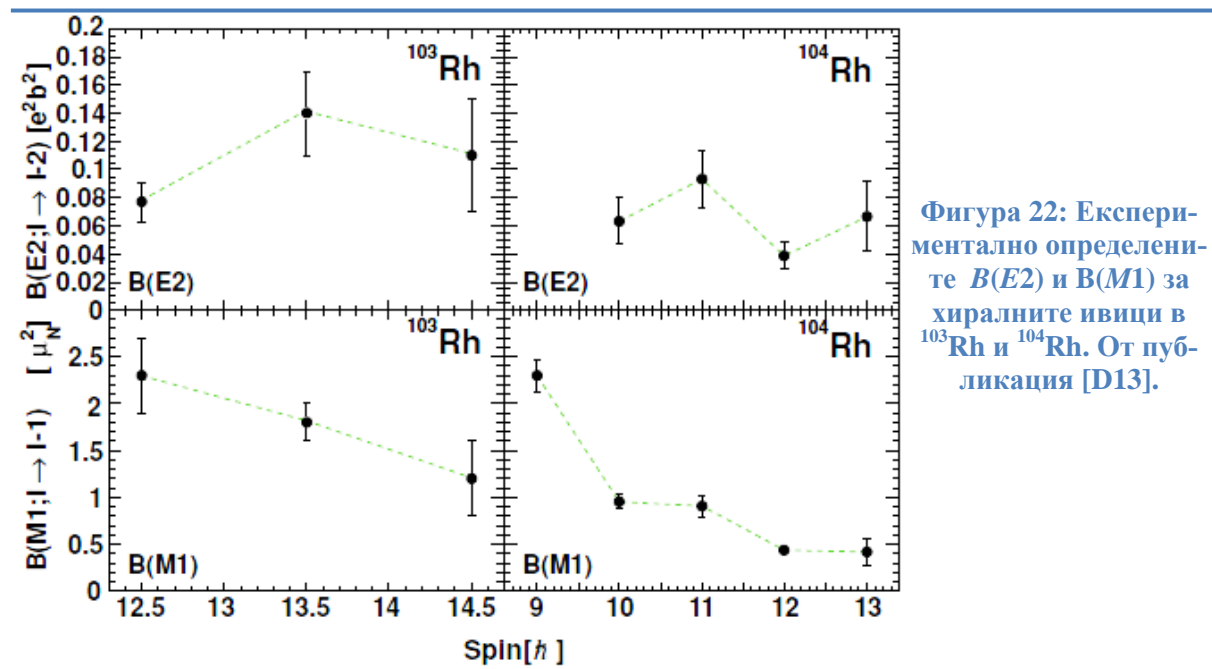
рова корекция, така че неотместения пик е възстановен на оригиналната си енергия са показани на Фигура 21. Получените резултати са дадени в Таблица 3 и Таблица 4.

Редуцираните вероятности за преход, получени в настоящата работа, са представени в Таблица 5. Енергиите и отношенията на разклонение са взети от предхождащите експериментални работи [20,67]. $B(M1; I \rightarrow I - 1)$ стойностите са определени като е прието, че това са чисти $M1$ преходи.

Таблица 5: Получените $B(E2)$ и $B(M1)$ за хиралните ивици в ^{103}Rh и ^{104}Rh . Номерирането на ивиците е същото като в Таблица 3. От публикация [D13].

Nuclei/Band	State (I^π)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(E2)$ (e^2b^2)
^{103}Rh (band 3)	25/2 ⁺	2.3(4)	0.077(14)
	27/2 ⁺	1.8(2)	0.14(3)
	29/2 ⁺	1.2(4)	0.11(4)
^{104}Rh	9 ⁻	2.3(2)	
	10 ⁻	0.95(8)	0.063(17)
	11 ⁻	0.91(12)	0.093(20)
	12 ⁻	0.44(6)	0.039(10)
	13 ⁻	0.42(15)	0.067(25)

Измерените $B(E2)$ и $B(M1)$ като функция на спина в $^{103,104}\text{Rh}$ са представени на Фигура 22. Получените стойности и за двете ядра са сходни. Нещо повече, и в двете



Фигура 22: Експериментално определените $B(E2)$ и $B(M1)$ за хиралните ивици в ^{103}Rh и ^{104}Rh . От публикация [D13].

ядра $B(E2)$ стойностите имат зигзагообразно поведение, докато $B(M1)$ стойностите намаляват монотонно. Ето защо можем да заключим, че зигзагообразното поведение в

$B(M1)/B(E2)$ отношенията, наблюдавано в предишни експерименти се дължи на $B(E2)$, а не на $B(M1)$ както се очаква съгласно хиралната интерпретация на тези ивици. Това поведение трябва да бъде обяснено теоретично, но то очевидно е в конфликт с критериите за проявление на ядрена хиралност.

В заключение, бяха измерени времената на живот на няколко нива от началото на три- и дву-квазиастичните ивици в ^{103}Rh и ^{104}Rh . Това е първото измерване от този тип в хирални ивици от масовата област $A \approx 100$. Установеното поведение на $B(E2)$ и $B(M1)$ редуцираните вероятности за преход не се подчинява на правилата за отбор за електромагнитни преходи в хирални ивици. Този експериментален факт, заедно с резултатите за ^{134}Pr [63], подлага под силно съмнение хиралната интерпретация на двойките ивици наблюдавани в масовите области $A \approx 100$ и 130.

Заклучения и перспективи

Експерименталната информация, получена в настоящето изследване, отговаря на някои от основните въпроси, свързани с ядрената хиралност:

- ядрена хиралност се проявява в специфични масови региони, наречени острови на хиралност, и изчезва при приближаване до главни слоеве, т.е. при намаляване на квадруполната деформация [D1]. В частния случай на масовата област $A \approx 130$ беше показано, че $N = 77$ изотоните формират границата на острова на хиралност когато броя неутрони приближава до [D1]. Наскоро това заключение беше директно потвърдено при изследване на нечетно-нечетното ядро ^{134}Cs [39].
- От свойствата на хирални ивици в слабо деформираното триосево ядро ^{132}Cs беше показано, че остатъчното протон-неутрон взаимодействие между валентните частици също може да доведе до хирална геометрия [D2].
- Съвместното наблюдаване на наклонени планарни и апланарни ивици в ^{132}Cs демонстрира близката връзката между хирални и магнитни диполни ивици [D2].
- Като резултат от експерименталните усилия за търсене на хирални ивици в масовата област $A \approx 100$ [D3,D4,D5,D10] беше намерен нов остров на хиралност

[D8], центриран на ^{104}Rh , което се разглеждаше като единственото ядро удовлетворяващо експерименталните критерии за ядрена хиралност, така както са дефинирани в [22,20].

- Наблюдавано е, че и в двата острова на хиралност ($A \approx 130$ и 100) има случай, близки до експерименталните критерии за ядрена хиралност, но като цяло критериите за хиралност не се изпълняват точно [D9].
- Изучаването на четно-четните ядки [D6,D7,D14] на хиралните ротори показва, че те не са γ -твърди, а много повече γ -меки, но с определена ограниченост по γ деформацията, която с добавянето на два валентни нуклеона преминава в твърда триосевост.
- Условието четно-четните ядки да имат определена ограниченост по γ деформацията е критично защото големи флуктуации по γ могат да разрушат хиралната геометрия и да доведат отново до две почти изродени $\Delta I = 1$ ивици, които обаче са построени на различни ядрени форми [D11].
- В реакция на обратна кинематика бяха измерени времената на живот на три и пет нива от началото на три- и дву-квазичастичните ивици съответно в ^{103}Rh and ^{104}Rh по плунджерен метод [D13,D12].
- Определените $M1$ и $E2$ вероятности за преход в хиралните ивици в $^{103,104}\text{Rh}$, показваха, че наблюдаваното зигзагообразно поведение в $B(M1)/B(E2)$ се дължи на $B(E2)$ стойностите [D13]. Зигзагообразно поведение на $B(E2)$ стойностите не е обяснено и налага допълнително теоретично изследване.
- Резултатите за абсолютните вероятности за преход в ^{104}Rh ясно показват, че правилата за отбор за електромагнитни преходи, наложени от хиралната геометрия не се наблюдават [D13]. Този експериментален факт заедно с резултатите от предните изследвания и резултатите от измерването на времената на живот в ^{134}Pr [63] подлагат на силно съмнение хиралната интерпретация на двойките ивици в масовите области $A \approx 100$ и 130 .

Най-важното заключение от настоящето изследване е, че експерименталните критерии за съществуване на ядрена хиралност, така както са дефинирани в [22,20], са най-малкото недостатъчни за да установят хиралната природа на коя да е от наблюда-

ваните досега двойка $\Delta I = 1$ ивици. Фактът, че в двата най-добри случая ^{134}Pr [19] и ^{104}Rh [20], правилата за отбор за електромагнитни преходи не се наблюдават (виж [63] и [D13]) ясно демонстрира недостатъчността им. Във всички останали случаи или някой от критериите не е изпълнен, или е показано, че са възможни алтернативни интерпретации. Всичко това изглежда, че води до отрицателен отговор на главния въпрос *“Дали наблюдаването на хирални ивици ясен и общ сигнал за нарушаване на хиралната симетрия ли е?”*. От друга страна трябва да се подчертае, че хиралната интерпретация не може напълно да се изключи. Има няколко случая в масовата област $A \approx 130$ (^{126}Cs [72], ^{128}Cs [65], ^{135}Nd [66]), където правилата за отбор за електромагнитни преходи са изпълнени, въпреки че енергетично израждане не е достигнато. Това показва, че има хирални компоненти във вълновите функции на наблюдаваните ивици, но доколко те са отговорни за техните характеристики все още е неизяснен въпрос. Очевидно това е въпрос, който трябва да се атакува теоретично. Първата стъпка в тази посока е да се изясни дали енергетичното израждане е необходимо условие за нарушаване на хиралната симетрия. Експерименталните данните показват, че хиралността се реализира основно като хирални вибрации вместо като статична хиралност. Това изисква развитие на ядрените модели, така че да се отчетат хиралните вибрации самосагласувано. Междувременно експерименталните усилия продължават в посока на търсене на нови примери за хирални ивици и измерване на времена на живот в хирални ивици (виж [39,51,72] и [D15]).

Състояния със смесена протон-неутронна симетрия

Атомните ядра са пример за мезоскопична дву-флуидна система. Динамиката на тези системи се определя от три основни фактора: многочастичен аспект, квантова природа и дву-флуиден характер. Ядрените ефекти, свързани с тези три основни характеристики са колективност, слоеста структура и изоспин.

Квадруполно-колективните изовекторни възбуждания във валентния слой [10], така наречените **състояния със смесена симетрия (ССС)** [11,12], представляват уникална квантова лаборатория, в която баланса и взаимодействието между ядрата колективност, слоестата структура и изоспиновите степени на свобода може да бъдат изуча-

вани. Специален тип ССС, 1^+ ножично възбуждане, първо е открито в ядра [73], а в последствие наблюдавано в метални клъстери [74,75] и Бозе-Айнщайн кондензанти [76]. В това отношение, значението на по-доброто разбиране на структурата тези възбуждания надхвърля рамките на ядрено-структурната физика. **Основната цел на настоящата работа е да изследва баланса и взаимодействието между ядрата колективност, слоестата структура и изоспиновите степени на свобода, които се проявяват чрез ефекта на слоеста стабилизация на ССС.**

Състоянията със смесена протон-неутронна симетрия са дефинирани в рамките на модела на взаимодействащи бозони с протон-неутронни степени на свобода (IBM-2). Описание на IBM-1 и IBM-2, базирано на книгата на Iachello и Arima [12], е представено в дисертацията. Тук накратко ще представим основните постулати и следствия от тези модели с цел да дефинираме експерименталните наблюдаеми.

Модела на взаимодействащи бозони (IBM) е алгебричен модел за описание на колективните възбуждания в атомните ядра. Той е създаден от Iachello и Arima през 1975 [56] като неговите корени могат да бъдат проследени до по-ранните идеи на Eliot [77], Feshbach и Iachello [78,79] и Janssen, Jolos, Dönaу [80]. В първоначалната си форма (IBM-1 или *sd*-IBM-1), моделът описва ниско лежащите квадруполно-колективни състояния в положителна четност в средно тежки и тежки четно-четно ядра. IBM-1 [56] не прави разлика между протони и неутрони. Тази разлика е въведена в IBM-2 [11]. Има и други версии на IBM – IBM-4,3, IBMF, *sd*f-IBM, *sd*g-IBM и т.н., които обаче не са от интерес за настоящето изследване.

Основното допускане в IBM е, че колективните възбуждания могат да се опишат с бозони, които са два тип *s* и *d* съответно имащи ъглов момент $L = 0$ и $L = 2\hbar$. Общия брой бозони е запазваща се величина, която се определя като сумата от половината протони и половината неутрони, определени спрямо най-близкия главен слой. *sd*-IBM-1 е формулиран в термините на следните оператори на раждане и унищожение:

$$s^\dagger, d_\mu^\dagger (\mu = 0, \pm 1, \pm 2)$$
$$\tilde{s} = s, \tilde{d}_\mu = (-1)^\mu d_\mu$$

които формиран шест размерно пространство. В термини на тези оператори ядрения хамилтониан, включващ двучастично взаимодействие може да се запише като:

$$\begin{aligned}
 H = & E_0 + \varepsilon_s (s^\dagger \cdot \tilde{s}) + \varepsilon_d (d^\dagger \cdot \tilde{d}) \\
 & + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2\sqrt{2L+1}} c_L [[d^\dagger \times \tilde{d}]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)}]_0^{(0)} \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [[d^\dagger \times d^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^\dagger \times s^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)}]_0^{(0)} \\
 & + \frac{1}{2} v_0 [[d^\dagger \times d^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)}]_0^{(0)} \\
 & + u_2 [[d^\dagger \times s^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)}]_0^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 [[s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)} \times [s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)}]_0^{(0)}
 \end{aligned}$$

където параметрите ε определят едночастичните енергии, а параметрите c_L , v_L и u_L (общо седем) определят двучастичното взаимодействие. Операторите на електромагнитни преходи също могат да се изразят с бозоните оператори. Важните за настоящето изследване оператори могат да се представят като:

$$\begin{aligned}
 T_\mu^{(M1)} &= \beta_1 [d^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(1)} \\
 T_\mu^{(E2)} &= \alpha_2 [d^\dagger \times \tilde{s} + s^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)} + \beta_2 [d^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)}.
 \end{aligned}$$

Линейните комбинации на произведенията $b^\dagger b$ ($b \equiv s$ or d) ($6 \times 6 = 36$) образуват унитарна Ли алгебра $U(6)$, която може да се разложи на вериги от подалгебри, като представянията на съответната подалгебра задават съответния базис. За приложения в ядрената физика веригите от подалгебри трябва да съдържат $O(3)$, която е необходима за да могат базисните състояния да имат представяне на групата на ротациите. С други думи, $O(3)$ е необходима, т.к. състоянията трябва да има добър ъглов момент. Има само три такива вериги:

$$\begin{aligned}
 \text{Верига I} - U(5): & \quad U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \\
 \text{Верига II} - SU(3): & \quad U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \\
 \text{Верига III} - O(6): & \quad U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)
 \end{aligned}$$

За всяка от тях базисните състояния се трансформират като представяне на съответната група и имат съответните квантови числа [81]. Така например, за верига III, която ще представлява интерес в настоящето изследване, тези числа са N , $\sigma = N, N-2, \dots, 1$ или 0 , $\tau = \sigma, \sigma-1, \dots, 1, 0$ и L [12].

Съществуват специални случаи, за които ядрения хамилтониан може да се изрази като чрез операторите на Казимир за съответното представяне и е диагонален във съответния базис. Тези случаи са известни като динамични симетрии. За случая на верига III имаме [12]:

Верига III – O(6) симетрия:

$$H = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + \beta C_2(O5) + \gamma C_2(O3) + \eta C_2(O6),$$
$$E^{(III)} = E_B + 2\eta\sigma(\sigma + 4) + 2\beta\tau(\tau + 3) + 2\gamma L(L + 1).$$

Може да се покаже, че за $N \rightarrow \infty$ трите динамични симетрии на IBM-1 съответстват на трите аналитично решими случая на хамилтониана на Бор – сферичен вибратор [2], аксиално симетричен ротор [2] и γ -независим ротор [53]. Колективното поведение на ядрото, дължащо се на квадруполно взаимодействие, е затворено между тези три гранични/симетрични случая и образува така наречения симетричен триъгълник на IBM или триъгълник на Casten [55].

Всяка от динамичните симетрии се характеризира с типично подреждане на нивата и типични правила на отбор за $E2$ електромагнитни преходи ($M1$ преходите са забранени в IBM-1), свързани със съответните квантови числа. Така например, за O(6) динамичната симетрия $E2$ преходите са разрешени между състояния с $\Delta\sigma = 0$, $\Delta\tau = \pm 1$.

IBM-2 е естествено разширение на IBM-1 модела, при което се въвеждат протони и неутронни бозони [11,12]. Всеки от тях се представлява корелирана двойка от валентни частици от съответния тип. IBM-2 хамилтониана може да се представи като:

$$H = H_\pi + H_\nu + V_{\pi\nu}.$$

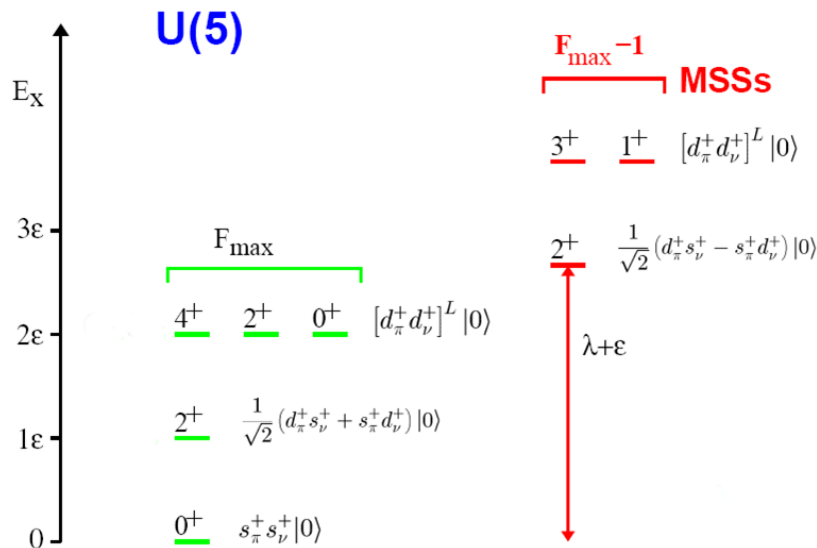
Членовете H_π и H_ν представляват IBM-1 хамилтониани съответно за протони и неутрони. Третият член описва протон-неутронното взаимодействие между съответните бозоните като запазва по отделно броя протонни и неутронни бозони. Наличието на допълнителна степен на свобода води до нова симетрия, наречена F -спин. Тази симетрия води до класове от IBM-2 собствени състояния, които се характеризират с тяхната симетрия относно взаимна размяна на произволна двойка протонен и неутронен бозон [82,83]. Състояния които са напълно симетрични при тази операция се наричат състояния с пълна симетрия (СПС) и те покриват напълно пространството на IBM-1 модела. Състояния, които имат поне една антисиметрична двойка се наричат състояния със

смесена симетрия (ССС) [82]. Квантовото число F -спин се въвежда по аналогия с изоспина [84]: протонните и неутронните бозони имат $F=1/2$ с $F_z=+1/2$ за протонни бозони и $F_z=-1/2$ за неутронни бозони [82,83]. Съответно, СПС имат F -спин отговарящ на максимално възможния $F_{max} = (N_\pi + N_\nu)/2$ [85], а СССР, в които има само една антисиметрична двойка протонни и неутронни бозони имат $F = F_{max} - 1$ [85].

Прост случай на СССР във вибрационни ядра е представен в [85]. Нека да го разгледаме с цел онагледяване на горните разглеждания. Хамилтониана на системата, състояща се от един протонен и един неутронен бозон, се задава като:

$$H = \epsilon(n_{d_\pi} + n_{d_\nu}) + \lambda \hat{M}$$

където $\hat{M} = [F_{max}(F_{max} + 1) - \hat{F}^2]/2$ е опростен форма на оператора на Майорана [83], която има ненулеви стойност само за СССР. Спектъра, който се получава от този хамилтониан е представен на Фигура 23. Хамилтониана има U(5) симетрия, която води



Фигура 23: Спектър от схематичен IBM-2 хамилтониан с U(5) и бозонни числа $N_\pi = N_\nu = 1$ [85].

до вибрационен спектър със симетрични $J^\pi = 2^+$ едно- и $J^\pi = 4^+, 2^+, 0^+$ двуфононно състояния. Бозонните вълнови функции също са представени на Фигура 23. Освен 2^+_1 еднофононното състояние също съществува и антисиметрична (по отношение на протон-неутронните означения) линейна комбинация с $n_d = 1$, която формира еднофононното състояние със смесена симетрия $2^+_{1,ms}$, което има $F = F_{max} - 1$. Антисиметричното свър-

зване на два (неидентични) d -бозона води до дву-фононните състояния със смесена симетрия 3^+ и 1^+ . Всъщност, ССС в този пример съответстват на напълно антисиметричните състояния с най-ниската стойност на F -спина. В общия случай на многофононна вълнова функция, антисиметричната част от Фигура 23 ще бъде умножена по симетрична вълнова функция за останалите бозони в състоянието с $F = F_{max} - 1$. Оттук е и произхода на наименованието ССС.

Операторите на електромагнитни преходи в IBM-2 се дефинират аналогично на тези в IBM-1 като сума от протонни и неутронни приноси [12]. За $E2$ и $M1$ операторите това води до следните изрази:

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu) \mu_N$$

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi^{\chi_\pi} + e_\nu Q_\nu^{\chi_\nu}.$$

$M1$ операторът може да се представи като сума от F -скаларна (симетрична) и F -векторна (антисиметрична) части:

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[\frac{N_\pi g_\pi + N_\nu g_\nu}{N} (L_\pi + L_\nu) + (g_\pi - g_\nu) \frac{N_\pi N_\nu}{N} \left(\frac{L_\pi}{N_\pi} - \frac{L_\nu}{N_\nu} \right) \right] \mu_N$$

Доколкото $L_{tot} = L_\pi + L_\nu$ е диагонален в IBM-2 по конструкция, то той не може да предизвика преход между състоянията. В [86] е показано, F -векторна част на $M1$ оператора се нулира между СПС. Ситуацията се променя в случая на $M1$ преходи между ССС и СПС с еднакъв брой фонони. Те се явяват F -спин разрешени (виж вълновите функции на Фигура 23), като матричния елемент между тях е от порядъка на разликата $g_\pi - g_\nu$, т.е. около един ядрен магнетон. Именно това формира уникалния експериментален сигнал за идентификация на едно-фононните $2^+_{1,ms}$ състояния – те се разпадат със силни $M1$ преходи до едно-фононното състояние с пълна симетрия, 2^+_1 . Аналогично може да се покаже [85,86], че в случаите на $U(5)$ и $O(6)$ $2^+_{1,ms}$ състоянието се разпада до основно състояние с $E2$ преход с матричен елемент пропорционален на $(e_\pi - e_\nu) \sqrt{N_\pi N_\nu}$, т.е. $E2$ преход между $2^+_{1,ms}$ и 0^+_1 е малък доколкото ефективните бозонни заряди изпълняват $e_\pi \approx e_\nu$. Произхода на този анулиращ ефект в очевиден от структурата на вълновите функции на Фигура 23. От друга страна, обаче $2^+_{1,ms}$ е еднофононното състояние, което се свързва с 0^+_1 с значим матричен елемент. Баланса на тези две противополо-

ложни тенденции води до слабо колективен (няколко W.u.) $2^+_{1,ms} \rightarrow 0^+_1$ преход, което е допълнителния критерии за идентификация на еднофононното $2^+_{1,ms}$ състояние [85]. Така експерименталните критерии за идентификация на еднофононното $2^+_{1,ms}$ състояние могат да бъдат обобщени както следва:

- еднофононното $2^+_{1,ms}$ състояние е най-ниското ССС;
- то се разпада до 2^+_1 с преход с голям матричен елемент от около $1 \mu_N$;
- доколкото $2^+_{1,ms}$ е еднофононно възбуждане то трябва да има колективни $E2$ матрични елементи с основното състояние за протони и неутрони, но с противоположен знак, което води до частично анулиране в пълния матричен елемент $\langle 0^+ || E2 || 2^+_{1,ms} \rangle$. Така за прехода $2^+_{1,ms} \rightarrow 0^+_1$ се очаква да бъде от слаб до слабо колективен (\leq няколко W.u.);
- поради силния $M1$ преход и относително високите си енергии на възбуждане (> 1 MeV) във вибрационни ядра, всички ССС са много късо живущи, типично от порядъка на няколко стотин фемтосекунди.

От горните критерии е ясно, че експерименталната идентификацията на ССС е трудна, т.к. изисква пълната спектрометрична информация, т.е. спина и честността на тези високо възбудени не-и-раст състояния трябва да бъдат установени заедно с техните времена на живот и отношения на разклонения и мултиполно смесване. За по-детайлно вникване в структурата на тези състояния също е добре да се познават техните магнитни моменти. До неотдавна набора на тази информация беше възможен само за няколко стабилни изотопа. *Досега не е идентифицирано ССС в нестабилни ядра на базата наблюдаван силен $M1$ преход.*

Наличната информация за ССС във вибрационни ядра е систематизирана в обзорна публикация [85]. Най-добрите случаи на ССС са наблюдавани в масовата област $A \approx 90$ [87,88,89,90,91,92,93,94,95]. Преди провеждането настоящето изследване имаше само няколко случая в масовата област $A \approx 130$ region [96,97,98,99]. Основната причина за това е, че вибрационните ядра от тази област имат относително ниско разпространение. Това изисква развитието на нови експериментални техники, които да позволяват изучаването на ССС в такива слабо разпространени изотопи. Тези техники трябва да са потенциално приложими и за изследване на ССС в радиоактивни ядра.

Въпреки, че ССС са дефинирани в рамките на колективен, алгебричен модел, техните свойства са силно повлияни от слоестата структура. Връзката между свойствата на ССС и слоеста структура все още не е напълно изяснена. В контекста на главната цел на настоящето изследване, а именно да изследваме баланса и взаимодействието между ядрената колективност, слоестата структура и изоспиновите степени на свобода, ще се опитаме да изясним този въпрос. За тази цел трябва да се отговори на три физични въпроса:

- Какво е влиянието на микроскопичната структура върху свойствата на ССС в слабо колективни вибрационни ядра от масовата област $A \approx 130$?
- Как се променят ССС с нарастване на деформацията?
- Как баланса между валентните протони и неутрони влияе на свойствата на ССС?

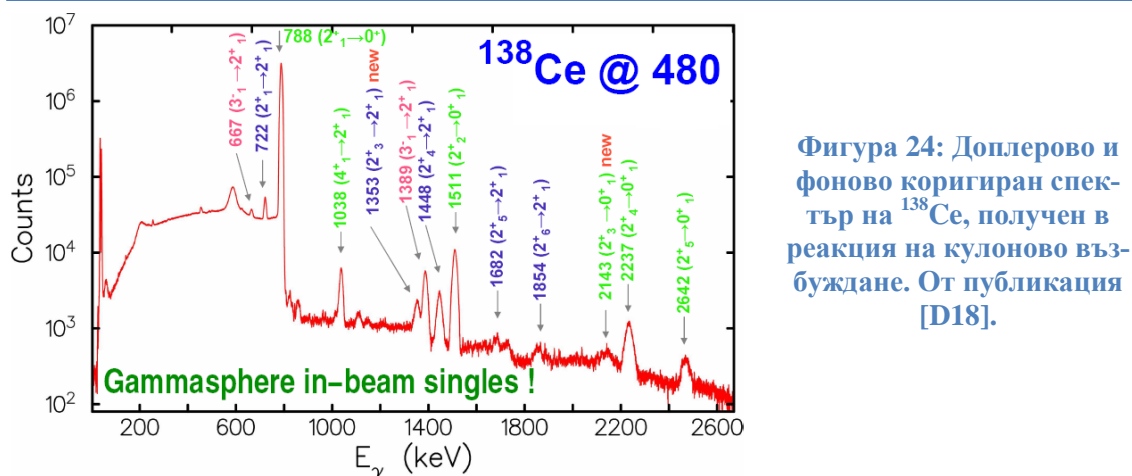
Допълнително ще покажем, че метода на γ спектроскопията в реакции на Кулоново възбуждане в обратна кинематика е мощен инструмент за изучаване на ССС в слабо разпространени и радиоактивни изотопи.

Слоеста стабилизация на състояния със смесена симетрия

В това изследване ще демонстрираме, че регистрацията на γ лъчи, получени от разпада на възбудени състояния, заселени в реакции на кулоново възбуждане в обратна кинематика, е мощен метод за изучаване на $2^+_{1;ms}$ в кое да е вибрационно ядро, от което може да се произведе като ускорен сноп йони. Тук това ще бъде направено за ядрото ^{138}Ce , което има естествено разпространение от 0.25%, но методът е достатъчно общ, така че може да се прилага и в случая на радиоактивни снопове [100].

Експеримента беше проведен в националната лаборатория Аргон, САЩ. Сноп от ускорени ^{138}Ce йони с интензивност ~ 1 pA и енергия 480 MeV беше произведен от ускорителя ATLAS и доставен до мишена от ^{12}C с дебелина 1 mg/cm^2 . γ лъчите от разпада на възбудените състояния в ^{138}Ce бяха регистрирани с многодетекторната система Gammasphere, използвана в режим на единична регистрация. За 14 часа бяха записани 2.4×10^8 събития с γ множественост 1 или по-висока. Приноса на фона беше елиминиран чрез корелиране на събитията с радио честотата на ускорителя. Крайния спектър е

показан на Фигура 24. Всички линии в него принадлежат на ^{138}Ce [101,102,103,104,105], който се движи със скорост $v/c \approx 6.9\%$. Спиновете на заселените състояния и отношенията на мултиполно смесване за неизтеглени преходи бяха определени от анализ на ъгловото разпределение на излъчваните γ кванти [106]. Получената спектрометрична информация е обобщена в Таблица 6.



Фигура 24: Доплерово и фоново коригиран спектър на ^{138}Ce , получен в реакция на кулоново възбуждане. От публикация [D18].

Таблица 6: Характеристики на наблюдаваните състояния в ^{138}Ce . От публикация [D18].

E_{level} (keV)	J^π	τ (fs)	E_γ (keV)	I_γ	J_f^π	A_2/A_0	A_4/A_0	δ	Transition strength ^a
788	2_1^+	2970(200) ^b	788	10 ⁶ (97)	0_1^+	0.112(5)	-0.003(7)		$B(E2)=21.2(14)$ ^b
1476	0_2^+		688 ^c	69(6)	2_1^+				
1511	2_2^+	1203(29)	1510	9682(59)	0_1^+	0.201(7)	-0.056(10)	$-1.97^{+0.32}_{-0.25}$	$B(E2)=1.16(8)$ $B(M1)=0.011(2)$ $B(E2)=28(2)$
1826	4_1^+		1038	2565	2_1^+	0.347(10)	-0.033(13)		
2143	2_3^+	177(10)	2143	378(8)	0_1^+				$B(E2)=0.57(4)$
			1354	1173(13)	2_1^+	-0.203(15)	-0.005(15)	$-0.833^{+0.057}_{-0.076}$ ^d	$B(M1)=0.058(6)$ $B(E2)=7.5(9)$ $B(E3)\uparrow=0.163(9)$
2177	3^-		1389	4103(28)	2_1^+	-0.191(9)	-0.006(12)	$-0.025^{+0.012}_{-0.019}$ ^d	
			667	1970(26)	2_2^+				
2237	2_4^+	82(5)	2237	1811(25)	0_1^+	0.298(21)	-0.084(27)		$B(E2)=1.86(16)$
			1448	2263(15)	2_1^+	0.308(14)	0.012(18)	$-0.184^{+0.052}_{-0.042}$	$B(M1)=0.122(10)$ $B(E2)=0.65(10)$ $B(E2)=0.74(20)$
2471	2_5^+	157(9)	2471	508(13)	0_1^+				$B(M1)\leq 0.034(3)$ ^e
			1682	411(5)	2_1^+				$B(E2)=0.42(8)$
2642	2_6^+	95(46)	2642	87(35) ^f	0_1^+				$B(E2)=0.42(8)$
			1854	250(10)	2_1^+				$B(M1)\leq 0.069(47)$ ^e

^a $B(E2)$ values are given in W.u. (1 W.u. = $42.4 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$), $B(M1)$ values are given in μ_N^2 , and the $B(E3)\uparrow$ value is given in $\text{e}^2 \text{ b}^3$.

^bFrom Ref. [107].

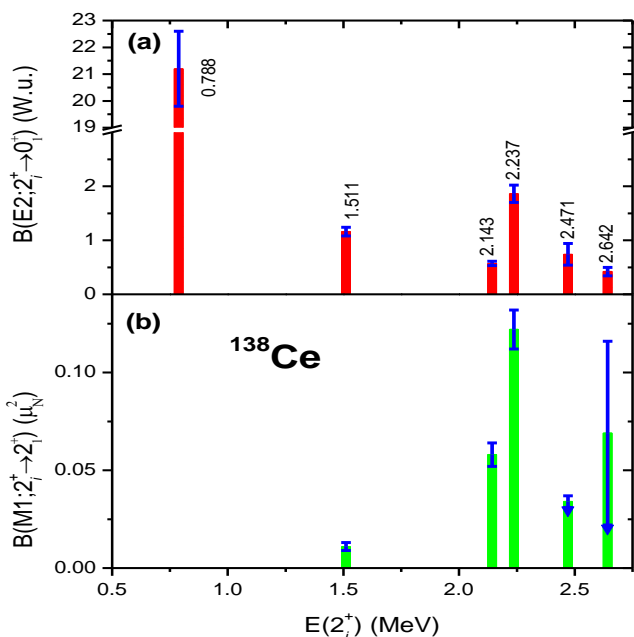
^cThis transition can only be observed in coincidence with the $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ transition.

^dThe orientation of the state is assumed to be the same as for the 2_4^+ state.

^eSince the multipole mixing ratio is not measured we assume here $\delta = 0$ for an upper limit of the $M1$ transition strength.

^fDetermined by the branching ratio from Ref. [103].

В настоящия експеримент наблюдавахме разпада на 0^+_2 , 3^-_1 , 4^+_1 и на първите шест $2^+_{1,2,3,4,5,6}$ състояния до енергия на възбуждане 2.7 MeV. Относителния γ добив (виж Таблица 6), по отношение на 2^+_1 състоянието, измерва относителното сечение за кулоново възбуждане. Тези данни бяха фитирани към теорията на Winther–de Boer [108], използвайки многостъпково код за кулоново възбуждане [109] и отчитайки енергетичните загуби в мишената. Абсолютните сечения за кулоново възбуждане са получени с помощта на предварително известната стойност за $B(E2; 0^+_1 \rightarrow 2^+_1) = 0.450(30) e^2b^2$ [107,110]. Неизвестните квадруполни моменти на възбудените състояния бяха варирани между ротационните граници, което допринася около 2% в общата неопределеност. Така беше определен еднозначен набор от матрични елементи $|\langle I^{\pi}_f || E\lambda || I^{\pi}_i \rangle|$, който заедно с измерените отношения на разклонение, мултиполни отношения определя абсолютните $B(E2)$ и $B(M1)$, представени на Фигура 25.



Фигура 25: (a) $E2$ and (b) $M1$ сили на преходите за всички наблюдавани 2^+ състояния в ^{138}Ce . Стрелките показват долна граница. . От публикация [D18].

2^+_4 състоянието с енергия 2.237 MeV доминира $2^+_i \rightarrow 2^+_1$ разпределението на $M1$ силата. Това идентифицира 2^+_4 състоянието като основния фрагмент на еднофононно-то $2^+_{1;ms}$ състояние в ^{138}Ce . Този извод се подкрепя и от факта, че 2^+_4 състоянието се разпада до основното състояние $E2$ преход със сила, която е най-голяма след тази за 2^+_1 $E2$ сила. От друга страна обаче, 2^+_3 състоянието с енергия 2.143 MeV също има значително стойност за $B(M1; 2^+ \rightarrow 2^+_1)$. Тази ситуация е интерпретирана като фрагментация на еднофононно-то $2^+_{1;ms}$ състояние. Доколкото $2^+_{3,4}$ състоянията са отделени от

другите 2^+ състояния с повече от 230 keV, докато енергетичната разлика между тях е само 94 keV, то наблюдаваната фрагментация може да бъде обяснена като смесване между ССС и СПС, причинено от взаимодействие с матричен елемент $V_{F\text{mix}} = 44(3) \binom{+3}{-14}$ keV. Тази ситуация е коренно различна от ситуацията в съседния $N = 80$ изотон ^{136}Ba , където въпреки приликите в енергиите на възбуждане, се наблюдава едно единствено ССС, което се разпада с $B(M1; 2^+_4 \rightarrow 2^+_1) = 0.26(3) \mu_N^2$ [99]. Матричният елемент на взаимодействие между това състояние и близко лежащите СПС може да се оцени на $V_{F\text{-mix}}(^{136}\text{Ba}) < 10$ keV.

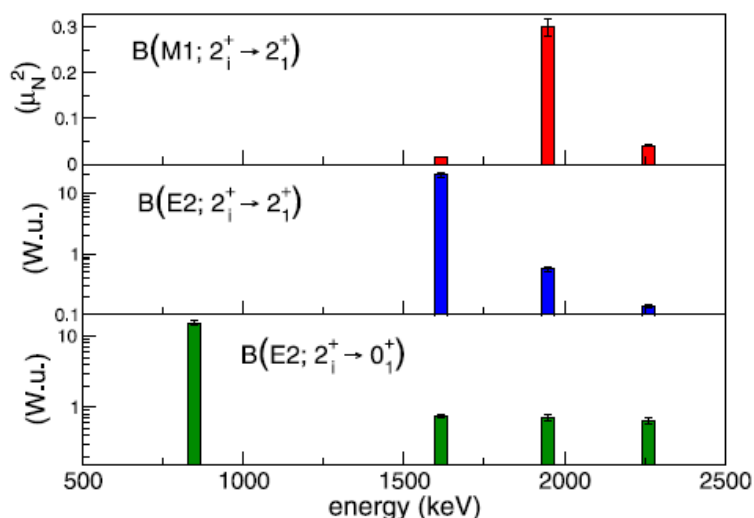
Тази разлика между характеристиките на еднофононните ССС в ^{136}Ba и ^{138}Ce е обяснена като дължаща се на лисата слоеста стабилизация при запълнен протонен $g_{7/2}$ под слой. Промяната на характеристиките на ССС от ^{136}Ba до ^{138}Ce показва за първи път, че концентрацията на силата на изовекторните възбуждания във валентния слой отразява баланса между изоспиновите степени на свобода и слоеста структура. В реалността се оказва, че механизма на слоеста стабилизация е значително по-сложен от първоначалната идея, представена в [D18]. В рамките на QPM [111] беше показано, че фрагментацията на $M1$ силата, наблюдавана в ^{138}Ce [D18], е автентичен слоест ефект, породен от специфична едночастична структура и корелациите на сдвояване. Резултатите получени за ССС, в ^{138}Ce дефинираха началната точка експериментални и теоретични изследвания на ССС в масовата област $A \approx 130$. С успеха на експеримента посветен на ССС в ^{138}Ce стартира и серия от експерименти в националната лаборатория Аргон, САЩ, посветени на ССС в масовата област $A \approx 130$. Тези експерименти, по същество, представляват и значителна част от настоящата дисертация, но те не биха били възможни без методологическия и физически пробив, постигнат в експеримента посветен на ССС в ^{138}Ce [D18].

Състоянията със смесена симетрия в изотонната верига $N = 80$

За да се докаже общата валидност на механизма на слоеста стабилизация е необходимо да се идентифицират ССС в ядрата ^{134}Xe , ^{140}Nd и ^{136}Ce . Експерименталната програма в националната лаборатория Аргон, САЩ, която започна с експеримента за

ССС в ^{138}Ce е [D18], продължи с експеримент посветен на идентификация на еднофнонното СССР в ^{134}Xe [D22]. Друга причина да се продължи с ^{134}Xe е, че с идентификацията на СССР в него, тези състояния стават известни за три последователни изотона от веригата $N = 80$. Еволюцията на ядрената колективност зависи силно от протон-неутронното взаимодействие, което се определя от броя валентни нуклеони, $N_{\pi}N_{\nu}$ [112]. Тази зависимост е изследвана главно от свойствата на СПС, които обаче не са чувствителни към определени части на протон-неутронното взаимодействие, такива като члена Majorana в IBM-2 [12]. Известно е [113], че информация за локалното протон-неутронното взаимодействие може да се получи от енергетичната разлика между еднофнонните СССР и СПС, но поради липсата експериментална информация тази процедура все още не беше прилагана към момента на провеждане на експеримента посветен на СССР в ^{134}Xe [D22].

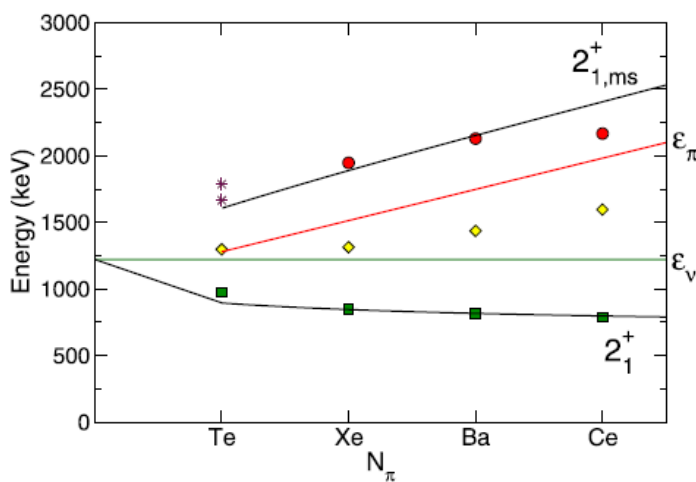
Експериментът по Кулоново възбуждане в обратна кинематика на ^{134}Xe беше проведен в националната лаборатория Аргоне, САЩ. Ускорен сноп от ^{134}Xe йони до енергия of 435 MeV, съответваща на 82% от Кулоновата бариера, беше произведен от ускорителя ATLAS. За мишена беше използван естествен въглерод с дебелина 1.2 mg/cm². γ лъчите от разпада на възбудените състояния в ^{134}Xe бяха регистрирани с многодетекторната система Gammasphere [54] в режим на единична регистрация. Проведения експеримент е точен аналог на експеримента за ^{138}Ce [D18] и затова няма да се спираме на детайли за нализа на данните. Такива могат да се намерят в дисертацията и оригиналната публикация [D22]. Главният резултат от експеримента, а



Фигура 26: $B(M1; 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, и $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ силите, определени в настоящия експеримент. От публикация [D22].

именно разпределенията на $M1$ и $E2$ силата на преходите от разпада на 2^+ състоянията в ^{134}Xe , е даден на Фигура 26. От $M1$ разпределението еднозначно може да се определи, че 2^+_3 е основния фрагмен от еднофононното ССС в ^{134}Xe . Това заключение е в съгласие с микроскопичните QPM пресмятания на Lo Iudice *et al.* [114].

В изотонната верига $N = 80$ енергията на 2^+_1 състоянията намалява с нарастване на двойките валентни протони, N_π (виж Фигура 27), но пък енергията на $2^+_{1,ms}$



Фигура 27: Енергии на $2^+_{1,ms}$ и 2^+_1 състоянията в $N = 80$ изотоните, дадени като запълнени кръгове и квадрати. Линиите маркирани с ϵ_π и ϵ_ν дават несмутените енергии на протонните и неутронни състояния. Енергиите на 2^+_1 състоянията в $N = 82$ изотоните са дадени с ромбове. Звездите показват енергиите на 2^+ състоянията, кандидати за ССС в ^{132}Te . От публикация [D22].

състоянията нараства. Съгласно схемата на смесване на две нива предложена в [113], наблюдаваните 2^+_1 and $2^+_{1,ms}$ се получават от смесване на несмутените протонни и неутронни 2^+ конфигурации. В тази схема взаимодействието, водещо до смесването е параметризирано като $V(N_\pi) = \beta\sqrt{N_\pi N_\nu}$ [113]. Тъй като енергиите на 2^+_1 състоянията в съседните $N = 82$ изотони нараства линейно (виж Фигура 27) с броя протонни бозони енергиите на несмутените протонни 2^+ конфигурации беше параметризирано като $\epsilon_\pi(N_\pi) = a + b(N_\pi - 1)$, където a беше избрано да съвпада с енергията на 2^+_1 състоянието в ^{134}Te . Енергиите на несмутените неутронни 2^+ конфигурации е константа за изотонни вериги, която беше избрана да е равна на енергията 2^+_1 състояние в ^{130}Sn . Стойностите на параметрите b и β бяха определена от фит към експерименталните енергии на 2^+_1 and $2^+_{1,ms}$ състоянията във веригата $N = 80$ като ССС в ^{138}Ce беше изключено поради наблюдаваната фрагментация. Получените стойности са $b = 0.23(4)$ MeV и $\beta = 0.35(1)$ MeV. Повече детайли за фитираща процедура могат да се намерят в дисертацията и в оригиналната публикация [D22]. Получените стойности за относителната сила

на квадрупол-квадруполното взаимодействие са в съгласие с тези от други модели и позволяват да се предскаже, че най-вероятно 2^+_2 състоянието в радиоактивното ядро ^{132}Te е неговото $2^+_{1,ms}$ състояние.

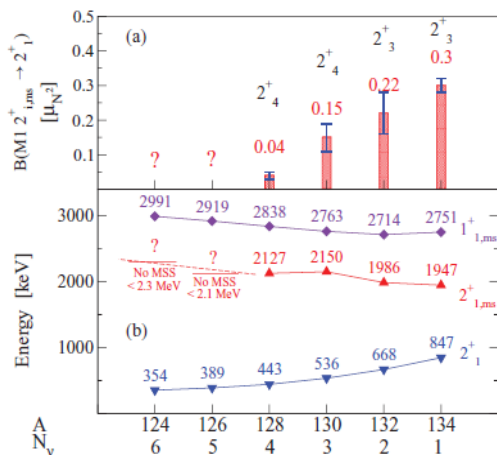
В заключение, използвайки данните от експеримент по кулоново възбуждане на ядрото ^{134}Xe , идентифицирахме неговото 2^+_3 като еднофононно ССС. В ^{134}Xe $2^+_{1,ms}$ е единично, изолирано състояние в съгласие с механизма на слоеста стабилизация [D18]. Проследявайки еволюцията на 2^+_1 и $2^+_{1,ms}$ състоянията ясно се забелязва увеличаване на енергетичното разделяне между тях с нарастване на броя валентни протони. Това енергетично разделяне беше фитирано чрез използването на прост модел на смесване на две нива [113]. От резултатите от проведения фит получихме относителната сила на протон-неутронното квадрупол-квадруполно взаимодействие. Резултатите от фита също така предсказват, че вероятно 2^+_2 състоянието в радиоактивното ядро ^{132}Te е неговото $2^+_{1,ms}$ състояние.

Състояния със смесена симетрия в ксеноновите изотопи

Експерименталните резултати за еволюцията на ССС в $N = 80$ водят до по-добро разбиране на механизмите на формиране и запазване на тези състояния [D18, D22]. От друга страна обаче тези експериментални резултати са ограничени само до вибрационни, $U(5)$ подобни, ядра. Въпреки важната роля, която играе като фундаментален елемент за ядрената структура, еволюцията на $2^+_{1,ms}$ състоянието с деформацията все още не е изследвана. В настоящето изследване ще изследваме тази еволюцията при прехода от $U(5)$ към $O(6)$ структури. Веригата на стабилни Xe предлага един от най-добре документираните случаи на такъв преход. Настоящата работа е фокусирана върху идентификацията на $2^+_{1,ms}$ състоянията в ^{130}Xe и ^{132}Xe . $2^+_{1,ms}$ състоянията в ^{128}Xe (виж [98] и [D23]) и ^{134}Xe [D22] са известни. Комбинацията от резултатите от [D22,D23,D24,D27] и [98,115], прави възможно за първи път да се проследи еволюцията на $2^+_{1,ms}$ при прехода от $U(5)$ към $O(6)$ подобни ядра за изотопна верига: $^{124-134}\text{Xe}$.

Експериментите по кулоново възбуждане в обратна кинематика за ядрата $^{130,132}\text{Xe}$ бяха проведени в националната лаборатория Аргоне, САЩ. Те са точен аналог на вече

представените по-горе експерименти за ^{138}Ce [D18] и ^{134}Xe [D22] и затова няма да представяме тук детайли за тях. Такива могат да се намерят в дисертацията и в оригиналната публикация [D25]. Основния експериментален резултат постигнат в експериментите за $^{130,132}\text{Xe}$ е, че съответните разпределения на $M1$ силата на преходите $2^+_i \rightarrow 2^+_1$ са доминирани от едно единствено 2^+ състояние. Това са 2^+_4 състоянието в ^{130}Xe с енергия на възбуждане 2150 keV [$B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1) = 0.15(4) \mu_N^2$] и 2^+_3 състоянието ^{132}Xe с енергия на възбуждане 1985 keV [$B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1) = 0.22(6) \mu_N^2$]. Другите $B(M1; 2^+_i \rightarrow 2^+_1)$ стойности са сравнително ниски. Поради това тези две състояния бяха идентифицирани като основните фрагменти на $2^+_{1,ms}$ в $^{130,132}\text{Xe}$. CCC в $^{130,132}\text{Xe}$ в комбинация с резултатите от сходни експерименти за ядрата ^{134}Xe [D22], ^{128}Xe [D23], ^{126}Xe [115] и [D27], и ^{124}Xe [D24] дават информация за еволюцията на $2^+_{1,ms}$ състоянията във веригата на ксеноновите изотопи, която е представена на Фигура 28 и Таблица 7. В $^{128,134}\text{Xe}$ наблюдавахме, че $B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1)$ силата на



Фигура 28: $B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1)$ силата на преходите за шест четно-четни Хе изотопи (а). Съответстващите енергии на възбуждане на едно-фононното $2^+_{1,ms}$ състояние и еволюцията на дву-фононното $1^+_{1,ms}$, което е изследвано от von Garrel *et al.* [116], са представени на панел (б). От публикация [D25].

прехода също е концентрирана в едно единствено състояние. Забележете, че CCC не са наблюдавани в ^{124}Xe и ^{126}Xe под 2.2 MeV със същата експериментална техника [D24,D27].

Фигура 28 показва, че наблюдаваната $2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1$ $M1$ сила на прехода намалява с нарастване на броя валентни неутронни двойки (N_v), или с други думи, с нарастване на колективността. Във същото време, енергията на възбуждане на наблюдавания фрагмент от $2^+_{1,ms}$ състоянието нараства. Същият ефект е забелязан за дву-фононното $1^+_{1,ms}$ състояние [116]. Това, експериментално установено поведение води до следния възп-

рос: Дали с нарастване на колективността енергията на $2^+_{1,ms}$ състоянието нараства,

Таблица 7: Абсолютната вероятност за преход $B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1)$ за CCC в четно-четните Хе изотопи. От публикация [D25].

Isotope	N_v	MSS	Energy (keV)	$B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1) (\mu_N^2)$		Ref.
				This work	Literature	
^{124}Xe	6			No MSS bellow	2.3 MeV ^a	
^{126}Xe	5			No MSS bellow	2.1 MeV ^b	
^{128}Xe	4	2^+_4	2127	0.04(1) ^c	0.07(2)	[98]
^{130}Xe	3	2^+_4	2150	0.15(4)		
^{132}Xe	2	2^+_3	1986	0.22(6)	0.29 ^d	[117]
^{134}Xe	1	2^+_3	1947	0.30(2)		[D22]

^a From Ref. [D24].

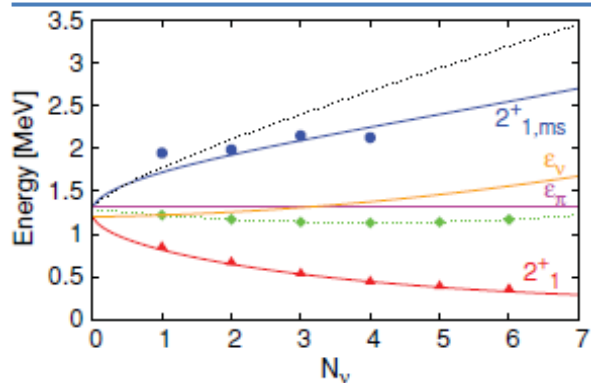
^b From Ref. [D27].

^c From Ref. [D23].

^d No uncertainty is given in Ref. [117].

така че надхвърля експерименталната чувствителност, като при това състоянието фрагментира или пък просто изчезва, като постепенно губи колективния си характер. И двете хипотези обясняват наблюдаваното поведение (виж Фигура 28).

Ако първият случай е валиден, тогава е възможно да сме наблюдавали само най-ниско лежащия фрагмент на $2^+_{1,ms}$ състоянието, който обаче не е необходимо да носи



Фигура 29: Фит на експерименталните енергии на $2^+_{1,ms}$ състояния (плътна синя линия) и 2^+_1 (плътна червена линия) в ^{54}Xe изотопи. Линиите означени с ϵ_π и ϵ_ν представят несмутените протонни и неутронни състояния. Енергиите на 2^+_1 състояния в $Z = 50$ Sn изотопи са дадени с зелени ромбове. Черната прекъснатата линия съответства на фит използващ параметрите от [D22] [$\beta = 0.35(1)$ MeV, $b = 0.23(4)$ MeV]. От публикация [D25].

най-голяма част от $M1$ силата. Този сценарий може да се провери в рамките на модела на смесване на две нива, използван в случая на ^{134}Xe [D22]. Без да описваме фитиращата процедура представена на Фигура 29 (детайли могат да се намерят в дисертацията и оригиналната публикация [D25]) тук само ще дадем съществения резултат, а именно относителната сила протон-неутронното квадрупол-квадруполно взаимодействие $\beta = 0.319(1)$ MeV. Тази стойност се отличава от стойността $\beta = 0.35(1)$ MeV получена от еволюцията на CCC в $N = 80$ изотоните [D22]. Доколкото ^{134}Xe принадлежи и на двете вериги ($N = 80$ и $Z = 54$) трябва да се очаква относителното протон-неутронно взаимо-

действие за тях да е едно и също. Фактът, че те не съвпадат точно може да се дължи или на прекалено опростяване на механизма на смесване или на недостатъчна експериментална чувствителност за фрагменти на $2^+_{1,ms}$ състоянието с енергии на възбуждане над ~ 2.2 MeV. Стойностите за $E(2^+_{1,ms})$, получени с параметрите от [D22] съответстват на прекъснатата черна линия на Фигура 29. Разликата между двете фитирани линии за $E(2^+_{1,ms})$ (прекъснатата черна и плътната синя) на Фигура 29, предполага, че в леките Хе изотопи сме наблюдавали, и съответни включили в фитиращата процедура, само най-ниско лежащия фрагмент на $2^+_{1,ms}$ състоянието. Възможно да съществуват и други фрагменти с по-висока енергия на възбуждане ($> \sim 2.2$ MeV). Това заключение се подкрепя и от поведението на дву-фононото $1^+_{1,ms}$ състояние (виж Фигура 29), чиято енергия също нараства с увеличаване на броя валентни неутронни двойки [116].

В заключение, $2^+_{1,ms}$ състоянията в $^{130,132}\text{Xe}$ бяха идентифицирани в реакция на кулоново възбуждане в обратна кинематика. Това ни позволи да проследим еволюцията на тези състояния от затворения $N = 82$ слой към средата на неутронния слой. С нарастване на броя валентни неутронни двойки енергията на $2^+_{1,ms}$ състоянията нараства, а абсолютната сила на $M1$ прехода $2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1$ намалява. Това поведение може да бъде обяснено с два различни механизма: или $2^+_{1,ms}$ фрагментира по пътя от вибрационни към γ нестабилни ядра и неговата енергия на възбуждане нараства, или постепенно губи колективния си изовекторен характер и изчезва към средата на слоя.

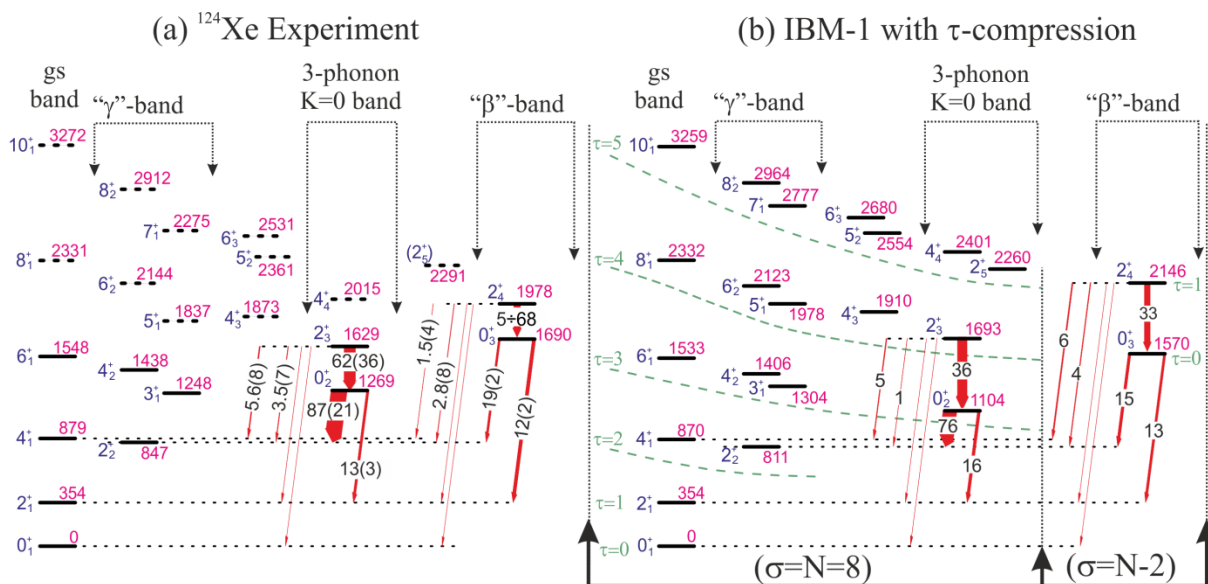
Някои неочаквани резултати – нарушаване на O(6) симетрията в ксеиновите изотопи

Еволюцията на $2^+_{1,ms}$ състоянията в Хе изотопи беше разгледана в предната секция при предположението, че Хе изотопи покриват пътя от вибрационни (U(5)) до γ -нестабилни (O(6)-подобни) ядра. Експерименталните данни, получени в проведените експерименти по кулоново възбуждане позволяват да се провери количествено степента на реализация на дадена симетрия във всяко от изследваните ядра.

O(6) симетрията в *sd*-IBM-1 е базирана на веригата от подалгерби $U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)$ имащи съответно квантови числа N, σ, τ , и L [56,12]. Емпиричните доказателства за съществуването на ядра, отговарящи на O(6) симетрия, се базират на характерна енергетична подредба на възбудените състояния, отношения на разклонения на γ разпада и, най-сигурно, на правилата за отбор за $E2$ преходи. В случая на O(6) симетрия тези правила за отбор са такива, че $E2$ преходите са разрешени и колективни между състояния с $\Delta\sigma = 0$ и $\Delta\tau = \pm 1$ [12]. Правилото $\Delta\sigma = 0$ е всъщност това, което тества O(6) симетрия; $\Delta\tau = \pm 1$ е правило свързано с O(5) симетрията и се изпълнява за всички ядра лежащи на линията между O(6) и U(5) динамичните симетрии. O(6) симетрията е наблюдавана за първи път в ядрото ^{196}Pt [118]. Това твърдение първоначално е базирано на енергичната подредба на нивата и отношенията на разклонение на $E2$ преходите. По-късно е показано, че то се поддържа и от установените долни граници за времето на живот на 0^+_3 състоянието, което най-ниското състояние от $\sigma = N - 2$ представянето [119]. Друга, доста по-голяма област на ядра, кандидати за O(6) симетрия е открита в района на Xe–Ba–Ce ядра с маси около $A = 130$ [52]. Показано е, че ниско спиновите структури в ядрата ^{128}Xe [120], ^{126}Xe [115] и ^{124}Xe [121] са подредени съобразно O(6) симетрията, а отношенията на разклонение се подчиняват на правилата за отбор за $\sigma = N$ състояния в O(6). До момента обаче, правилата за отбор не са проверявани чрез абсолютната сила за $E2$ преходи. Именно с такава цел изследвахме ядрото ^{124}Xe .

Възбудените състояния в ^{124}Xe бяха заселени в реакция на кулоново възбуждане в обратна кинематика в националната лаборатория Аргоне, САЩ. Отново, т.к. този експеримент е абсолютно аналогичен на разглежданите дотук, няма да се спираме на детайли по него и анализа на данните. Такива могат да се намерят в дисертацията или в оригиналната публикация [D24]. Нивата от ^{124}Xe , заселени в експеримента и част от определените абсолютни $E2$ сили на преходите са представени на Фигура 30 (а). Нивата изглежда да следват подредбата характерна за O(6). Както е отбелязано и в [121], за всеки собствен вектор с $\sigma = N$ може да се намери съответстващо ядрено състояние до $\tau = 5$ и ъглов момент $10\hbar$. 0^+_3 и 2^+_4 изглежда формират структура, която прилича на възбуденото O(6) семейство с $\sigma = N - 2$. Въпросът, който възниква, е може ли експери-

менталните данни за абсолютните $E2$ сили на преходите да бъдат разбрани, поне качествено, в термините на $O(6)$ ($\Delta\sigma = 0$) и $O(5)$ ($\Delta\tau = \pm 1$) правилата на отбор.



Фигура 30: (а) Нискоенергетични нива в ^{124}Xe с положителна четност. Тези, заселени в настоящия експеримент са дадени с плътни линии. (б) sd -IBM-1 пресмятания за ^{124}Xe [121]. Собствените вектори са организирани в (τ, σ) мултиплети, съобразно $O(6)$ динамичната симетрия и според [121]. Доколкото в [121], σ квантовите числа не са сигурни, то те са дадени в скоби. Стрелките означават $E2$ разпадите на не-и-раст, квази- $K=0$ нивата. Тяхната дебелина и числата върху тях (за преходи с $B(E2) \geq 1$ W.u.) са абсолютните $B(E2)$ стойности в W.u. От публикация [D24].

Експерименталните данни за преходите между нива, които условно принадлежат към $\sigma = N$ мултиплета, като цяло са в съгласие с правилата на отбор, свързани с $O(5)$ симетрията ($\Delta\tau = \pm 1$). Тези $E2$ преходи, които нарушават правилото $\Delta\tau = \pm 1$ са подтиснати до ниво от ~ 1 W.u. В проведения експеримент успяхме да определим $E2$ силата на преходите за не-и-раст нива като 2^+_3 с енергия 1629 keV. Ако се класифицира съгласно $O(5)$ симетрията, това ниво е най-ниското от $\tau = 4$ мултиплета (виж Фигура 30). В съгласие с $O(5)$ правилата на отбор, то се разпада до 0^+_2 ($\tau = 3$) нивото с колективен $E2$ преход. Другите преходи в разпада на това ниво са забранени в $O(5)$ симетрията и действително техните $E2$ сили са слаби. Като цяло разпада на 2^+_3 състоянието в ^{124}Xe илюстрира ясно реализацията на $O(5)$ правилата на отбор за $E2$ преходи. Доколкото ни е известно, 2^+_3 състоянието в ^{124}Xe е първия случай на не-и-раст $\tau = 4$ състояние, за което са определени абсолютните $E2$ сили на преходите.

0^+_{3} и 2^+_{4} състоянията в ^{124}Xe са интерпретирани като началото на възбудената $O(6)$ фамилия с $\sigma = N - 2$ [121]. Ако тази интерпретация е вярна то $E2$ разпадите от тези нива към по-нисколежащите състояния с $\sigma = N$ ще са забранени поради $O(6)$ правилата на отбор. Експерименталните данни обаче показват, че 0^+_{3} състоянието се разпада до 2^+_{1} и 2^+_{2} състоянията с умерено колективни $E2$ преходи от 11.9(17) W.u. и 18.5(17) W.u. (виж Фигура 30). Това ни позволява да заключим, че $O(6)$ симетрията е силно нарушена в ^{124}Xe .

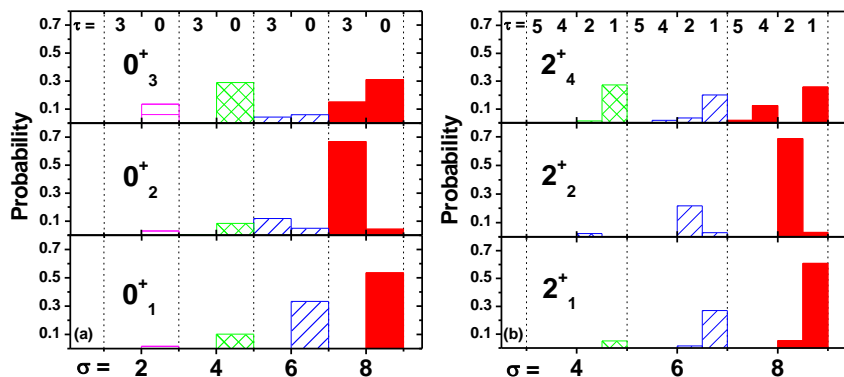
Изводите от качествения анализ на експерименталните данни поставят въпроса доколко новата експериментална информация може да се опише съгласувано в рамките на sd -IBM-1 модела и ако това възможно, то може ли да се оцени количествено степента на нарушаване на $O(6)$ симетрията?

Оказа се, че много добро описание в рамките на sd -IBM-1 може да се постигне като се използва хамилтониана:

$$H = \epsilon n_d + (\lambda + \frac{2}{5} \beta) L \cdot L + \kappa Q^x \cdot Q^x + 4\beta T^{(3)} \cdot T^{(3)}$$

и параметрите предложени от Werner *et al.* [121]: $\epsilon_W = 0.729$ MeV, $\beta_W = -19.65$ keV, $\lambda_W = 9.91$ keV, $\chi_W = -0.257$, $\kappa_W = -34.91$ keV and $e_B = 0.14224e^2b^2$. Част от получените в пресмятанията резултати са представени на Фигура 30 (b), но като цяло освен добро възпроизвеждане на енергиите на възбуждане, и всички сигурни експериментални $B(E2)$ стойности са коректно възпроизведени.

Проведените sd -IBM пресмятания позволяват ясно да се покаже и нарушаването



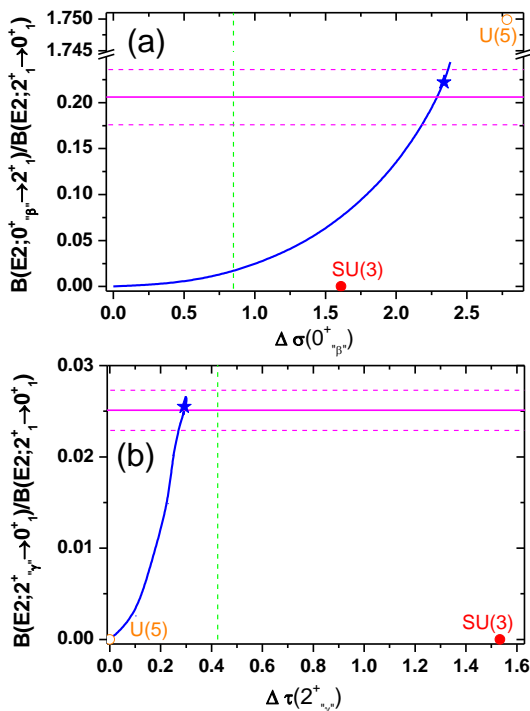
Фигура 31: Квадрати на амплитудите на компонентите на sd -IBM-1 вълновите функции с различни (σ, τ) квантови числа за $0^+_{1,2,3}$ (a) and the $2^+_{1,2,4}$ (b). От публикация [D24].

на $O(6)$ симетрията. За тази цел проектирахме IBM състоянията в $O(6)$ базис $\{|J^\pi\rangle^{(\sigma,\tau)}\}$. Тези резултати са представени на Фигура 31. Очевидно е че нито τ , нито σ са перфектни квантови числа. Квантовото число τ обаче е доста добре съхранено, което показва че $O(5)$ симетрията се реализира в ^{124}Xe . От друга страна квантовото число σ е напълно разпръснато, което потвърждава, че тази симетрия е нарушена в ^{124}Xe .

За да оценим до каква степен $O(6)$ симетрията е нарушена проведохме изследване на флуктуациите на квантовите числа, които се описват с $\Delta q = \sqrt{\langle q^2 \rangle - \langle q \rangle^2}$, където q е квантово число свързано със изследваната симетрия. В случай, че симетрията се реализира точно Δq е 0. Всички останали стойности за Δq представляват ситуации на нарушена симетрия. Тези случаи могат да бъдат допълнително класифицирани, като скалата тази класификация очевидно ще зависи от минималната стъпка с която може да се изменя q , δq_{\min} . Предполагайки, че при нарушена симетрия съответното квантово число е нормално разпределено, то могат да се разграничат два случая на нарушена симетрия. Ако пълната широчина на половина височина (Full-Width-Half-Maximum – FWHM) на разпределението е такава, че $\text{FWHM} \leq \delta q_{\min}$ то изследваната симетрия е смутена или пертурбирана. В случай, че $\text{FWHM} > \delta q_{\min}$ симетрията е напълно разрушена. В случай на нормално разпределение, флуктуацията на квантовото число е точно стандартното отклонение на разпределението, което позволява да се прецизира класификационната схема чрез въвеждане на $\Delta q_{\text{class.}} \equiv \delta q_{\min} / (2\sqrt{2\ln 2})$. Дадена симетрия ще разглеждаме като смутена, но доминантна, когато $\Delta q \leq \Delta q_{\text{class.}}$, в противен случай ($\Delta q > \Delta q_{\text{class.}}$) трябва да се счита, че симетрията е напълно разрушена. Нека като пример разгледаме $O(6)$ симетрията; квантовото число свързано с нея, σ , се променя с минимална стъпка $\delta\sigma_{\min} = 2$. Тогава класификационната стойност за флуктуациите в σ е $2 / (2\sqrt{2\ln 2})$. Ако флуктуациите в σ са по-големи от 0.849, $O(6)$ симетрията трябва да се разглежда като напълно разрушена за изследваното състояние.

Доколкото стойностите на Δq са свързани с детайлната структура на вълновата функция, то те трябва да влияят директно върху $E2$ силата на преходите. За да се разграничи влиянието на различни симетрии трябва да се подберат такива състояния и експериментални наблюдаеми, които са чувствителни към точно определено правило на отбор. В случая на ^{124}Xe , главите на квази-“ β ” и квази-“ γ ” структурите са очевидните

избори. Относно правилата за отбор на O(6), преходът $2^+_{\gamma} \rightarrow 0^+_1$ е σ -разрешен и τ -забранен, докато преходът $0^+_{\beta} \rightarrow 2^+_1$ е σ -забранен– τ -разрешен. Проследихме поведението на отношенията $B(E2; 2^+_{\gamma} \rightarrow 0^+_1)/B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ и $B(E2; 0^+_{\beta} \rightarrow 2^+_1)/B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ като функции на $\Delta\tau$ и $\Delta\sigma$ по траектория в параметричното пространство на IBM-1, която свързва точното O(6) решение с точката дефинирана от параметрите за ^{124}Xe [121] (виж Фигура 32). Тези процедура е описана в детайли в дисертацията

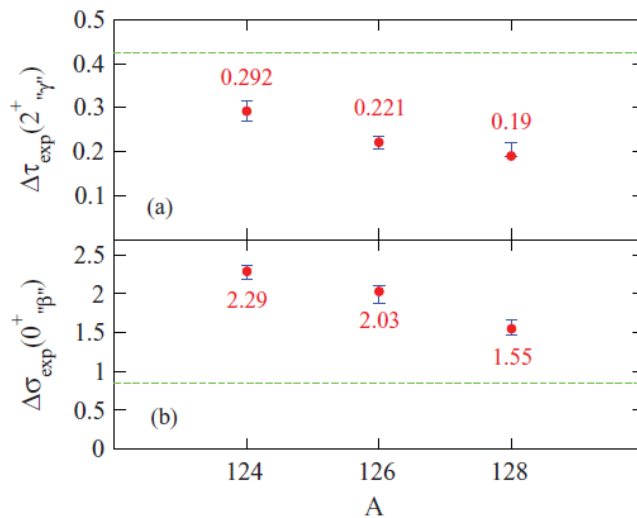


Фигура 32: $B(E2; 2^+_{\gamma} \rightarrow 2^+_1)/B(2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ (a) и $B(E2; 0^+_{\beta} \rightarrow 2^+_1)/B(2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ (b) като функции на $\Delta\sigma$ и $\Delta\tau$ (плътни линии) върху траекторията от точното O(6) решение до точката в IBM, дефинирана от параметрите за ^{124}Xe [121]. Кръгчетата представят стойностите на разглежданите отношения за флукуациите в U(5) и SU(3). Горизонталните линии представят съответните експериментални стойности на разглежданите отношения. От публикация [D24].

и оригиналната публикация [D24]. Тук само ще представим крайния резултат. От сравнение на поведението на $B(E2; 0^+_{\beta} \rightarrow 2^+_1)/B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ като функция на флукуациите в σ с експерименталната стойност (виж Фигура 32(a)) определихме $\Delta\sigma_{exp}(0^+_3; ^{124}\text{Xe}) = 2.29^{+0.07}_{-0.11}$, стойност която е значително по-висока от класификационната стойност 0.849. На Фигура 32(a) също така са представени флукуациите на σ в другите динамични симетрии U(5) и SU(3) като и двете са значително над класификационната стойност. Определеното $\Delta\sigma_{exp}$ за 0^+_{β} състоянието в ^{124}Xe не само потвърждава нарушаването на O(6) симетрията, но и количествено показва, че степента на това нарушаване е сравнима с тази на другите динамични симетрии. Аналогично получихме за $\Delta\tau_{exp}(2^+_2; ^{124}\text{Xe}) = 0.292(22)$, стойност значително по-малка от $\Delta\tau_{class.} = 0.425$ (виж Фигура 32(b)), която показва, че O(5) симетрията е само леко смутена.

В заключение, ядрото ^{124}Xe беше изследвано в реакция на кулоново възбуждане, при което бяха определени 25 абсолютни $E2$ сили на преходи. Експериментално наблюдаваните възбудени състояния, отношения на разклонения и абсолютни сили на преходи се възпроизвеждат добре от sd -IBM-1 пресмятания [121], които обаче не са свързани с $O(6)$ симетрията. Новите експериментални данни позволяват да се изследва степента на нарушение на симетриите като се свържат флукуациите в квантовите числа с експериментални наблюдаеми. Използвайки този метод показахме, че в ^{124}Xe $O(6)$ симетрията е напълно разрушена, докато $O(5)$ симетрията е само слабо смутена.

Неочакваният резултат, че $O(6)$ симетрията в ^{124}Xe е напълно разрушена, докато $O(5)$ симетрията е приблизително валидна [D24], естествено доведе до въпроса до каква степен $O(6)$ симетрията се нарушава или запазва в съседните ксенонови изотопи. С цел да се отговори на този въпрос бяха изследвани ядрата ^{126}Xe и ^{128}Xe . Експерименталния метод, анализа на данните и последващия теоретичен анализ са идентични на представените по-горе. Затова няма да ги разглеждаме тук, но тяхно детайлно описание може да се намери в дисертацията и в оригиналните публикации [D23, D27]. Тук само ще се спрем на основния физичен резултат, а именно $\Delta\sigma_{\text{exp}}(0^+_{3}; ^{128}\text{Xe}) = 1.55^{+0.12}_{-0.08}$ и $\Delta\tau_{\text{exp}}(2^+_{2}; ^{128}\text{Xe}) = 0.19^{+0.03}_{-0.01}$, и $\Delta\sigma_{\text{exp}}(0^+_{3}; ^{126}\text{Xe}) = 2.03^{+0.08}_{-0.16}$ и $\Delta\tau_{\text{exp}}(2^+_{2}; ^{126}\text{Xe}) = 0.221(4)$. Тези стойности позволяват да се проследи промяната на флукуациите в квантовите числа τ и σ във веригата от ксенонови изотопи, които са представени на Фигура 33.



Фигура 33: (а) τ и (б) σ флукуациите, характеризиращи степента запазване на $O(5)$ симетрията и степента на нарушаване на $O(6)$ симетрията в $^{124,126,128}\text{Xe}$. Горизонталните линии представят класификационните стойности за съответната симетрия. От публикация [D27].

Вижда се, че и в трите изотопа $O(6)$ симетрията е нарушена, като най-изразено това е при ^{124}Xe , и степента на нарушаване намалява с увеличаване на броя неутрони

(виж Фигура 33(b)). Противоположна е ситуацията за флуктуациите на τ , те винаги са доста под класификационната стойност показвайки, че $O(5)$ симетрията е само слабо смутена и в трите изотопа $^{124,126,128}\text{Xe}$ (виж Фигура 33(a)). Еквивалентните $B(E2)$ стойности за разпада на 0^+_3 състоянията в ^{130}Xe и ^{132}Xe не са известни към момента, което не позволява провеждането на подобен анализ за тях. От друга страна това не е и необходимо, т.к. тези ядра вече са извън областта на $O(6)$ симетрията. ^{130}Xe се разглежда като един от най-добрите кандидати за $E(5)$ симетрия [122], докато ^{132}Xe , който има само две двойки валентни неутрони е много близо до ядра с $U(5)$ симетрия. Последното важи даже с по-голяма сила и за ^{134}Xe .

В заключение ще отбележим, че експерименталната информация за абсолютните $E2$ сили на преходите в веригата от стабилни ксеноновите изотопи ясно показва, че $O(6)$ симетрията е силно нарушена в тези ядра, докато $O(5)$ симетрията е добре запазена [D23,D24,D27]. Данните позволяват степента на нарушаване/запазване на симетриите да се оцени количествено на базата на анализ на флуктуациите на квантовите числа, което беше приложено за първи път в [D24]. По отношение на CCC, проведеното изследване показва, че тяхната еволюция в ксеноновите изотопи не трябва да се свързва с $O(6)$ симетрията.

Състоянията със смесена симетрия в изотонната верига $N = 78$

Експерименталното установяване на еволюцията на състоянията със смесена протон-неутронна симетрия (CCC) във изотонната верига $N = 80$ предизвика обширни теоретични изследвания, базирани на микроскопични модели като квазичастично-фононния модел (QPM) [114] и слоест модел в голям базис [123]. Въпреки че и двата теоретични подхода показват, че фрагментацията на $M1$ силата в ^{138}Ce е същински слоест ефект, предизвикан от специфична едночастична структура и корелациите на сдвояване [114,123], произхода на механизма на слоеста стабилизация [D18] не е напълно разбран. Тя изисква еднозначна идентификация на CCC в ^{140}Nd и ^{136}Ce чрез измерване на абсолютната $M1$ сила на преходите. Особеностите на едно-фононното CCC в ^{140}Nd ще покаже дали механизма на слоеста стабилизация работи когато протонните въз-

буждания се осъществяват предимно в $d_{5/2}$ подслоя, докато особеностите едно-фононното ССС в ^{136}Ce ще покаже доколко механизма на слоеста стабилизация се влияе от неутронните степени на свобода. Последния проблем изисква идентификация и количествено изследване на особености на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce , което е една от целите на настоящето изследване.

Идентификацията на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce също ще разкрие и еволюцията на ССС в $N = 78$ изотоните. Тази еволюция е интересна защото позволява да се оцени относителната сила на локалното протон-неутронно взаимодействие както вече показахме за случаите на изотоните с $N = 80$ [D22] и за веригата на ксеноновите изотопи [D25]. За изненада, получените стойности за локалното протон-неутронно взаимодействие в тези два случая се различават значително с около 10%, докато доста по-константно поведение се получава когато протон-неутронно взаимодействие се извлече само от свойствата на симетричните състояния [113]. Това несъответствие беше обяснено в [D25] като дължащо се на ограничена експериментална чувствителност за по-високо лежащи фрагменти на ССС. От друга страна директното сравняване на получените стойности за локалното протон-неутронно взаимодействие не е напълно оправдано, защото изотоните с $N = 80$ са вибрационни ядра, докато ксеновите изотопи показват преход от вибрационни ($U(5)$ -подобни) към γ меки (но не $O(6)$) ядра. Една такава структурна промяна може да наруши приближенията, на които е базирана фитираща процедура за извличане локалното протон-неутронно взаимодействие [113]. Ето защо изглежда много по-подходящо да се търсят вариации в локалното протон-неутронно взаимодействие чрез сравняването на неговите стойности в изотопните вериги $N = 80$ [D22] и $N = 78$.

Ядрото ^{136}Ce беше изследвано в два експеримента [D19,D29]. Втория експеримент е един от множеството експерименти по кулоново възбуждане проведени в американската национална лаборатория Аргон. Затова тук няма да представяме детайли за този експеримент. Такива могат да се намерят в дисертацията и в оригиналната публикация [D29]. Първият експеримент беше посветен на определяне на отношенията на $E2/M1$ мултиполно смесване и беше проведен на FN-Tandem Van de Graaff + LINAC ускорителя в щатския университет на Ню Йорк, Стони Брук. Ниско спиновите състо-

яния в ^{136}Ce бяха заселени в EC/β^+ от ^{136}Pr . ^{136}Pr беше получен в реакцията $^{34}\text{Ba}(^6\text{Li}, 4n)$ при енергия на снопа 47 MeV. Използвани бяха две мишени от ^{134}Ba под формата на бариев карбонат, всяка с дебелина 18 mg/cm². Мишените бяха последователно облъчвани за около 30 min, след което облъчената мишена се поставяше в многодетекторната система Stony Brook Cube [124] за регистриране на γ разпада на възбудените състояния на ^{136}Ce . Междувременно втората мишена беше подлагана на облъчване, като двете мишени се разменяха на интервал 30 min. Система Stony Brook Cube се състоеше от шест H_rGe детектори, разположени на точно фиксирани ъгли около кубична камера с висока колимация на мишената. Тази експериментална установка позволява провеждането на прецизни ъглово-корелационни измервания [125]. Детайли за метода и анализа на данните могат да бъдат намерени в дисертацията и в оригиналната публикация [D19]. Тук ще представим само основните резултати от този експеримент, които са

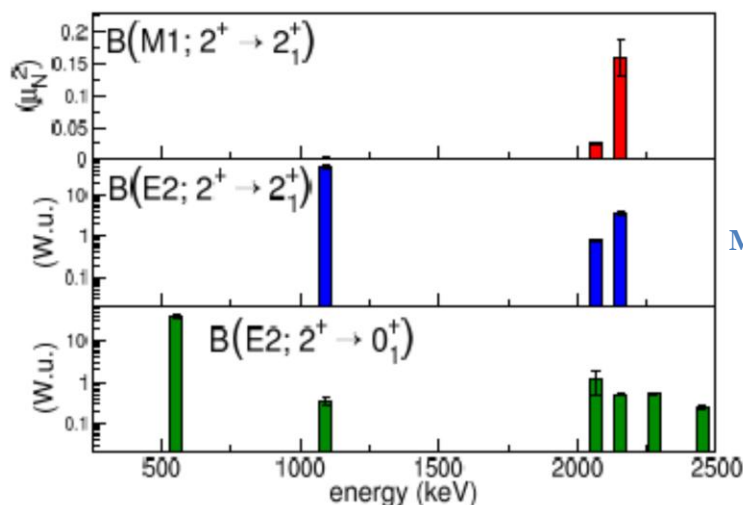
Таблица 8: Измерените $E2/M1$ мултиполни отношения δ_1 и съответния $E2$ принос за показаните преходи и каскади. От публикация [D19].

Cascade (keV)	Spin sequence	δ_1	$E2$ fraction
(540-552)	$2^+_2 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 0^+_1$	-4.7(7)	0.96(1)
(1001-552)	$3^+_1 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ ^a	0.97(28)	0.48(14)
(461-1092)	$3^+_1 \rightarrow 2^+_2 \rightarrow 0^+_1$ ^a	-0.50(4), -4.3(6)	0.20(3), 0.95(1)
(1515-552)	$2^+_3 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ ^{a,b}	0.46(8)	0.17(5)
(1603-552)	$2^+_4 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 0^+_1$	-0.41(8)	0.14(5)

^a New spin assignment for J_i .

^b New parity assignment for J_i^π .

обобщени в Таблица 8. Видно е че преходите 1515 keV и 1603 keV са предимно (повече от 80%) $M1$ преходи, което прави нивата 2^+_3 и 2^+_4 с енергии на възбуждане съответно 2067 keV и 2155 keV, кандидати за $2^+_{1,ms}$ в ^{136}Ce .



Фигура 34: $E2$ и $M1$ разпределения на силата на преходите за всички наблюдавани 2^+ под 2.5 MeV в ^{136}Ce . От публикация [D29].

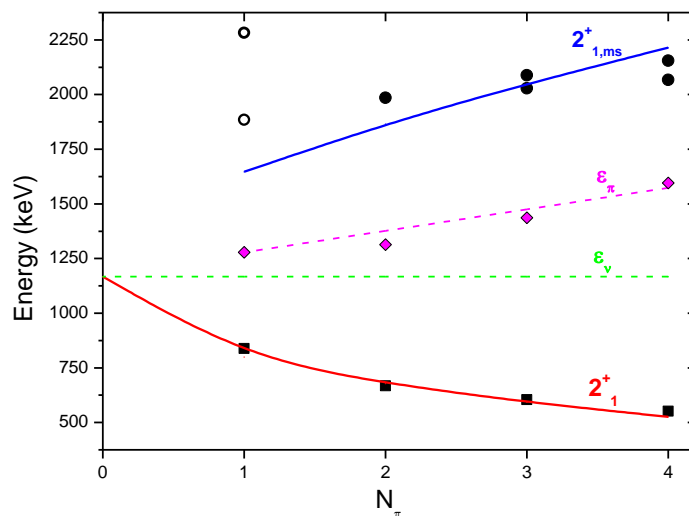
Първоначално, този експериментален резултат беше интерпретиран като фрагментация на $2^+_{1,ms}$ в ^{136}Ce [D19], подобна на тази в ^{138}Ce [D18], което би означавало, че неутронните степени на свобода не играят роля в механизма на слоеста стабилизация. След провеждането на втория експеримент [D29], обаче се оказа, че това не е така. Комбинирайки резултатите по измерване на кулоновите заселвания на възбудените състояния в ^{136}Ce и резултатите от ъглово-корелационните измервания [D19], получихме разпределенията на абсолютните $E2$ и $M1$ сили в ^{136}Ce [D29], които са представени на Фигура 34.

От всички измерени $M1$ сили на преходите в ^{136}Ce 2^+_4 състоянието в има най-голямата стойност на $B(M1; 2^+_i \rightarrow 2^+_1) = 0.16(3) \mu_N^2$, която го идентифицира като основния фрагмент на за $2^+_{1,ms}$. От Фигура 34 е очевидно, че $2^+_{1,ms}$ е единично изолирано състояние, ситуация напълно противоположна на предложената в [D19]. Това размишаване ясно показва важността на абсолютните $M1$ сили за идентифициране на ССС. Отношенията на мултиполно смесване са важна експериментална информация, която може да подсказва съществуването на ССС, но сама по себе си е недостатъчна за еднозначна идентификация и количествен анализ.

Фрагментацията на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce е значително по-малка от тази в ^{138}Ce [D18]. Това ясно показва, че липсата на слоеста стабилизация, наблюдавана в ^{138}Ce , отсъства в ^{136}Ce . Използвайки сценария със смесване на две нива от [D18], може да се покаже, че матричния елемент на взаимодействието, смесващо ССС и СПС, в ^{136}Ce е $20(3) \text{ keV}$, т.е. два пъти по-малък от този в ^{138}Ce . Очевидно причината за това е свързана с микроскопичната структура на едно-фононните състояния в тези ядра. Наблюдаваната фрагментация на ССС в ^{138}Ce е обяснена като дължаща се на липсата на слоеста стабилизация при запълнен протонен $g_{7/2}$ подслой. Всъщност, механизма е сложен [114]. Поради запълнения протонен $g_{7/2}$ подслой, най-ниските 2-квазичастични протонни възбуждания са много близо едно до друго, което води до две колективни 2^+ RPA състояния с изовекторна природа над първото 2^+ RPA решение. Тази структура се запазва и в QPM решенията, които описват двата фрагмента на ССС в ^{138}Ce . Този сценарий предполага, че 2-квазичастични протонни възбуждания са енергетично близки до 2-квазичастични неутронни възбуждания. В ^{136}Ce протонната едночастична струк-

тура е същата като в ^{138}Ce . Наличието на две допълнителни неутронни дупки, обаче оказва влияние върху енергиите на 2-квазичастични неутронни възбуждания променяйки тяхната относителна позиция спрямо 2-квазичастични протонни възбуждания. В резултат на това едно от 2^+ RPA решенията над първото 2^+ RPA решение може би губи колективния си характер, подобно на ситуациите в ^{136}Ba and ^{134}Xe [114]. Такъв сценарий води до по-чисто едно-фононно ССС в ^{136}Ce отколкото в това в ^{138}Ce . Потвърждаването на този сценарий изисква детайлни QPM пресмятания.

Освен $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce , $2^+_{1,ms}$ състояния са известни в ^{134}Ba [96,97], ^{132}Xe [D25] и ^{130}Te [126]. Както се вижда от Фигура 35 енергетичната разлика между едно-



Фигура 35: Едновременен фит на експерименталните енергии на 2^+_1 състоянията (пълтна червена линия) и на $B(M1)$ -прегледените средни енергии на $2^+_{1,ms}$ състоянията (пълтна синя линия) в изотоните с $N = 78$. Експерименталните енергии на 2^+_1 и $2^+_{1,ms}$ състоянията са представени съответно с запълнени квадрати и кръгове. Енергиите на основните фрагменти на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{130}Te , които не са включени във фита, са представени с незапълнени кръгове. Линиите, означени с ϵ_π and ϵ_n представят съответно енергиите на несмесените протонни и неутронни състояния. Енергиите на съответните изотони с $N = 82$ са дадени в пурпурни ромбове. От публикацията [D29].

фононните ССС и СПС нараства с увеличаване броя валентни протонни двойки. Това отново води до моделът на смесване на две нива предложен в [113] и вече използван от нас в изотоните с $N = 80$ [D22] и за веригата на ксеноновите изотопи [D25]. Тук няма да се спираме на детайли от фитиращата процедура в случая на изотоните с $N = 78$ (виж Фигура 35), такива могат да бъдат намерени в дисертацията и оригиналната публикация [D29]. Ще отбележим обаче, че тя е напълно идентична на процедурата при-

ложена за изотоните с $N = 80$. Получения резултат за локалното протон-неутронно взаимодействие е $\beta = 300(12)$ keV. Тази стойност е 14% по-малка от стойността за изотоните с $N = 80$ [D22] и около 6% по-малка от стойността за ксеноновите изотопи [D25]. В случая на изотоните с $N = 78$ получената по-малка стойност за относителната сила на локалното протон-неутронно взаимодействие не може да се обясни като дължаща се на ограничена експериментална чувствителност. Доколкото процедурата за изотоните с $N = 78$ е точен аналог на тази за изотоните с $N = 80$, то може да се заключи, че наблюдаваните вариации в силата на локалното протон-неутронно взаимодействие имат микроскопичен произход и най-вероятно са свързани със запълването на $\nu h_{11/2}$ орбитал.

В заключение, от измерване на абсолютните $M1$ сили на преходите беше показано, че 2^+_4 е основния фрагмент от $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce . Така фрагментацията на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{136}Ce се оказва значително по-малка от тази в ^{138}Ce [D18], демонстрирайки важността на неутронните степени на свобода за разбиране на произхода и всеобщността на механизма на слоеста стабилизация на ССС. Еволюцията на еднофононните състояния в изотопите с $N = 78$ води до стойност за сила на локалното протон-неутронно взаимодействие, която е малко, но значимо по-малка от тези за изотопите с $N = 80$ [D22] и ксеноновите изотопи [D25]. Най-вероятно тази разлика се дължи на различното запълване на $\nu h_{11/2}$ орбитал.

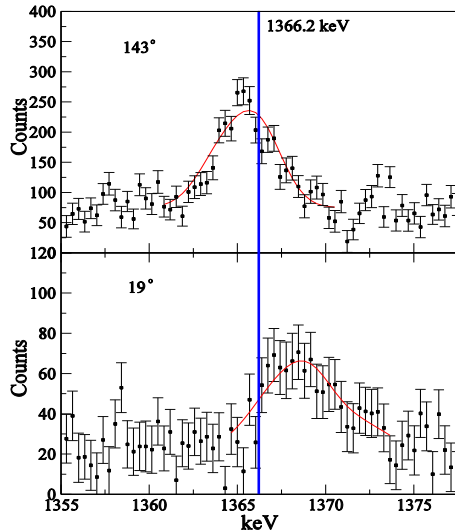
Състоянията със смесена симетрия в радиоактивни ядра

Както вече дискутирахме, въпреки че теоретичните изследвания [114,123] показват, че фрагментацията на $2^+_{1,ms}$ състоянието е автентичен слоест ефект, общовалидността на ефекта на слоеста стабилизация не е напълно доказана дори за изотоните с $N = 80$. Стабилните ядра в тази изотонна верига $^{134}_{54}\text{Xe}_{80}$, $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$, и $^{138}_{58}\text{Ce}_{80}$ покриват само запълването на $\pi g_{7/2}$ орбитал до $Z = 58$. За да се наблюдава в пълнота ефекта на слоеста стабилизация трябва да се идентифицират ССС в ядра с брой протони над $Z = 58$, което ни води до нестабилните ядра $^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$ и $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$. Теоретичните пресмятания не дават еднозначни предсказания за особеностите на $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{140}Nd . Слоестият модел с модифицирано взаимодействие предсказва единично изолирано

състояние [123], докато QPM предсказва фрагментация [114]. Това е ситуация, която изисква експериментална идентификация на CCC в ^{140}Nd . Опит да се идентифицира CCC в ^{140}Nd беше направен неотдавна в експеримент по ъглово-корелационни измервания [127]. Резултатите от този експеримент разкриха, че 2^+_{3} и 2^+_{4} състоянията в ^{140}Nd се разпадат до 2^+_{1} състоянието с предимно $M1$ преходи, съответно с $\delta = -0.08(8)$ and $\delta = -0.19(9)$. Така в края на краищата, нито наличната експериментална информация, нито теоретичните предсказания дават ясен отговор на въпроса дали $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{140}Nd е фрагментирано или не. Единствената възможност този въпрос да бъде разрешен е да се измери абсолютната сила $M1$ на преходите, разпадащи 2^+_{3} и 2^+_{4} състоянията в ^{140}Nd , чиито енергии съответно са 1366.2 keV и 1558.6 keV. Такова измерване е възможно използвайки реакция на кулоново възбуждане в обратна кинематика на ускорен радиоактивен сноп. Отчитайки обаче голямата натовареност на малкото на брой установки за производство на радиоактивни снопове и факта, че ^{140}Nd не е много екзотично ядро, си струва първо да се провери до каква степен проблема може да бъде решен с помощта на експериментални техники, базирани на стабилни снопове. Задача на настоящето изследване е да се измери времето на живот на състоянията, кандидати за CCC в ^{140}Nd по метода на отслабване на доплеровото отместване (DSAM).

Експеримента беше проведен на FN Tandem ускорителя на университета на Кьолн. Възбудените състояния на ^{140}Nd бяха заселени в реакцията $^{140}\text{Ce}(^3\text{He}, 3n\gamma)^{140}\text{Nd}$ при енергия на снопа 19.8 MeV. Снопът от ^3He и енергията на реакцията бяха избрани като компромис между изискванията да се заселят неираст състояния в ^{140}Nd и да се осигури достатъчна откатна скорост за DSAM измервания на времена на живот от порядъка на 100 fs. Използваната мишена беше от 0.8 mg/cm² естествен Се, нанесен върху Та подложка с дебелина 2.0 mg/cm². Детекторната система се състоеше от един EUROBALL клъстерен Ge детектор [128], поставен по оста на снопа след мишената и пет HpGe детектора. Външните шест детектора на клъстер детектора образуват пръстен разположен на 19° спрямо оста на снопа, докато вътрешния детектор се намира на 0°. Петте HpGe детектора образуват втори ринг, разположен на 143° спрямо оста на снопа.

Нивата на интерес бяха заселени в проведения експеримент, но с относително малка статистика. Тя се оказа достатъчна само за извличане на времето на живот на 2^+_3 състоянието с енергия на възбуждане 2140 keV в съвпадение с прехода 2^+_1 . Едновременен фит на формата на линията на прехода 1366.2-keV е представен на Фигура 36. От него е извлечено ефективно време на живот $\tau_{\text{eff}}(2140 \text{ keV}) = 220(90) \text{ fs}$,



Фигура 36: Анализ на формата на линията на прехода 1366.2 keV на задни (отгоре) и предни (отдолу) ъгли, в спектри на съвпадение с напълно спрял преход 774 keV. Вертикалната синя линия показва позицията на 1366.2 keV прехода при покой на ядрото ^{140}Nd . От публикацията [D26].

т.к. при съвпадение с напълно спрял преход под анализирания преход не може да се отчете влиянието на ненаблюдаваните заселвания върху времето на живот на изследваното състояние (повече подробности за DSAM анализа могат да се намерят в дисертацията и оригиналната публикация [D26]). Отчитайки известните отношения на смесване и разклонения за разпада на 2140-keV състоянието [127], така определеното време на живот води до $B(M1; 2^+_3 @ 2140 \text{ keV} \rightarrow 2^+_1) > 0.07^{+0.05}_{-0.02} \mu_N^2$ за прехода 1366-keV ($2^+_3 \rightarrow 2^+_1$). Този резултат ясно идентифицира 2^+_3 с енергия на възбуждане 2140 keV като фрагмент от $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{140}Nd . За сравнение, по-слабия фрагмент от $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{138}Ce , 2^+_3 състоянието с енергия на възбуждане 2143 keV, се разпада до 2^+_1 с M1 преход с абсолютна сила от $0.058(6) \mu_N^2$ [D18]. Получения резултат за 2^+_3 състоянието в ^{140}Nd , обаче не отговаря на главния въпрос, а именно е ли $2^+_{1,ms}$ състоянието в ^{140}Nd фрагментирано или не? В този смисъл, проведения експеримент ясно демонстрира ограниченията на експерименталните техники, базирани на стабилни снопове в изследвания свързани със CCC.

Резултатите от изследването на CCC в ^{140}Nd водят до заключението, че единствената надеждна експериментална техника за изучаване на CCC в радиоактивни ядра е

кулоново възбуждане на радиоактивни снопове. Към момента на провеждане на настоящето изследване, това твърдение обаче не беше демонстрирано на практика. Имаше няколко неуспешни опита да се идентифицират ССС в неутронно богати радиоактивни ядра, които бяха базирани на различни експериментални техники [129,130]. Така отговора на въпроса, коя е най-подходящата експериментална техника за изследване на ССС в радиоактивни ядра не беше ясен. Към момента на провеждане на настоящето изследване не съществуваше ССС в нестабилно ядро, еднозначно идентифицирано на базата на голяма $M1$ сила на преход.

В търсенето на ССС в нестабилни ядра, неутронно богатото ядро $^{132}\text{Te}_{80}$ е от специален интерес. Новите данните за ССС в стабилните изотоните с $N = 80$ показаха тяхната еволюция с нарастване на броя протони, което позволи да се направи предсказание за ССС в ^{132}Te [D22]. Фитиращата процедура [113], използвана в [D22], предсказва, че 2^+_{2} нивото в ^{132}Te с енергия на възбуждане 1665 keV е едно-фононното ССС. Теоретичните пресмятания със слоест модел [123] подкрепят това предсказание. Ето защо беше интересно да се провери дали могат да се намерят доказателства за изовекторния характер на 2^+_{2} в ^{132}Te във вече съществуващи експериментални данни.

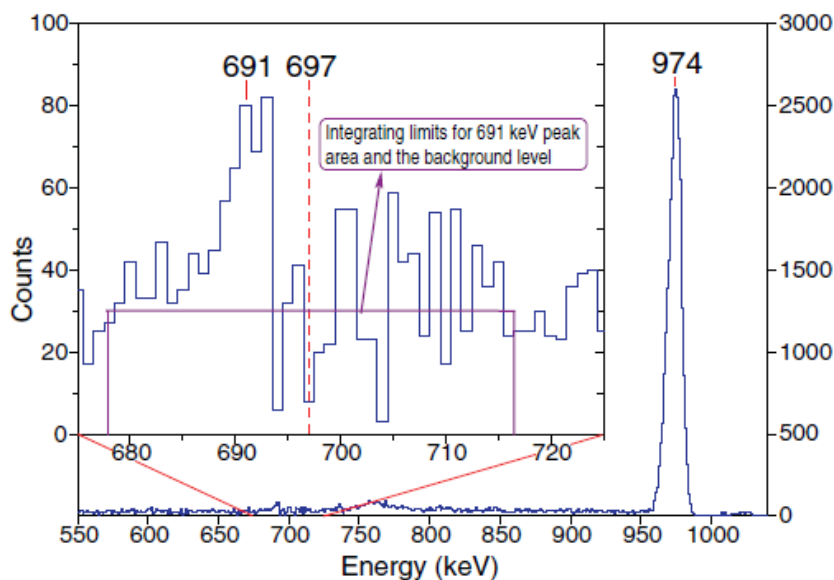
^{132}Te е интересно ядро и от по-обща перспектива. Неутронно богатите ядра се очаква да проявят свойства, различни от тези на ядрата, намиращи се близо до стабилност. В този контекст много добър пример е ^{136}Te , при които се наблюдава едновременно намаляване на енергията на възбуждане $E_x(2^+_{1})$ и $B(E2; 2^+_{1} \rightarrow 0^+_{1})$ спрямо тези в по-леките телуриеве изотопи [100]. Това поведение е в пряк конфликт с емпиричните правила, описващи квадруполно колективните състояния [131,132]. Този експериментален факт е обяснен като дължащ се на факта, че вълновата функция на 2^+_{1} състоянието в ^{136}Te има предимно неутронен характер [133,134,135]. Тази асиметрия възниква като комбинация от асиметрията в енергиите на възбуждане на базисните 2^+ протонни [$E_x(2^+_{1}; ^{134}\text{Te}) = 1279$ keV] и неутронни [$E_x(2^+_{1}; ^{134}\text{Sn}) = 762$ keV] конфигурации и слабо протон-неутронно взаимодействие, което не може да компенсира тази разлика. Ситуацията в ^{32}Te е напълно различна, т.к. енергиите на базисната 2^+ неутронна конфигурация [$E_x(2^+_{1}; ^{130}\text{Sn}) = 1221$ keV] е сравнима в тази на базисната 2^+ протонна конфигурация. Това води до очакването, че вълновата функция на 2^+_{1} състоянието в ^{132}Te

ще има балансиран протон-неутронен характер. Способността на слоестите модели, базирани на реалистични взаимодействия, да описват подобни ситуации е от съществено значение. Това прави всяка експериментална информация, която може да тества предсказанията на теоретичните модели, изключително ценна. Особеностите на ССС също позволяват директен тест на протон-неутронния баланс във вълновите функции на едно-фононните състояния. Едно-фононните ССС и СПС са ортогонални състояния, построени върху една и съща микроскопична конфигурация. Показано е че $B(M1; 2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1)$ е силно чувствителна към протон-неутронния баланс във вълновата функция чрез механизъм наречен конфигурационна изоспинова поляризация (CIP) [D21]. Този механизъм е въведен в рамките на слоест модел с цел да обясни някои особености на ССС в изотоните с $N = 52$. Неговата същност е, че ако вълновата функция на едно-фононното СПС е протонно (неутронно) доминирана това води до нарушаване на F -спиновата симетрия, което се изразява в малки $M1$ сили за преходи, докато чрез CIP показва възстановяване на F -спиновата симетрия и чисти СПС и ССС. CIP механизма и неговите прояви са експериментално доказани в ^{92}Zr [136]. В случая на ^{136}Te може да се очаква значителен CIP, което ще доведе до слаб $M1$ преход, докато в случая на ^{132}Te се очаква CIP да липсва и съответно силен $M1$ преход. По този начин ССС осигуряват директен тест за протон-неутронния баланс във вълновата функция. Остава отворен въпроса дали съвременните слоести модели, базирани на реалистични взаимодействия са способни да опишат този процес в ядра около двойно магичното ядро ^{132}Sn .

^{132}Te е едно от първите радиоактивни ядра, в които $B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ беше измерено в реакция на кулоново възбуждане в обратна кинематика [100]. Възбудените му състояния са установени в експеримент на γ - γ съвпадения след β -разпад на ^{132}Sb [137]. Второто възбудено състояние е енергия 1665.3 keV и наблюдавано в този експеримент да се разпада предимно до 2^+_1 състоянието с преход с енергия 690.9 keV и до основното със слаб преход с енергия 1665.3 keV [$I_\gamma(691 \text{ keV})/I_\gamma(1665 \text{ keV}) = 100(52)$]. Такъв тип разпад е типичен за ССС. Магнитния момент на 2^+_1 е измерен чрез техниката на откат във вакуум след кулоново възбуждане в обратна кинематика на въглеродна мишена [138]. Тази експериментална техника е точно копие на техниката, която използвахме дотук за идентификация на ССС в стабилни ядра. Ако в този експеримент са

заселени и възбудени състояния в ^{132}Te над 2^+_1 , техните относителни заселвания в комбинация с известната стойност за $B(E2; 0^+_1 \rightarrow 2^+_1)$ [100] могат да разкрият разпределения на силите на преходи по начина демонстриран в [D18,D24,D25]. Тази информация евентуално би разкрила характера на 2^+_2 състоянието в ^{132}Te . Следвайки тази идея проведохме повторен анализ на данните от експеримента описан в [138].

Експериментът е проведен в HRIBF лабораторията на Оак Ридж. ^{132}Te RIB е ускорен до 3 MeV/u и Кулоново възбуден на въглеродна мишена. Експеримента е продължил 64 часа при интензивност на снопа 3×10^7 pps. γ лъчите от разпада на кулоново възбудените състояния в ^{132}Te са регистрирани с многодетекторната система CLARION [139]. Йони на ^{12}C , избити от мишената, са регистрирани със многодетекторната система за заредени частици NuBall [139]. Доплерово коригиран γ спектър на ^{132}Te , регистриран в съвпадения с ^{12}C и коригиран за фон е показан на Фигура 37. Освен



Фигура 37: Доплерово коригиран γ спектър на ^{132}Te , регистриран в съвпадения с ^{12}C и коригиран за фон. Допълнителната картина демонстрира съществуването на прехода с енергия 691 keV. Нивото на фона е определено като средно на броя събития между 570 и 645 keV, където комтъновото разпределение на пика 974-keV е относително гладко. От публикация [D28].

прехода с енергия 974 keV, който доминира спектъра и представя разпада на 2^+_1 състоянието в ^{132}Te , също така се наблюдава и пик с енергия 691 keV (виж Фигура 37). Този пик е добре изразен, което показва, че е излъчен в полет със скоростта и посоката на възбудените ^{132}Te йони. От това наблюдение и от условията на получаване на спектъра

е ясно, че пикът с енергия 691 keV представя разпад на ниско лежащо състояние в ^{132}Te , което получено при кулоново възбуждане. Преход с такава енергия е известен в ^{132}Te и той е $(2^+_{2}) \rightarrow 2^+_{1}$ [137]. На нивото с енергия 1665 keV условно е преписан спин и четност 2^+ в [137] на базата на наблюдавания разпад до 2^+_{1} и 0^+_{1} състоянията. Тъй като това ниво се заселва в реакция на кулоново възбуждане единствените възможни спин и четност за него са 2^+ .

От площите на пиковете с енергии 974-keV [$N = 30400(500)$] и 691-keV [$N = 354(102)$] и от отношението на разклонение на разпада на 2^+_{2} състоянието [137] се получава, че относителната заселеност на това състояние спрямо 2^+_{1} е $1.01(28) \times 10^{-2}$. Тя е пропорционална на относително сечение за кулоново възбуждане, откъдето като се използва известната стойност за $B(E2; 0^+_{1} \rightarrow 2^+_{1}) = 0.216(22) e^2 b^2$ за ^{132}Te и фактът, че $B(E2; 2^+_{2} \rightarrow 2^+_{1})$ не може да надхвърля два пъти тази стойност се получава (повече детайли, относно получаването на абсолютното сечение за кулоново възбуждане на 2^+_{2} състоянието в ^{132}Te са дадени в дисертацията и оригиналната публикация [D28]):

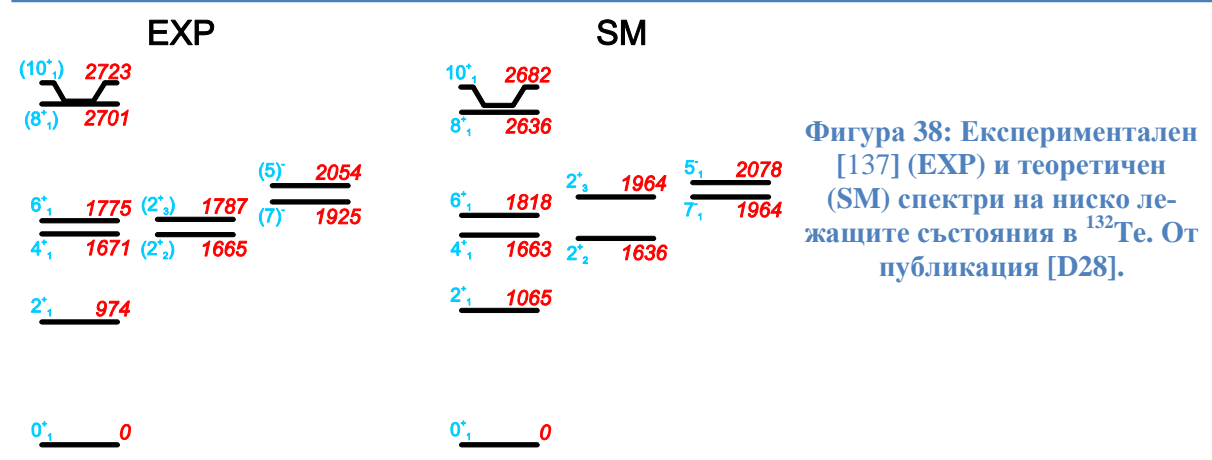
$$B(E2; 2^+_{2} \rightarrow 0^+_{1}) = 0.5(2) \text{ W.u.},$$

$$B(M1; 2^+_{2} \rightarrow 2^+_{1}) = 5.4(3.5) \mu_N^2.$$

Изключително голямата стойност за $B(M1)$ се дължи главно на отношението на разклонение, което е взето от [137]. Отношението на разклонение също така определя до голяма степен и неопределеността в $B(M1)$. Ако обаче реалното отношение на разклонение е по-малко в рамките на 1σ , то това би направило $B(M1)$ стойността сравнима със най-високите стойности за $B(M1)$ между едно-фононни ССС и СПС [85]. В това отношение, получената стойност за $B(M1; 2^+_{2} \rightarrow 2^+_{1}) = 5.4(3.5) \mu_N^2$ може да служи единствено като индикатор, че 2^+_{2} състоянието в ^{132}Te се разпада със силен $M1$ преход, което го определя като едно-фононното ССС в ^{132}Te . В разглеждания експеримент разпада на 2^+_{2} състоянието в ^{132}Te до основно състояние през прехода с енергия 1665 keV не се наблюдава, но от границата на детектируемост в експеримента определихме долната граница $I_{\gamma}(691 \text{ keV})/I_{\gamma}(1665 \text{ keV}) > 4.2$. Повтаряйки пресмятанията за сечението за кулоново възбуждане с тази граница се получава, че $B(M1; 2^+_{2} \rightarrow 2^+_{1}) > 0.23 \mu_N^2$, което е стойност, получена изцяло от експерименталните данни в разглеждания експери-

мент. Дори тази долна граница за $B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$ подкрепя извода, че 2^+_2 състоянието в ^{132}Te с енергия на възбуждане 1665 keV е едно-фононното ССС.

Направените по-горе експериментални изводи бяха подкрепени от теоретични пресмятания със слоест модел в голям базис. Пресмятанията са направени в пространство дефинирано от ^{132}Sn като затворена ядка и следните валентни орбитали за протони и неутрони $0g_{7/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$, и $0h_{11/2}$. Изборът на едночастичните енергии и ефективното взаимодействие са дискутирани в детайли в дисертацията и оригиналната публикация [D28]. Тук само ще отбележим, че взаимодействието е получено от CD-Bonn NN потенциала [140] пренормирано на базата $V_{\text{low-}k}$ подхода [141]. Резултатите от пресмятанията са сравнени с експерименталните стойности на Фигура 38 и Таблица 9. Пресмятанията коректно възпроизвеждат ниско енергетичния



Фигура 38: Експериментален [137] (EXP) и теоретичен (SM) спектри на ниско лежащите състояния в ^{132}Te . От публикация [D28].

Таблица 9: Сравнение на наличната експериментална информация за електромагнитните свойства на 2^+_1 и 2^+_2 състоянията в ^{132}Te с резултатите от слоестия модел. От публикация [D28].

Observable	Unit	Experiment	Shell Model
$B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$	W.u.	10(1) ^a	7.8
$\mu(2^+_1)$	μ_N	+0.92(10) ^b	0.68
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 0^+_1)$	W.u.	0.5(1) ^c	0.21
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	W.u.	0 – 20 ^c	0.24
$B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	μ_N^2	5.4(3.5) ^c (> 0.23 ^d)	0.20
$\mu(2^+_2)$	μ_N		0.69

^a From Ref. [61] and the present work.

^b From Refs. [142,143] and the present work.

^c From the Coulomb excitation analysis in this work and the branching ratio of the decay of 2^+_2 from Ref. [137].

^d From the Coulomb excitation analysis and the detectability limit for 1665-keV transition in this work.

подредбата и енергиите на ниско енергетичните нива в ^{132}Te . Най-големите отклонения в енергиите на възбуждане са 91 keV за 2^+_1 състоянието и 177 keV за 2^+_3 състоянието. За всички останали състояния, отклоненията са по-малки от 50 keV. Изчислените и експериментални електромагнитните свойства на 2^+_1 и 2^+_2 състоянията в ^{132}Te са сравнени в Таблица 9. Силите на $E2$ преходите са изчислени с ефективни електрични заряди за $1.7e$ и $0.7e$ съответно за протони и неутрони. Магнитните величини са изчислени с свободните g_l фактори, докато g_s факторите са редуцирани в 30%. При тези условия експерименталните стойности в Таблица 9 са възпроизведени доста добре, с изключение на $B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$ стойността за която е възпроизведена само долната граница. Променяйки ефективните g фактори, изчислената стойност на $B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$ може да се повиши до 0.35–0.50 μ_N^2 при изискването за едновременно възпроизводство на $\mu(2^+_1)$, но дори със стандартния избор на ефективните g фактори, е ясно че 2^+_2 има свойствата на едно-фононно ССС.

Изовекторния характер на 2^+_2 става очевиден от структурата на вълновата функция. В термини на базисните 2^+ протонни и неутронни възбуждания вълновите функции на двете най-ниско лежащи 2^+ състояния и основното състояние в ^{132}Te могат да се изразят както следва:

$$\begin{aligned} |0^+_1\rangle &= 0.94 |0^+_1\rangle_\nu |0^+_1\rangle_\pi + \dots, \\ |2^+_1\rangle &= 0.66 |0^+_1\rangle_\nu |2^+_1\rangle_\pi + 0.62 |2^+_1\rangle_\nu |0^+_1\rangle_\pi + \dots, \\ |2^+_2\rangle &= 0.58 |0^+_1\rangle_\nu |2^+_1\rangle_\pi - 0.63 |2^+_1\rangle_\nu |0^+_1\rangle_\pi + \dots, \end{aligned}$$

където с $\pi(\nu)$ са означени съответните възбуждания в ^{134}Te (^{130}Sn), а с “...” малки компоненти във вълновите функции. Вълновите функции на 2^+_1 и 2^+_2 състояния в ^{132}Te имат почти еднакъв протон-неутронен баланс, или с други думи СІР не се наблюдава. Основната разлика между е тях е противоположния знак между протонните и неутронни компоненти, което прави $|2^+_2\rangle$ вълновата функция антисиметрична по отношение размяна на протони с неутрони. В този смисъл $|2^+_2\rangle$ представлява вълнова функция в термини на слоест модел, която описва ССС. Изовекторния характер на тази вълнова функция и липсата на СІР водят до относително голямата стойност на $B(M1; 2^+_2 \rightarrow$

2^+_{1}). Така слоестия модел потвърждава природата на първите две 2^+ състояния в ^{132}Te като СПС и ССС с балансирани протонни и неутронни компоненти.

В заключение, използвайки данните от експеримент по кулоново възбуждане в обратна кинематика идентифицирахме 2^+_2 състоянието в ^{132}Te като едно-фононното ССС. Това е първия случай на ССС идентифицирано в неутронно богато, нестабилно ядро на базата на голяма абсолютна $M1$ сила на прехода. Този експеримент потвърждава, че реакциите на кулоново възбуждане в обратна кинематика на леки мишени са подходящата техника за изучаване на ССС в екзотични ядра. Проведените пресмятания със слоест модел базиран на $V_{\text{low-}k}$ успешно възпроизвеждат експерименталните данни и изовекторния характер на 2^+_2 състоянието в ^{132}Te . Получените вълнови функции на едно-фононните състояния в ^{132}Te са с балансиран протон-неутронен характер, както се очаква от еволюцията на колективността около затворения слой $N = 82$.

Заклучения и перспективи

Основната задача на настоящето изследване беше да се изучи баланса и взаимодействието между ядрената колективност и слоеста структура в най-ниско лежащите изовекторни състояния, така наречените състояния със смесена симетрия (ССС). Събраната експериментална информация ясно показва, че микроскопичната структура на ядрото може да има драматични последици за свойства на ССС и дефинира ново направление в експерименталните проучвания на тези състояния. В частност, следните въпроси бяха засегнати и разрешени:

- Експериментално беше идентифицирано еднофононното $2^+_{1,\text{ms}}$ състояние в ядрото с ниско естествено разпространение ^{138}Ce [D18]. За разлика от съседния изотон ^{136}Ba това състояние е силно смесено с близко лежащо 2^+ СПС [D20] с матричен елемент на смесване $V_{F\text{mix}} = 44(3) \begin{pmatrix} +3 \\ -14 \end{pmatrix}$ keV за първи път определен директно от ССС. Наблюдаваното смесване в ^{138}Ce е обяснено с липсата на слоеста стабилизация при запълване на протонния $g_{7/2}$ орбитал. Еволюцията на ССС от ^{136}Ba до ^{138}Ce показва за първи път, че концентрацията на силата на изовекторни-

те възбуждания отразява взаимния баланс между изоспиновите степени на свобода и слоестата структура [D18].

- Експериментално беше идентифицирано еднофононното $2^+_{1,ms}$ състояние в ^{134}Xe , което разкри еволюцията на CCC в стабилните изотони с $N = 80$ [D22]. Това състояние е единично и изолирано в съгласие с механизма на слоеста стабилизация на CCC [D18,D20].
- В изотони с $N = 80$ беше установено нарастване на енергетичното разцепване между 2^+_1 and $2^+_{1,ms}$ състоянията. Тази разлика в енергиите беше емпирично фиксирана в рамките на модел на смесване на две нива [113], което позволи да се определи относителната сила на локалното протон-неутронно квадруполно взаимодействие [D22]. Тези пресмятания предсказват, че 2^+ състояние в ^{132}Te с енергия на възбуждане около 1.7 MeV ще бъде основния фрагмент на $2^+_{1,ms}$ в ^{132}Te [D22].
- Експерименталните резултати за CCC във веригата от стабилни ксенонови изотопи [D22,D23,D24,D25,D27] ни позволиха да проследим еволюцията на тези възбуждания от $N = 82$ затворения неутронен слой към средата на главния слой. Установихме, че енергията на $2^+_{1,ms}$ нараства а силата на $2^+_{1,ms} \rightarrow 2^+_1 M1$ прехода намалява с увеличаване на двойките валентни неутрони. Това нарастване на енергията на възбуждане и изчезването на $M1$ силата могат да се обяснят с два различни механизма: или $2^+_{1,ms}$ състоянието фрагментира по пътя от вибратори към γ -нестабилни ядра, при което се премества към по-високи енергии, или $2^+_{1,ms}$ бавно губи изовекторния си характер и изчезва към средата на слоя [D25].
- Новата експериментална информация за силата на $E2$ преходите в ^{124}Xe [D24] позволи да се изследва нарушаването на симетрии в това ядро като се свържат флукуациите в квантовите числа с експериментални наблюдаеми. Използвайки този метод количествено показахме, че в ^{124}Xe , $O(6)$ симетрията е напълно нарушена, докато $O(5)$ симетрията е само слабо смутена [D24].
- Експерименталната информация за $E2$ силата на преходи между ниско лежащите, неираст състояния в $^{128,126}\text{Xe}$ ясно показва, че в тези ядра $O(6)$ симетрията е напълно нарушена, докато $O(5)$ симетрията е добре запазена [D23,D27].
- Експерименталната информация за ниско лежащите състояния в ^{136}Ce [D19,D29] позволи 2^+_4 състоянието да бъде идентифицирано като основния фрагмент на

$2^+_{1,ms}$ състоянието. Фрагментацията на едно-фоонното ССС в ^{136}Ce е много по-малка от тази в ^{138}Ce [D29], показвайки важността на неутронните степени на свобода за разбирането на произхода и всеобщността на механизма на ССС както е предложено в [114].

- Еволюцията на едно-фоонното ССС в изотонната верига с $N = 78$, даде стойност за локалното протон-неутронно квадруполно взаимодействие [D29], която е значително по-малка от тези за изотонната верига с $N = 80$ [D22] и веригата на ксеиновите изотопи [D25]. Наличната експериментална информация за ССС в изотонната верига с $N = 78$ не позволява тези разлики да се обяснят като дължащи се на ненаблюдавани фрагменти от едно-фоонното ССС. Най-вероятно разликата в локалното протон-неутронно квадруполно взаимодействие за изотонните вериги с $N = 78$ и $N = 80$ се дължи на различното заселване на $\nu h_{11/2}$ орбитал.
- Ефективно време на живот от 220(90) fs беше измерено за един от кандидатите за едно-фоонно ССС в ^{140}Nd [D26]. Бързият $M1$ разпад на 2^+_3 състоянието с енергия на възбуждане 2140 keV го идентифицира като фрагмент на ССС в ^{140}Nd . Експерименталните данни обаче не позволяват да се направи извод дали едно-фоонно ССС в ^{140}Nd е фрагментирано или не. Този експеримент ясно демонстрира ограниченията на експерименталните техники, базирани на стабилни снопове, в изследванията свързани с ССС в радиоактивни ядра.
- Използвайки данните от експеримент по кулоново възбуждане в обратна кинематика идентифицирахме 2^+_2 състоянието в ^{132}Te като едно-фоонното ССС [D28]. Това е първия случай на ССС идентифицирано в неутронно богато, нестабилно ядро на базата на голяма абсолютна $M1$ сила на прехода.
- Проведените пресмятания със слоест модел успешно възпроизвеждат експерименталните данни и изовекторния характер на 2^+_2 състоянието в ^{132}Te . Вълновите функции на едно-фоонните състояния имат балансиран протон-неутронен характер, т.е. не се наблюдава CIP [D21], както се очаква от еволюцията на колективността около затворения слой $N = 82$. Този резултат демонстрира, че свойствата на ССС могат да се използват за изучаване на протон-неутронния баланс в екзотични ядра.

- От методологическа гледна точка, комбинираните резултати от [D18,D20,D22,D23,D24,D25,D27,D29] ясно демонстрират превъзходството на метода на кулоново възбуждане на леки мишени над класическите методи [D16,D17,D19,D26] за пълна спектроскопия на ниско лежащи, неираст състояния. Резултатите от [D28] доказват на практика приложимостта на този метод за изучаване на CCC в радиоактивни ядра.

Въпреки, че резултатите получени в настоящето изследване изясняват някои важни свойства на CCC, то не трябва да се разглежда като изцяло приключило що се отнася до всички възможни ефекти свързани със CCC. В доста по-голяма степен настоящето изследване дава начални точки за бъдещи изследвания. Ефектът на слоеста стабилизация, предложен в настоящата работа [D18], е само частично потвърден. Той все още трябва да бъде изследван в детайли в ядрата ^{140}Nd и ^{142}Sm . Експериментална програма, посветена на ефекта на слоеста стабилизация в тези ядра и базирана на експерименти по кулоново възбуждане в обратна кинематика вече стартира на REX-ISOLDE (CERN) [144]. Като цяло всички бъдещи изследвания на CCC ще бъдат фокусирани върху радиоактивни ядра. В частност, поради чувствителността на CCC към локалните особености на валентния слой, експериментална информация за техните свойства би могла да бъде много полезна за ядра, в които поради неутронен излишък слоестата структура е различна от тази, установена в близост до стабилност. Добър пример в това отношение е CCC в ^{132}Te , открито в настоящето изследване [D28]. Освен важноста на методологическите и физичните резултати, изследването на CCC в ^{132}Te [D28] ясно показва необходимостта от подобно изследван за ^{136}Te . Без съмнение, изследванията посветени на CCC в радиоактивните ядра ^{142}Sm , ^{140}Nd , ^{136}Te , ^{138}Xe и ^{140}Ba ще бъдат едни от първите на обновената установка HIE-ISOLDE (CERN) [145]. Главния принос на настоящето изследване в тези бъдещи изследвания е методологически – ние ясно демонстрирахме, че методът на кулоново възбуждане в обратна кинематика на леки мишени е най-подходящия за изучаване на CCC в радиоактивни ядра.

Списък на публикациите, включени в дисертацията

Публикации свързани с ядрена хиралност

D1 Physical Review C 68, 024318 (2003)

Candidate chiral twin bands in the odd-odd nucleus ^{132}Cs : Exploring the limits of chirality in the mass $A \approx 130$ region

G. Rainovski, E.S. Paul, H.J. Chantler, P.J. Nolan, D.G. Jenkins, R. Wadsworth, P. Raddon, A. Simons, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, E. Farnea, A. Gadea, Th. Kröll, R. Isocrate, G. de Angelis, D. Curien, V.I. Dimitrov

Брой независими цитирания: 32

D2 Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 29, 2763 (2003)

Planar and aplanar tilted bands in the odd-odd nucleus ^{132}Cs

G. Rainovski, E.S. Paul, H.J. Chantler, P.J. Nolan, D.G. Jenkins, R. Wadsworth, P. Raddon, A. Simons, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, E. Farnea, A. Gadea, Th. Kröll, R. Isocrate, G. de Angelis, D. Curien, V.I. Dimitrov

Брой независими цитирания: 8

D3 Physics Letters B 595, 135 (2004)

Stability of chiral geometry in the odd-odd Rh isotopes: Spectroscopy of ^{106}Rh

P. Joshi, D.G. Jenkins, P.M. Raddon, A.J. Simons, R. Wadsworth, A.R. Wilkinson, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, J. Timár, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, J. Molnár, D. Sohler, L. Zolnai, A. Algora, E.S. Paul, **G. Rainovski**, J. Gizon, A. Gizon, P. Bednarczyk, D. Curien, G. Duchene, J.N. Scheurer

Брой независими цитирания: 50

D4 Physics Letters B 598, 178 (2004)

Experimental evidence for chirality in the odd-A ^{105}Rh

J. Timár, P. Joshi, K. Starosta, V.I. Dimitrov, D.B. Fossan, S. Frauendorf, J. Molnár, D. Sohler, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, J. Gizon, A. Gizon, D. Jenkins, T. Koike, A. Krasznahorkay, E.S. Paul, P. Raddon, **G. Rainovski**, J.N. Scheurer, A. Simons, C. Vaman, T. Wilkinson, L. Zolnai

Брой независими цитирания: 26

D5 The European Physical Journal A 24, 23 (2005)

First evidence for chirality in Tc isotopes: Spectroscopy of ^{100}Tc

P. Joshi, A.R. Wilkinson, T. Koike, D.B. Fossan, S. Finnigan, E.S. Paul, P.M. Raddon, **G. Rainovski**, K. Starosta, A.J. Simons, C. Vaman, R. Wadsworth

Брой независими цитирания: 23

D6 Physical Review C 71, 034318(2005)

“Quasi- γ band and odd-even staggering effect in ^{102}Ru ”

S. Lalkovski, **G. Rainovski**, K. Starosta, M. P. Carpenter, D. B. Fossan, S. Finnigan, S. Ilieva, P. Joshi, T. Koike, E. S. Paul, N. Pietralla, C. Vaman, and R. Wadsworth

Брой независими цитирания: 2

D7 Physical Review C 71, 064302 (2005)

High-spin structure of ^{102}Ru

D. Sohler, J. Timár, **G. Rainovski**, P. Joshi, K. Starosta, D. B. Fossan, J. Molnár, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, A. Gizon, J. Gizon, D. G. Jenkins, T. Koike, A. Krasznahorkay, E. S. Paul, P. M. Raddon, J. N. Scheurer, A. J. Simons, C. Vaman, A. R. Wilkinson, L. Zolnai

Брой независими цитирания: 1

D8 Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 31 S1895 (2005)

Evidence for a new region of chirality around $A \approx 104$

P Joshi, S Finnigan, D B Fossan, T Koike, E S Paul, **G Rainovski**, K Starosta, C Vaman and R Wadsworth

Брой независими цитирания: 3

D9 Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 31 S1741 (2005)

Recent progress on the investigation of spontaneous formation of chirality in rotating nuclei

T Koike, K Starosta, P Joshi, **G Rainovski**, J Timár, C Vaman and R Wadsworth

Брой независими цитирания: 1

D10 Physical Review C 76, 024307 (2007)

High-spin structure of ^{105}Ag : Search for chiral doublet bands

J. Timar, T. Koike, N. Pietralla, **G. Rainovski**, D. Sohler, T. Ahn, G. Berek, A. Costin, K. Dusling, T.C. Li, E.S. Paul, K. Starosta, C. Vaman

Брой независими цитирания: 4

D11 Physical Review Letters 98, 102501 (2007)

Effect of γ -softness on the stability of chiral geometry: spectroscopy of ^{106}Ag

P. Joshi, M. P. Carpenter, D. B. Fossan, T. Koike, E. S. Paul, **G. Rainovski**, K. Starosta, C. Vaman, R. Wadsworth

Брой независими цитирания: 29

D12 Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 590, 69 (2008)

Boron foils for RDDS experiment

A.R. Lipski, **G. Rainovski**, N. Pietralla, A. Dewald

Брой независими цитирания: 1

D13 Physical Review C 78, 031302 (2008)

Lifetime measurement of candidate chiral doublet bands in the $^{103, 104}\text{Rh}$ isotopes with the recoil-distance Doppler-shift method in inverse kinematics

T. Suzuki, **G. Rainovski**, T. Koike, T. Ahn, M.P. Carpenter, A. Costin, M. Danchev, A. Dewald, R.V.F. Janssens, P. Joshi, C.J. Lister, O. Moller, N. Pietralla, T. Shinozuka, J. Timar, R. Wadsworth, C. Vaman, S. Zhu

Брой независими цитирания: 9

D14 Physics Letters B 669, 19 (2008)

Yrast and non-yrast 2^+ states of ^{134}Ce and ^{136}Nd populated in relativistic Coulomb excitation

T.R. Saito, N. Saito, K. Starosta, J. Beller, N. Pietralla, H.J. Wollersheim, D.L. Balabanski, A. Banu, R.A. Bark, T. Beck, F. Becker, P. Bednarczyk, K.-H. Behr, G. Benzoni, P.G. Biz-zeti, C. Boiano, A. Bracco, S. Brambilla, A. Brunle, A. Burger, L. Caceres, F. Camera, F.C.L. Crespi, P. Doornenbal, A.B. Garnsworthy, H. Geissel, J. Gerl, M. Gorska, J. Grebosz, G. Hagemann, J. Jolie, M. Kavatsyuk, O. Kavatsyuk, I. Kojouharov, N. Kurz, J. Leske, G. Lo Bianco, A. Maj, S. Mallion, S. Mandal, M. Maliage, T. Otsuka, C.M. Petrache, Zs. Podolyak, W. Prokopowicz, **G. Rainovski**, P. Reiter, A. Richard, H. Schaffner, S. Schielke, G. Sletten, N.J. Thompson, D. Tonev, J. Walker, N. Warr, O. Wieland, Q. Zhong

Брой независими цитирания: 1

D15 International Journal of Modern Physics E20, 520 (2011)

Chirality in the mass 80 region: ^{79}Kr

T. Koike, S. Kinoshita, Y. Ma, Y. Miura, K. Shirotori, H. Tamura, M. Ukai, T. Suzuki, T. Endo, M. Fujita, Y. Miyashita, M. Ohguma, N. Sato, T. Shinozuka, M. Tateoka, T. Wakui, A. Yamazaki, T. Fukuchi, J. Timar, P. Joshi, T. Ahn, **G. Rainovski**, Y.Y. Fu

Публикации свързани със състояния със смесена протон-неутронна симетрия

D16 Physical Review C 71, 044318 (2005)

One-phonon $2^+_{1,ms}$ mixed-symmetry state of ^{148}Sm observed in nuclear resonance fluorescence

T.C. Li, N. Pietralla, C. Fransen, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H.H. Pitz, **G. Rainovski**, A. Richter, M. Scheck, F. Stedile, P. von Brentano, P. von Neumann-Cosel, V. Werner

Брой независими цитирания: 2

D17 Physical Review C 73, 054306 (2006)

First evidence for spin-flip M1 strength in ^{40}Ar

T.C.Li, N. Pietralla, A.P. Tonchev, M.W. Ahmed, T. Ahn, C. Angell, M.A. Blackston, A. Costin, K.J. Keeter, J. Li, A. Lisetskiy, S. Mikhailov, Y. Parpottas, B.A. Perdue, **G. Rainovski**, W. Tornow, H. R. Weller, Y. K. Wu

Брой независими цитирания: 2

D18 Physical Review Letters 96, 122501 (2006)

Stabilization of nuclear isovector valence-shell excitations

G. Rainovski, N. Pietralla, T. Ahn, C.J. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu, C.J. Barton III

Брой независими цитирания: 11

D19 Physical Review C 75, 014313 (2007)

γ -ray multipolarimetry between low-spin states of ^{136}Ce : Search for the $2^+_{1,ms}$ one-phonon mixed-symmetry state

T. Ahn, N. Pietralla, **G. Rainovski**, A. Costin, K. Dusling, T.C. Li, A. Linnemann, S. Pontillo

Брой независими цитирания: 8

D20 Nuclear Physics A 788, 85c (2007)

Isovector quadrupole excitations in the valence shell studied in projectile Coulomb excitation

N. Pietralla, **G. Rainovski**, T. Ahn, A. Costin

Брой независими цитирания: 1

D21 Physical Review C 76, 034325 (2007)

Microscopic restoration of proton-neutron mixed symmetry in weakly collective nuclei

J.D. Holt, N. Pietralla, J.W. Holt, T.T.S. Kuo, **G. Rainovski**

Брой независими цитирания: 5

D22 Physics Letters B 679, 19 (2009) (Erratum Phys.Lett. B 682, 490 (2010))

Evolution of the one-phonon $2^+_{1,ms}$ mixed-symmetry state in $N=80$ isotones as a local measure for the proton-neutron quadrupole interaction

T. Ahn, L. Coquard, N. Pietralla, G. Rainovski, A. Costin, R.V.F. Janssens, C.J. Lister, M. Carpenter, S. Zhu, K. Heyde

Брой независими цитирания: 4

D23 Physical Review C 80, 061304 (2009)

Robust test of $E(5)$ symmetry in ^{128}Xe

L. Coquard, N. Pietralla, T. Ahn, **G. Rainovski**, L. Bettermann, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, J.Leske, C.J. Lister, O. Moller, W. Rother, V. Werner, S. Zhu

Брой независими цитирания: 4

D24 Physics Letters B683, 11 (2010)

How close to the $O(6)$ symmetry is the nucleus ^{124}Xe ?

G. Rainovski, N. Pietralla, T. Ahn, L. Coquard, C.J. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu, L. Bettermann, J. Jolie, W. Rother, R.V. Jolos, V. Werner

Брой независими цитирания: 2

D25 Physical Review C 82, 024317 (2010)

Evolution of the mixed-symmetry $2^+_{1,ms}$ quadrupole-phonon excitation from spherical to γ -soft Xe nuclei

L. Coquard, N. Pietralla, **G. Rainovski**, T. Ahn, L. Bettermann, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, J. Leske, C.J. Lister, O. Möller, W. Rother, V. Werner, S. Zhu

Брой независими цитирания: 3

D26 Physical Review C 82, 037302 (2010)

Search for one-phonon mixed-symmetry states in the radioactive nucleus ^{140}Nd

K.A. Gladnishki, **G. Rainovski**, P. Petkov, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, A. Damyanova, M. Danchev, A. Dewald, C. Fransen, M. Hackstein, D. Karagyozov, O. Möller, T. Pissulla, M. Reese, W. Rother, R. Topchiyska

Брой независими цитирания: 1

D27 Physical Review C 83, 044318 (2011)

$O(6)$ -symmetry breaking in the γ -soft nucleus ^{126}Xe and its evolution in the light stable xenon isotopes

L. Coquard, **G. Rainovski**, N. Pietralla, T. Ahn, L. Bettermann, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, J. Leske, C.J. Lister, O. Möller, T. Möller, W. Rother, V. Werner, S. Zhu

D28 Physical Review C 84, 061306(R) (2011)

One-phonon isovector $2_{1,MS}^+$ state in the neutron-rich nucleus ^{132}Te

M. Danchev, **G. Rainovski**, N. Pietralla, A. Gargano, A. Covello, C. Baktash, J. R. Beene, C. R. Bingham, A. Galindo-Uribarri, K. A. Gladnishki, C. J. Gross, V. Yu. Ponomarev, D. C. Radford, L. L. Riedinger, M. Scheck, A. E. Stuchbery, J. Wambach, C.-H. Yu, and N. V. Zamfir

D29 Physical Review C (2012) in press

Identification of the $2^+_{1,ms}$ mixed-symmetry state of ^{136}Ce

T. Ahn, **G. Rainovski**, N. Pietralla, L. Coquard, A. Costin, R.V.F. Janssens, C.J. Lister, M.P. Carpenter, S. Zhu

Материали от конференции

(talks given by the author)

C1 BgNS Transactions 10, 299 (2005) (ISSN 1310-8727)

Proceedings of the 16th International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, September 19-26, 2005

Identification of 2^+_{ms} mixed symmetry state in ^{138}Ce

G. Rainovski, N. Pietralla, T. Ahn, C. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu

C2 BgNS Transactions 13, 154 (2009) (ISSN 1310-8727)

Proceedings of the 17th International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, September 24-30, 2007

Test of nuclear chirality in ^{104}Rh – lifetime measurements using RDDS method in inverse kinematics

G. Rainovski, T. Suzuki, T. Koike, N. Pietralla, A. Costin, T. Ahn, C. Vaman, P. Joshi, R. Wadsworth, J. Timar, M. Danchev, A. Dewald, O. Möller, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, C.J. Lister, S. Zhu

C3 AIP Conf. Proc. 1090, 263 (2009) (ISBN 978-0-7354-0623-0 / ISSN 0094-243X)

Proceedings of the 13th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Cologne, Germany, August 25-29, 2008

Off-yrast collectivity of the $O(6)$ like nucleus ^{124}Xe

G. Rainovski, N. Pietralla, T. Ahn, L. Coquard, C.J. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu, L. Bettermann, W. Rother, J. Jolie.

C4 Proceedings of the International Conference Nuclear Structure and Related Topics, June 30 - July 4, 2009 Dubna, Russia, Editors A.I. Vdovin, V.V. Voronov, R.V. Jolos, vol. II, page 90 (2009) (ISBN 978-5-9530-0235-6)

Evolution and shell stabilization of proton-neutron mixed symmetry states in the mass $A \approx 130$ region

G. Rainovski, N. Pietralla, J. Leske, T. Ahn, L. Coquard, C. Bauer, Th. Möller, C.J. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu

C5 Journal of Physics: Conference Series 205, 012039 (2010) (ISSN 1742-6588)

Proceedings of the 18th International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications, Varna, Bulgaria, September 21-27, 2009

Experimental studies of proton-neutron mixed symmetry states in the mass $A \approx 130$ region

G. Rainovski, N. Pietralla, J. Leske, T. Ahn, L. Coquard, C. Bauer, Th. Möller, K. Gladnishki, M. Danchev, A. Damyanova, D. Karagoyozov, R. Topchiyska, C.J. Lister, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, S. Zhu

C6 Proceedings of the 28th International Workshop on Nuclear Theory, 21 – 26 June, 2009, Bulgaria, Editor S. Dimitrova, page 105, (2010) (ISSN 1313-2822)
Evolution and shell stabilization of proton-neutron mixed symmetry states in the mass $A \approx 130$ region

G. Rainovski, N. Pietralla, T. Ahn, C. Bauer, M.P. Carpenter, L. Coquard, A. Damyanova, M. Danchev, K. Gladnishki, R.V.F. Janssens, D. Karagoyozov, J. Leske, C.J. Lister, Th. Möller, R. Topchiiska, S. Zhu

C7 Journal of Physics: Conference Series (2012) in press
Proceedings of the Rutherford Centennial Conference on Nuclear Physics Manchester, UK, 8-12 August 2011

On the origin of low-lying $M1$ strength in even-even nuclei

G. Rainovski, M. Danchev, N. Pietralla, A. Gargano, A. Covello, C. Baktash, J. R. Beene, C. R. Bingham, A. Galindo-Uribarri, K. A. Gladnishki, C. J. Gross, V. Yu. Ponomarev, D. C. Radford, L. L. Riedinger, M. Scheck, A. E. Stuchbery, J. Wambach, C.-H. Yu, and N. V. Zamfir

Благодарности

Авторът е благодарен на д-р Мартин Джонгалов и д-р Калин Гладнишки затова, че внимателно прочетоха и коригирах настоящата работа. Написването на настоящата дисертация и провеждането на част от експериментите, включени в нея, са направени с поддръжката на фондацията Александър фон Хумболдт и частичната подкрепа на Националния фонд „Научни изследвания в рамките на договори ВУФ06-05, Д002-219 и ДДВУ 02/69.

Литература

- [1] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*. New York: Wiley, 1955.
- [2] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*. London/Amsterdam: Benjamin, 1975.
- [3] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2366 (2010).
- [4] N. Pietralla *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3775 (2000).
- [5] U. Kneissl, N. Pietralla, A. Zilges, *J. Phys. G* **32**, R217 (2006).
- [6] A. F. Lisetskiy *et al.*, *Phys. Rev. C* **60**, 0643310 (1999).
- [7] S. Frauendorf and J. Meng, *Nucl. Phys.* **A617**, 131 (1997).
- [8] V.I. Dimitrov, F. Dönau, S. Frauendorf, *Phys. Rev. C* **62**, 024315 (2000).
- [9] S. Frauendorf, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 463 (2000).
- [10] N. Lo Iudice and F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1532 (1978).
- [11] F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1427 (1984).
- [12] F. Iachello and A. Arima, *The interacting boson model*. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.
- [13] A.O. Macchiavelli *et al.*, *Phys. Rev. C* **58**, R621.
- [14] N. Pietralla and K. Starosta, *Nucl. Phys. News* **13**, 15 (2003).
- [15] S. Frauendorf, *Nucl. Phys.* **A557**, 259c (1993).
- [16] G. Baldsiefen *et al.*, *Phys. Lett. B* **275**, 252 (1992).
- [17] V.I. Dimitrov, S. Frauendorf, F. Dönau, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5732 (2000).
- [18] K. Starosta *et al.*, *Nucl. Phys.* **A682**, 375c (2001).
- [19] C.M. Petrache *et al.*, *Nucl. Phys.* **A597** (1996).
- [20] C. Vaman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 032501 (2004).
- [21] A.S. Davydov and C.F. Filippov, *Nucl. Phys.* **8**, 237 (1958).
- [22] T. Koike *et al.*, *Phys. Rev. C* **67**, 044319 (2003).
- [23] K. Starosta *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 044328 (2002).
- [24] T. Koike *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **656**, 160 (2003).
- [25] T. Koike *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 061304(R) (2001).
- [26] R.A. Bark *et al.*, *Nucl. Phys.* **A691**, 577 (2001).
- [27] A.A. Hecht *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 051302 (2001).
- [28] D.J. Hartley *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 031304(R) (2001).
- [29] K. Starosta *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 971 (2001).
- [30] Amita, A.K. Jain, B. Sing, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **74**, 283 (2000).
- [31] J. Simpson, *Z. Phys. A* **358**, 139 (1997).
- [32] E. Farnea *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **400**, 87.
- [33] Y. Lui *et al.*, *Phys. Rev. C* **36**, 349 (1998).
- [34] T. Hayakawa *et al.*, *Z. Phys. A* **357**, 349 (1997).
- [35] A. Servin, K. Heyde, J. Jolie, *Phys. Rev. C* **36**, 2631 (1987).
- [36] W. Nazarewicz *et al.*, *Nucl. Phys.* **A435**, 397 (1985).
- [37] S. Cwiok *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 379 (1987).

- [38] N. Tajima, Nucl. Phys. **A572**, 365 (1994).
- [39] H. Pai *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 041301(R) (2011).
- [40] N. Fotiades *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 064304 (2003).
- [41] M.-G. Porquet *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 463 (2002).
- [42] J.N. Scheurer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **385**, 501 (1997).
- [43] E. Mergel *et al.*, Eur.Phys.J. A **15**, 417 (2002).
- [44] S. Zhu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 132501 (2003).
- [45] J.A. Alcántara-Núñez *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 024317 (2004).
- [46] F.R. Espinoza-Quinones *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 2787 (1997).
- [47] D. Jerrestam *et al.*, Nucl. Phys. **A577**, 786 (1994).
- [48] T. Koike, K. Starosta, I. Hamamoto, Phys. Rev. Lett. **93**, 172502 (2004).
- [49] D. L. Balabanski *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044305 (2004).
- [50] E. A. Lawrie *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 021305(R) (2008).
- [51] S.Y. Wang *et al.*, Phys. Lett. **B703**, 40 (2011).
- [52] R.F. Casten and P. von Brentano, Phys. Lett. B **152**, 22 (1985).
- [53] L. Willets and M. Jean, Phys. Rev. **102**, 788 (1956).
- [54] I.Y. Lee, Nucl. Phys. **A520**, 641c (1990).
- [55] R. F. Casten, *Nuclear Structure from Simple Perspective*. Oxford: Oxford University Press, 2000.
- [56] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35**, 1069 (1975).
- [57] N.V. Zamfir and R.F. Casten, Phys. Lett. B **260**, 265 (1991).
- [58] P.O. Lipas, P. Toivonen, D.D. Warner, Phys. Lett. **B155**, 295 (1985).
- [59] O. Vogel *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 1660 (1996).
- [60] R. Popli *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 1085 (1981).
- [61] D.C. Radford, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **361**, 297 (1995).
- [62] G. Gneuss and W. Greiner, Nucl. Phys. **A171**, 449 (1971).
- [63] D. Tonev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 052501 (2006).
- [64] D. Tonev *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 044313 (2007).
- [65] E. Grodner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 172501 (2006).
- [66] S. Mukhopadhyay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 172501 (2007).
- [67] J. Timár *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 011301(R) (2006).
- [68] T.K. Alexander and J.S. Foster, *Advances in Nuclear Physics*. New York: Plenum Press, 1978, p. 197.
- [69] A. Dewald *et al.*, Nucl. Phys. **A545**, 822 (1992).
- [70] A. Dewald *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 034314 (2003).
- [71] A. Dewald, S. Harissopulos, P. von Brentano, Z. Phys. A **334**, 163 (1989).
- [72] E. Grodner *et al.*, Phys. Lett. B **703**, 46 (2011).
- [73] D. Bohle *et al.*, Phys. Lett. B **137**, 27 (1984).
- [74] E. Lipparini and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **63**, 570 (1989).
- [75] V.O. Nesterenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 57 (1999).
- [76] O.M. Maragó *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2056 (2000).

- [77] J.P. Elliot, Proc. Roy. Soc. A **245**, 128 (1958).
- [78] H. Feshbach and F. Iachello, Phys. Lett. B **45**, 7 (1973).
- [79] H. Feshbach and F. Iachello, Ann. Phys. (NY) **84**, 211 (1974).
- [80] D. Janssen, R.V. Jolos, F. Dönau, Nucl. Phys. **A224**, 93 (1974).
- [81] A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. (NY) **99**, 253 (1976).
- [82] A. Arima *et al.*, Phys. Lett. B **66**, 205 (1977).
- [83] T. Otsuka *et al.*, Phys. Lett. B **76**, 139 (1978).
- [84] W. Heisenberg, Z. Phys. **77**, 1 (1932).
- [85] N. Pietralla, P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, Prog. Part. Nucl. Phys. **60**, 225 (2008).
- [86] P. Van Isacker *et al.*, Ann. Phys. (NY) **171**, 253 (1986).
- [87] N. Pietralla *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 031301 (2001).
- [88] V. Werner *et al.*, Phys. Lett. B **550**, 140 (2002).
- [89] S.W. Yates, J. Rad. Nucl. Chem. **265**, 291 (2005).
- [90] A. Giannatiempo *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 1508 (1991).
- [91] D. Bandyopadhyay *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 034319 (2003).
- [92] N. Pietralla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1303 (1999).
- [93] N. Pietralla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3775 (2000).
- [94] C. Fransen *et al.*, Phys. Lett. B **508**, 219 (2001).
- [95] C. Fransen *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 024307 (2003).
- [96] G. Molnár *et al.*, Phys. Rev. C **37**, 898 (1988).
- [97] B. Fazekas *et al.*, Nucl. Phys. **A548**, 249 (1992).
- [98] I. Wiedenhöver *et al.*, Phys. Rev. C **56**, R2354 (1997).
- [99] N. Pietralla *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 796 (1998).
- [100] D.C. Radford *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 222501 (2002).
- [101] G.M. Julian and T.E. Fessler, Phys. Rev. C **3**, 751 (1971).
- [102] V. P. Afanasev *et al.*, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. (English Transl.) **35**, 1462 (1972).
- [103] V. S. Buttsev *et al.*, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.(English Transl.) **38**, 54 (1974).
- [104] J. D. Sherman, D.L. Hendrie, M.S. Zisman, Phys. Rev. C. **15**, 903 (1977).
- [105] G. Lo Bianco *et al.*, Nucl. Phys. **A470**, 266 (1987).
- [106] T. Yamazaki, Nucl. Data **A3**, 1 (1967).
- [107] S. Raman *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
- [108] K. Alder and A. Winther, *Coulomb Excitation*. New York: Academic Press, 1966.
- [109] H. Ower, J. Gerl, H. Scheit, computer code CLX.
- [110] G. Lo Bianco *et al.*, Z. Phys. A **332**, 103 (1989).
- [111] V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons*. Bristol: Institute of Physics, 1992.
- [112] R.F. Casten, D.S. Brenner, P.E. Haustein, Phys. Rev. Lett. **58**, 658 (1987).
- [113] K. Heyde and J. Sau, Phys. Rev. C **33**, 1050 (1986).
- [114] N. Lo Iudice, Ch. Stoyanov, D. Tarpanov, Phys. Rev. C **77**, 044310 (2008).
- [115] A. Gade *et al.*, Nucl. Phys. **A665**, 268 (2000).

- [116] H. von Garrel *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 054315 (2006).
- [117] S. A. Hamada, W.D. Hamilton, B. Moore, J. Phys. G **14**, 1237 (1988).
- [118] J.A. Cizewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **40**, 168 (1978).
- [119] H.G. Borner *et al.*, Phys. Rev. C **42**, R2271 (1990).
- [120] U. Neuneyer *et al.*, Nucl. Phys. **299**, A607 (1996).
- [121] V. Werner *et al.*, Nucl. Phys. **A692**, 451 (2001).
- [122] D. Bonatsos *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 044306 (2006).
- [123] K. Sieja *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 054311 (2009).
- [124] R. Wirowski, Universität zu Köln, Ph.D. thesis 1993.
- [125] K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler, Nucl. Data Tables **11**, 351 (1973).
- [126] S. F. Hicks, J.R. Vanhoy, S.W. Yates, Phys. Rev. C **78**, 054320 (2008).
- [127] E. Williams *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 054309 (2009).
- [128] J. Eberth *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **38**, 28 (1997).
- [129] J. Iwanicki *et al.*, "ISOLDE experiment IS423," completed 2008.
- [130] G. Rainovski *et al.*, "GSI experiment U242," completed 2010.
- [131] L. Grodzins, Phys. Lett. **2**, 88 (1962).
- [132] R. F. Casten, Nucl. Phys. **A443**, 1 (1985).
- [133] J. Terasaki *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054313 (2002).
- [134] N. Shimizu *et al.*, Phys. Rev. C, 054313 (2004).
- [135] A. Covello *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59**, 401 (2007).
- [136] V. Werner *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 031301(R) (2008).
- [137] R.O. Hughes *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 044311 (2005).
- [138] N. J. Stone *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 192501 (2005).
- [139] C.J. Gross *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **450**, 12 (2000).
- [140] R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
- [141] S. Bogner *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 051301 (2002).
- [142] A.E. Stuchbery and N.J. Stone, Phys. Rev. C **76**, 034307 (2007).
- [143] N. Benczer-Koller *et al.*, Phys. Lett. B **664**, 241 (2008).
- [144] Pietralla/Rainovski, ISOLDE experiment IS496, 2011, CERN-INTC-2009-024/INTC-P-268.
- [145] Pietralla/Rainovski, LoI HIE-ISOLDE, 2011, CERN-INTC-2010-039/INTC-I-106.