

Софийски университет „Свети Климент Охридски“

Физически Факултет

Лилия Атанасова Атанасова

Магнитен момент на $19/2^+$ изомер в ^{127}Sn

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за получаване на образователна и научна
степен „доктор“

Професионално направление: 4.1 Физически науки

Научна специалност: Ядрена физика

Научен ръководител: доц. д-р Анка Минкова

София 2018 г.

Експериментът, включен в дисертационния труд, е направен в Института за изследване на тежки йони (GSI), Дармщат, Германия, в рамките експерименталната кампания gRISING. Анализът на данните е проведен в Физическия факултет на Софийски Университет „Св. Климент Охридски“. Представените резултати не са използвани от друго лице за получаване на каквато и да е научна степен.

Дисертацията не съдържа материали, публикувани от други лица, освен в случаите, когато е направен съответният цитат в текста.

Съдържание

| | |
|---|----|
| 1. Увод | 2 |
| 2. Теория | 5 |
| 2.1 Магнитен диполен момент и ориентация | 5 |
| 2.2 Метод на времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD) | 7 |
| 2.3. Реакции на фрагментация при релативистки енергии . | 9 |
| 3. Експеримент | 11 |
| 3.1 Анализ на експерименталните данни | 13 |
| 3.2 $R(t)$ функции | 20 |
| 3.3 Дискусия | 23 |
| 4. Заключение | 27 |
| Литература | 34 |

1. Увод

През последните години използването на интензивни релативистки снопове от тежки йони даде възможност да се изследва структурата на ядрата към границите на съществуване на ядрената карта. Измерването на електромагнитните моменти на ядрото играят голяма роля, тъй като позволява да се изследва еволюцията в структурата на ядрата.

Един от основните модели в ядрената физика – Слоестия модел [1], [2], [3], [4] традиционно е създаден за описание на стабилни и близки до тях ядра близки до затворени протонни или неутронни слоеве. Хамилтонианът на системата може да се разглежда като сбор от едночастичен хамилтониан (на независими частици) и остатъчно взаимодействие: $H = H_0 + H_{\text{res}}$. В съвременните подходи остатъчното взаимодействие се представя чрез матрица, която задава силата на двучастичното взаимодействие между валентните нуклони. Моделно пространство (базис на параметризацията на H_{res}) са орбиталите включени във валентното пространство – тези които могат да се заемат от валентните частици. Такива са орбиталите около нивото на Ферми. Орбиталите, които са напълно запълнени се наричат инертна ядка.

В зависимост от начина на определяне на матричните елементи могат да се разглеждат различни модели. „Реалистичните“ са изведени от взаимодействие, получено от ефективни нуклон-нуклонни потенциали посредством регуляризация на взаимодействието за дадено валентно пространство [5] и пресмятане на G-матрицата [6], за да се елиминира силно отблъскващата сърцевина на ядреното взаимодействие при малки разстояния. Когато броят на валентните орбитали е голям се говори за широкомащабни пресмятания в голям базис.

Магнитните моменти (произведение на ядреното жиромагнитно отношение – g-фактор и спина на ядрото) са много чувствителни към едночастичната структура на ядрата, която се проявява при ядра, близки до затворени протонни или неутронни слоеве. Тези ядра имат сравнително прости спектри на възбуждане, тъй като има само няколко нива близко до повърхността на Ферми и са подтиснати ефектите на конфигурационно смесване, дължащи се на възбуждания през енергетичния процеп след затворен слой [7].

Слоестия модел традиционно е създаден за описание на стабилни и близки до тях ядра. За по-доброто разбиране на нуклон-нуклонното взаимодействие и промените в слоестата структура на ядрата е важно да се изследват такива ядра около затворени слоеве далеч от линията на бета-стабилност, като $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. В тази област са наблюдавани множество микросекундни изомери [8], [9], [10], [11]. Формирани са от ираст „спинов капан“ – близкодействащото отблъскващо взаимодействие между еднакви нуклони води до малки разлики между най-високоспиновите нива от един и същ мултиплет. В тази област ($N < 82$) такива поведение имат неутронните дупки на орбиталата с отрицателна четност $h_{11/2}$, която лежи близо до повърхността на Ферми.

Целта на настоящата дисертация е да се изследва приложимостта на слоестия модел като се сравнят теоретични предсказания, направени чрез пресмятания в рамките на слоестия модел в голям базис с експериментални данни от измервания на магнитни моменти. Измерен е g -фактора и степента на ориентация, получена при заселване в реакция на фрагментация на снопа, на изомерното състояние със спин $I^\pi = 19/2^+$ ($E = 1827$ keV, $T_{1/2} = 4,5(3)$ μ s [12], [13], [11]) в неутронно-богатото ядро ^{127}Sn . Използван е метода на ВремеЗависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD – Time Dependent Perturbed Angular Distribution). При този метод се използва взаимодействието на ядрото с външно магнитно поле, водещо до зависимост от времето на ъгловото разпределение на излъчените гама-кванти, при разпад на изомерното състояние [14].

Задължително при използване на TDPAD метода е наличието на спиново ориентиран (подреден) ядрен ансамбъл. Тази техника се използва за изомерни състояния с времена на живот между няколко наносекунди и няколко микросекунди.

Експериментът, описан в тази дисертация, е проведен в GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research (Център за изследване на тежки йони), Дармщат Германия. Той е част от експерименталната кампания g -RISING [15] за измерване на жиросмагнитно отношение на спин- ориентиран изомерни снопове, използвайки релативистки снопове и клъстер детектори в рамките на проекта RISING [16] (Rare ISotope INvestigations @ GSI – Изследване на редки изотопи в GSI). Авторът активно е участвал във всички фази на подготовката и превеждането на кампанията, като това са първите експерименти от този вид за изследване на неутронно-богати ядра.

Целта на кампанията беше да се установят експерименталните техники и методи за изследване на структурата на ядра далеч от линията на бета-стабилност, в областта на тежките неутронно-богати ядра, чрез определяне на магнитните им моменти, когато се намират във възбудено изомерно състояние. В проведените експерименти ядрата бяха заселвани в реакция на фрагментация на ^{238}U и ^{136}Xe . Също така трябваше да се изследва подреждането на спиновете на изомерни нива във ядра получени в резултат на реакция на делене на ^{238}U при релативистки енергии. Тези техники и методи могат да се използват в бъдеще за изследване на екзотични изомери чрез интензивни изомерни снопове, създаването на които ще бъде възможно в бъдещите лаборатории за ядрени изследвания като FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). Те ще дадат информация за изменение на структурата на ядрата при преход от стабилни към неутронно- или протонно-богати ядра.

Анализът на резултатите от всички експерименти от кампанията е проведен в тясно сътрудничество с останалите водещи групи от: IFJ Krakow, IKP U. Koeln, KU Leuven и Weizmann Institute. За дискутиране и приемане на резултатите след обработката на данните е проведена работна среща на колаборацията в София на която автора е докладвала резултатите описани в дисертацията.

Структура на дисертацията

Дисертационният труд е съставен от увод, 3 глави, заключение и библиографска справка.

В Увода накратко е обсъдено каква информация дават измерването на магнитни моменти за структурата на ядрата; реакциите, които се използват за заселване на неутронно-богати ядра и кратка информация за експерименталната кампания в рамките на която е проведен експериментът представен в дисертацията.

В Глава 2 е дадено кратко описание на теорията на електромагнитните моменти включваща описание на магнитния диполен момент, дефиниция на ориентиран ансамбъл, описание на взаимодействието с външно магнитно поле и методи за измерване на магнитни моменти.

В Глава 3 се описва използваната реакция на фрагментация при релативистки енергии, особености на ориентирания ядрен ансамбъл получен в реакцията, разделяне на фрагментите.

В Глава 4 се описват детайлно експерименталната установка, анализа на данни и получените резултати.

В Глава 5 са дадени научните приноси на дисертацията и публикациите върху които е базирана.

2. Теория

2.1 Магнитен диполен момент и ориентация

Експериментално магнитния диполен момент на всяко ядро с ненулев спин може да се представи във вида:

$$\mu = g I \mu_N, \quad (1)$$

където g се нарича ядрено жиромагнитно отношение или g -фактор, а I е пълния ъглов момент на ядреното състояние в единици \hbar .

Има два източника за неговото възникване:

1) орбиталния момент на протоните (заредени частици) в ядрото генерира затворени токове и съответно магнитно поле, като за протони $g_l^\pi = 1$, а за неутрони, които нямат заряд, $g_l^v = 0$.

2) собствения спин на нуклоните $s = 1/2$ също генерира магнитно поле, като $g_s^\pi = 5,5856912(22)$ и $g_s^v = -3,8260837(18)$ [17], [18].

Ако разгледаме случай при който имаме ядро състоящо се от ядка със $I_c = 0$ и две частици със спин I_1 и I_2 и g -фактори съответно g_1 и g_2 , можем да получим формула за сумиране g -фактори:

$$g = \frac{1}{2}(g_1 + g_2) + \frac{1}{2}(g_1 - g_2) \frac{I_1(I_1 + 1) - I_2(I_2 + 1)}{I(I + 1)} \quad (2)$$

Повечето методи за измерване на магнитни моменти изискват наличие на спин-ориентиран ядрен ансамбъл преди измерването. При аксиално-симетрично ориентирано начално състояние със спин I ъгловото разпределение на излъчването е:

$$W(\theta) = \sum_k B_k(I) A_k P_k(\cos \theta), \quad (3)$$

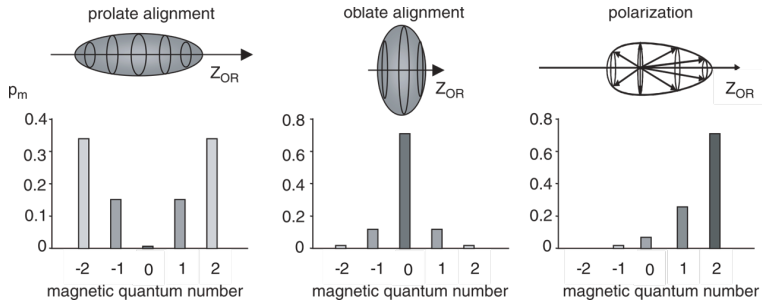
където $P_k(\cos \theta)$ са полиноми на Лежандр, B_k са ориентационни параметри, показващи степента на ориентация на ансамбъла, A_k са коефициенти на ъгловото разпределение, зависещи от спина на излъчващото състояние и мултиполността на излъчената радиация.

Разпределението $p(m)$ на $2I+1$ магнитни състояния определя вида на ориентацията на състоянието:

- неориентирано (изотропно) разпределение: $p(m) = \frac{1}{2I+1}$, $B_k = 0 (k \neq 0)$

- поляризация: $p(m) \neq p(-m)$, $B_k \neq 0 (k - \text{нечетно})$

- ориентация: $p(m)=p(-m)$, $B_k=0$ (k – нечетно), като се различават два типа ориентация – издължена (prolate) при $B_k > 0$ и сплесната (oblate) при $B_k < 0$ (Фигура 1).



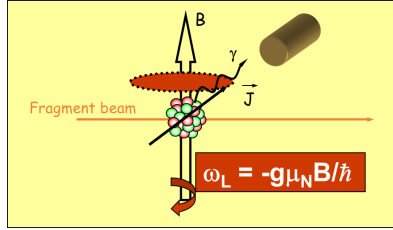
Фигура 1: Схематично представяне на видовете ориентация: (ляво) издължена, (среда) сплесната и (дясно) поляризация [19]

Взаимодействието на ядрения спин с магнитното поле \vec{B} ще доведе до премахване на израждането по енергията на различните магнитни под-състояния. Разликата в енергиите им се дава с хамилтониана на Зеeman [20]: $H = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \omega_L \hbar \vec{I}$, , където ω_L се нарича Ларморова честота и

$$\omega_L = \frac{-g \mu_N}{\hbar} \vec{B}. \quad (4)$$

2.2 Метод на времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD)

Зависимостта на Ларморовата честота от g -фактора на ядреното състояние се използва в някои от експерименталните методи за определяне на g -фактори, като метода на Времезависимо смутено ъглово разпределение (TDPAD – Time Dependent Perturbed Angular Distribution) [14], използван тук.



Фигура 2: Схема илюстрираща разположението магнитното поле – перпендикулярно на разликата на детекторите и снопа.

Нека разгледаме изомерно ядрено състояние, заселено и спин-ориентирано от ядрена реакция и поставено във вертикално външно магнитно поле (Фигура 2). Оста на симетрия на подреденият ядрен ансамбъл е паралелна на посоката на снопа. Това поле ще предизвика прецесия на ъгловия магнитен момент с Ларморова честота. Това ще доведе до въртене на ъгловото разпределение на излъчването около магнитното поле, със същата честота. Така интензивността на излъчването, регистрирана в хоризонтална равнина, на ъгъл θ спрямо оста на снопа ще зависи от времето по закона:

$$I(t, \theta, B) = I_0 e^{-t/\tau} W(t, \theta, B), \quad (5)$$

където I_0 е интензитетът в момент t_0 , моментът когато е приложено магнитното поле, τ е времето на живот на изомера, а $W(t, \theta, B)$ е функцията на смутеното ъглово разпределение. В случай на аксиално симетричен ансамбъл функцията на ъгловото разпределение може да се запише като:

$$W(t, \theta, B) = \sum_k B_k A_k(\gamma) P_k[\cos(\theta - \omega_L t - \alpha)], \quad (6)$$

където α е ъгълът между оста на ориентацията и на снопа. От закона за запазване на четността следва, че k взема само четни стойности. В повечето случаи $A_k B_k$ е пренебрежимо малко при $k \geq 4$ и се използва приближение в което участват само членовете от втори порядък $A_2 B_2$.

Нека разгледаме 2 детектора на позиции θ и θ_1 . Дефинира се отношението между разликата и сбора на интензивностите в двете направления:

$$R(t, \theta, \theta_1, B) = \frac{I(t, \theta, B) - \varepsilon I(t, \theta_1, B)}{I(t, \theta, B) + \varepsilon I(t, \theta_1, B)}, \quad (7)$$

където ε е относителната ефективност на двата детектора. Вижда се, че тази функция няма да зависи от времето на живот на изомера.

Обикновено при TDPAD измерванията се използват 2 детектора на позиции θ и $\theta_1 = \theta + 90^\circ$. След заместване на уравнения (6) в (7) получаваме:

$$R(t, \theta, B) = \frac{3 A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \cos[2(\theta - \omega_L t - \alpha)]. \quad (8)$$

Такъв тип функция може да се дефинира и пресметне за произволни ъгли θ и θ_1 , но се избират тези, при които амплитудата на $R(t, \theta, B)$ е максимална. Експериментално определената чрез формула (7) функция може да се фитира със зависимостта (8) и да се определи Ларморовата честота и следователно и g-фактора на изомерното състояние.

Възможно е и да се дефинира $R(t)$ функция за едно и също направление (използвайки само един детектор), но за две противоположни посоки на магнитното поле – нагоре и надолу. За детектор на произволен ъгъл θ получаваме:

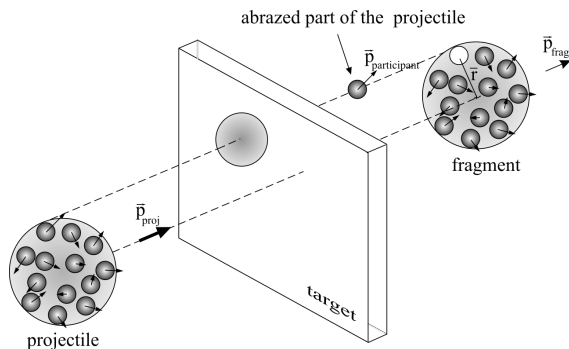
$$R(t, \theta, \pm B) = \frac{3 A_2 B_2 \sin(2\theta) \sin(2\omega_L t)}{4 + A_2 B_2 + 3 A_2 B_2 \cos(2\theta) \cos(2\omega_L t)}, \quad (9)$$

като при извода на тази формула за улеснение сме работили в случая на $\alpha = 0$. Използвайки такъв тип функция се елиминират някои ефекти свързани с работата и ефективността на детекторите, които могат да доведат до систематични грешки.

2.3. Реакции на фрагментация при релятивистки енергии

Изучаваме неутронно-богати ядра чрез реакция на фрагментация на налитащото ядро при релятивистки енергии. При нея се получава спин-ориентиран ядрен ансамбъл [21], [22], необходим за използвания метод за измерване.

При реакцията имаме ядро, което се удря в мишена с енергия обикновено от няколко десетки MeV/u до няколко GeV/u. Като резултат получаваме фрагмент, който е част от налитащото ядро и няколко отделени нуклона (Фигура 3).



Фигура 3: Схема на реакция на фрагментация (взета от [21]). Отбелязани са импулса на налитащото ядро \vec{p}_{proj} , импулса на отнетите нуклони („участник“) \vec{p}_{part} , импулса на фрагмента „наблюдател“ \vec{p}_{frag} и радиус-вектора между центъра на фрагмента и отнетата част преди реакцията.

При релятивистки енергии реакцията може да се опише чрез прост модел, наречен участник-наблюдател (participant-spectator model) [23], [24], [25], [26], също така наричан модел на отнемане – изпарение на нуклони (abrasion-ablation), като експериментално наблюдаваната ориентация на спина може да се обясни качествено, на базата на прости кинематични аргументи [27], [28]. Заради високата скорост на снопа се приема, че се осъществява само периферно взаимодействие между ядрата от снопа и мишената. От страна на налитащото ядро участват само част от нуклоните („участник“), намиращи се в зоната на припокриване между налитащото ядро и ядро от мишената. Те се отнемат от налитащото ядро. Движението на останалата част от нуклоните, („наблюдател“), не се променя и те отлитат от мишената със скорост близка до тази на началния сноп и много малко ъглово отклонение. В следващата част от процеса частта от налитащото ядро „наблюдател“ сменя възбудеността си до получаване на крайния фрагмент. Ориентацията на спина на фрагмента е в резултат на предадения орбитален ъглов момент в първата фаза на реакцията. Ако фрагментите се регистрират симетрично на малки ъгли около началното направление на снопа, аксиалната симетрия на

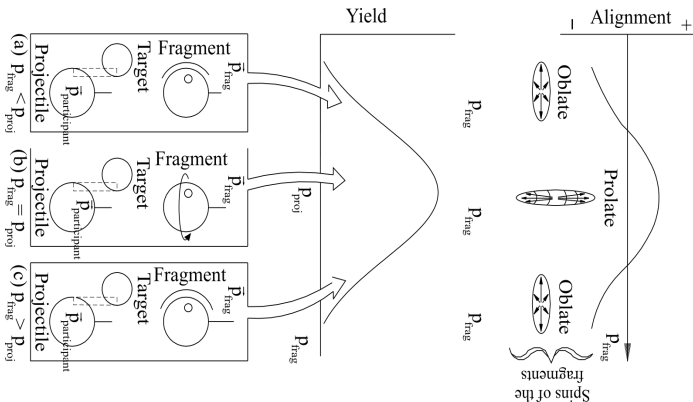
реакцията се запазва и спинът на фрагментите е ориентиран в едно направление [29],[28],[30].

Ако фрагментите се регистрират симетрично на малки ъгли около началното направление на снопа аксиалната симетрия на реакцията се запазва и спина на фрагментите е ориентиран в едно направление [31],[28],[30]. Добивът на реакцията е функция на надлъжния импулс на фрагментите. Тази зависимост е Гаусова и се нарича още и разпределение на Голдхабер, което се представя във вида: $exp(-p^2/2\sigma^2)$ [32]. Позицията на максимума на разпределението се определя от началния импулс, а ширината му е

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{A_f(A_p - A_f)/(A_p - 1)}, \quad (10)$$

където A_f и A_p са масите на фрагмента и на налитащото ядро, а $\sigma_0 \approx 90$ MeV/c [32].

Големината на ориентацията е положителна (издължена, prolate) при $p_{frag} = p_{proj}$ и намалява и става отрицателна (сплескана, oblate) с отдалечаването от p_{proj} от p_{frag} (Фигура 4). В първия случай (Фигура 4а) импулсът на „участника“ е успореден на импулса на налитащото ядро и това води до намаляване на импулса на фрагмента $|\vec{p}_{frag}| < |\vec{p}_{proj}|$. Ъгловият момент отнет от налитащото ядро е $\vec{r} \times \vec{p}_{part}$ и съответно е създаден ъглов момент $\vec{I}_f = -\vec{r} \times \vec{p}_{part}$, перпендикулярен на оста на снопа. Това увеличава отрицателната ориентация т.к. \vec{I}_f е перпендикулярен на оста на симетрия. Аналогично имаме същата ситуация при $|\vec{p}_{frag}| > |\vec{p}_{proj}|$ (Фигура 4б). В случая когато $p_{proj} = |\vec{p}_{proj}|$ импулсът на отнетите нуклони е перпендикулярен на импулса на снопа и $\vec{r} \times \vec{p}_{part}$ е успореден на оста на снопа. Това увеличава положителната ориентация (Фигура 4с).

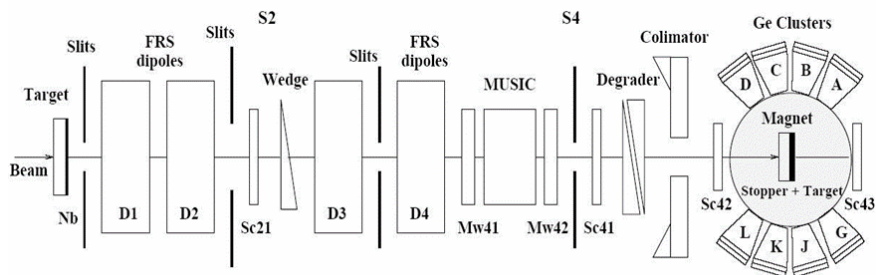


Фигура 4: (взета от[21]) Качествено описание на получаването на подреждане на спина при реакция на фрагментация[28].Разгледани са три случая (a) $|\vec{p}_{frag}| < |\vec{p}_{proj}|$, (b) $|\vec{p}_{frag}| \approx |\vec{p}_{proj}|$ и (c) $|\vec{p}_{frag}| > |\vec{p}_{proj}|$. На фигурата $p_{frag} = |\vec{p}_{frag}|$ и $p_{proj} = |\vec{p}_{proj}|$ са надлъжните проекции на импулса на двете компоненти.

3. Експеримент

Експериментът е проведен в Центъра за изследване на тежки йони (GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research), Германия. Неутронно богатите ядра с маси около $A \approx 130$ (Фигура 11) са заселени в реакцията на фрагментация на снопа при релятивистки енергии. Използван е снап от $^{136}_{54}\text{Xe}$ с енергия $E = 600 \text{ MeV/u}$ и тънка мишена от Be с маса 1024 mg/cm^2 . Използва се пулсиращ снап с интензивност $2 \cdot 10^9$ йона за време 10 s, ускорен в синхротрона за тежки йони (SIS).

На Фигура 5 е дадена схема на експерименталната установка. Напълно йонизираните йони се разделят и идентифицират с помощта на двустъпков фрагментен сепаратор (FRS) с голяма резолюция и ъгъл на въртене на ориентацията 0° , работещ в стандартен ахроматичен режим [33]. Състои се от четири диполни секции и група от квадруполи и хексаполи за по-добра фокусировка.



Фигура 5: Схема на експерименталната установка. От ляво на дясно: мишена, фрагментен сепаратор състоящ се от магнити и детектори следящи снопа, колиматор, детектори на γ -лъчи, стопер и електромагнит

Надлъжно разпределение на импулса се измерва чрез позиционно-чувствителен сцинтилационен детектор Sc21 във втората фокална равнина S2 на FRS. Времето за прелитане на разстоянието от около 35 m, между сцинтилационните детектори Sc21 и Sc41 [34], разположен в крайния фокус, и магнитната твърдост на снопа $B\rho$ се използват за определяне на отношението A/q – маса към заряд на йоните. Заряда на йоните се определя от енергията, загубена от йоните в йонизационната камера MUSIC (Multi-Sampling Ionization Chamber) [35], разположена в крайния фокус на фрагментния сепаратор. Това позволява да се направи идентификация на йоните, достигнали крайния фокус на FRS. Многонишковите пропорционални камери Mw41 и Mw42 [36], заедно с информацията за позицията от Sc21 позволяват прецизно проследяване на всеки йон един по един. Откликът на детекторите е калибриран с нискоенергетични снопове с различна енергия. Калибровката на времето на прелитане се базира на линейната му зависимост от $\beta = v/c$ – скоростта на йоните.

При детектора MUSIC енергетичните загуби зависят квадратично от заряда и скоростта.

Параметрите на FRS са подбрани по такъв начин, че да позволяват преминаване през него на йоните на ^{127}Sn и изотопите със заряд и маса около неговите. Вторичният сноп от ^{127}Sn е с енергия $E = 300 \text{ MeV/u}$. След преминаване през сепаратора снопа се спира в плексигласов стопер с дебелина 15 mm и йоните се имплантират в свръхчиста (99.998%) темперирана медна пластина с дебелина 2 mm (вторична мишена). Тя има кубична кристална решетка и осигурява среда без градиент на електрични полета, които могат да въздействат на йоните.

Мишената е поставена в центъра между полусите на електромагнит, който създава постоянно хомогенно магнитно поле с големина $B = 0,1200 (3) \text{ T}$ във вертикална посока (перпендикулярно на посоката на снопа и на ориентацията на ядрения ансамбъл). Електромагнитът позволява посоката на магнитното поле да се сменя ръчно нагоре и надолу, което е правено на всеки четири часа по време на експеримента. Два допълнителни сцинтилатора Sc42 и Sc43 поставени преди и след електромагнита ни помагат да потвърдим имплантирането на падащите йони в мишената.

Около магнита, в хоризонтална равнина, перпендикулярно на магнитното поле са разположени осем клъстерни германиеви детектора от детекторната система EUROBALL [37]. Разположени са на ъгли от $\pm 45^\circ$, $\pm 75^\circ$, $\pm 105^\circ$ и $\pm 135^\circ$ спрямо посоката на снопа. Всеки от тях се състои от седем скосени хексагонални Ge кристала в общ криостат. Всеки кристал може да работи като отделен детектор. За намаляване на нискоенергетичния фон и спиращото лъчение в момента на имплантиране на йона пред детекторите са поставени тънки абсорбери. Използването на сегментирани детектори позволява да се намали фона дължащ се на комтъново разсейване на фотоните в съседни кристали.

Преминаването на йона през сцинтилационния детектор Sc41, намиращ се преди магнита, генерира бърз сигнал, даващ началото ($t = 0$) за измерване на времето и се използва за тригер на системата за набиране на данни. Времето между този сигнал и първия сигнал получен от някой от германиевите детектори се измерва с общ TAC (time-to-amplitude converter) в рамките на прозорец от 12 μs . Разликата между сигнала от първия Ge детектор и сигналите от останалите се измерват с индивидуални TDC (time-to-digital converter) във времеви прозорец от 2 μs . Това позволява да се подредят по време отделните кристали и дава възможност да се измерват последователни разпади.

Анализаът на данни е направен с помощта на софтуерните пакети SPY/CRACOW [38], RADWARE [39] и ROOT [40]. Въз основа на последния софтуерен пакет е написан код за сортиране на данните, създаване и фитиране на $R(t)$ функциите при различни условия.

3.1 Анализ на експерименталните данни

Изомерът $19/2^+$ в ^{127}Sn (Фигура 6) се разпада с най-голяма вероятност чрез преходи с енергия 715 keV (смесен E1/M2) и 1095 keV (чист E2 преход). По-слабите преходи са с енергии 732 keV (чист M2), 567 keV и 1243 keV. За тези преходи коефициентите на ъглово разпределение на излъчването A_2 са дадени в Таблица 1 [41].

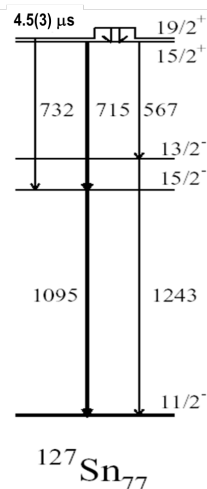
Таблица 1: Стойностите на коефициентите на ъглово разпределение на излъчването A_2

| | | |
|-------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| $A_2(1095 \text{ keV}, E2) = -0.39$ | $A_2(715 \text{ keV}, E1) = -0.44$ | $A_2(567 \text{ keV}, E1) = 0,27$ |
| $A_2(732 \text{ keV}, M2) = -0.37$ | $A_2(715 \text{ keV}, M2) = 0.30$ | $A_2(1243 \text{ keV}, M1) = 0,28$ |

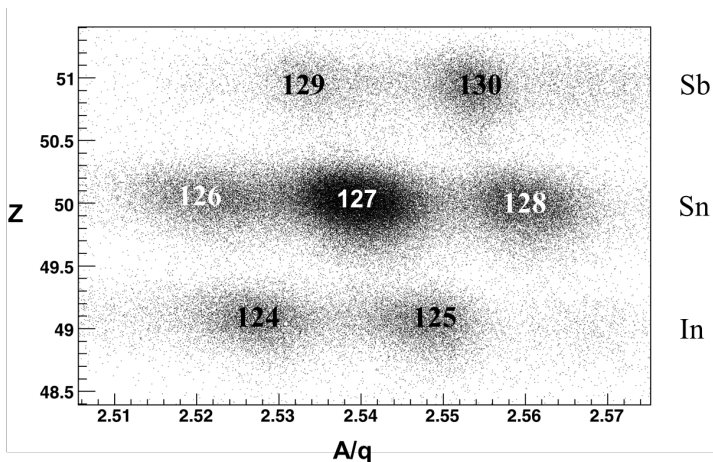
Идентификация на фрагментите

Йоните минаващи през фрагментния сепаратор се проследяват и идентифицират един по един, като се измерва магнитната твърдост ($B\rho$, където B е магнитната индукция, а ρ – радиуса на закривяване на магнита) в междинния фокус на спектрометъра, а скоростта на йоните се определя от времето на прелитане (ToF) между два позиционно-чувствителни сцинтилатора в междинния (Sc1) и крайния (Sc2) фокус на спектрометъра. От тези две измервания се определя отношението маса към заряд на фрагмента – $A/q = B\rho e / \beta \gamma u c$, където $\beta = v/c$ е релативистичната скорост на йоните, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ е фактор на Лоренц, c е скоростта на светлината, e – елементарния електричен заряд, а u – атомната единица за маса. Зарядът Z се определя от енергетичните загуби на йона при преминаване през йонизационна камера (MUSIC).

За идентификацията на йоните се построява двумерна матрица на Z към A/q . Селекция на конкретен изотоп се прави като се постави условие върху съответстващото му „петното“ в матрицата (Фигура 7).



Фигура 6: Частична схема възбудените състояния на ^{127}Sn под $19/2^+$ изомера [12].



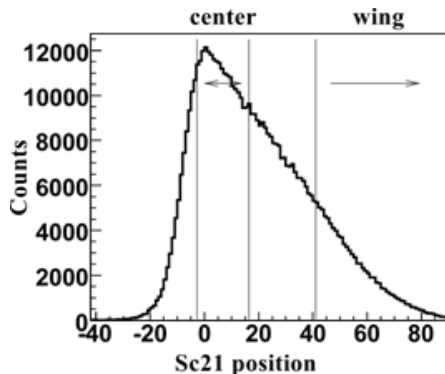
Фигура 7: Идентификационна матрица показваща зависимостта на заряда като функция на отношението A/q за фрагментите излизащи от фрагментния сепаратор. Показаната матрица съдържа статистика от малка част от експерименталните данни.

Измерване на импулсното разпределение

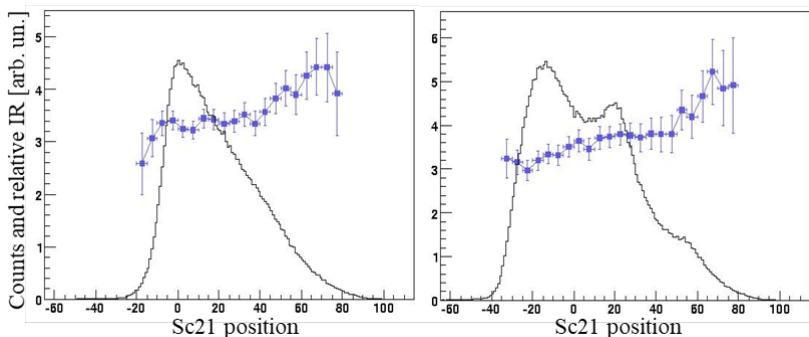
Импулсното разпределение на йоните се наблюдава с позиционно чувствителния сцинтиляционен детектор Sci21 във междинния фокус S2 на фрагментния сепаратор. Изомерният ядрен ансамбъл, получен при реакция на фрагментация, е ориентиран само при положение, че се избере специфична част от надлъжното моментно разпределение – издължено подреждане (prolate) в центъра и сплеснато (oblate) в краищата на моментното разпределение. Селекцията е направена „хардуерно“ – чрез затваряне на слитовете в междинния фокус S2 на фрагментния сепаратор или „софтуерно“ – чрез налагане на условие (налагане на прозорец) при сортирането на данните (Фигура 8).

В този експеримент ядрата от снопа от $^{136}_{54}\text{Xe}$ имат отношение $A/q = 2.52$, което е много близко до същото отношение за изследваните ядра – $A/q (^{127}\text{Sn}) = 2.54$. Транспортират се заедно с тях през магнитния сепаратор и това допълнително натоварва детекторите и повишава мъртвото време на системата. Затварянето на слитовете в S2 води до блокиране на снопа, но заедно с това губим и лявата част на импулсното разпределение на ^{127}Sn .

Формата на моментното разпределение се променя по време на експеримента постепенно преминавайки към по-сложна форма. Причината е, че интензитета на снопа, който минава през Sc21 е близо до максималния интензитет ($2 \cdot 10^5$ йона/s) с който детектора може да работи и характеристиките му се влошават.



Фигура 8: Графика показваща импулсното разпределение за ^{127}Sn – позицията в Sc21 е пропорционална на импулса на йона. Лявата част на разпределението е отрязана чрез затваряне на слитове в позиция S4, направено за да се изключат не реагирали ядра от началния сноп.



Фигура 9: Относително IR и импулсно разпределение на йоните за ^{127}Sn . Избираме позицията на крилото между канали 35-40 и 100.

За да се определи по-точно позицията на центъра крилото на моментното разпределение въпреки промяната в спектъра използваме величината изомерно отношение:

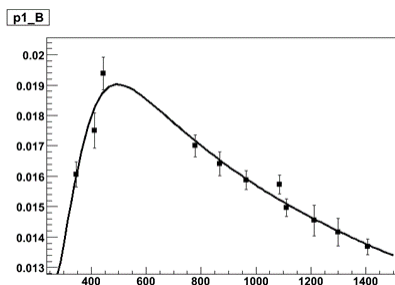
$$IR = \frac{Y}{N_{imp} FG} = \frac{N_{\gamma}(1 + \alpha_{tot})}{\epsilon_{eff} b_{\gamma} N_{imp} FG} \sim \frac{N_{\gamma}}{N_{imp}}, \quad (11)$$

където N_{γ} броя на импулси в γ -линията в енергетичния спектър, съответстваща на преход разреждащ изомера, α_{tot} е конверсионния коефициент за този преход, b_{γ} (branching ratio) показва при каква част от разпадите се излъчва тази γ -линия, ϵ_{eff} е ефективността на детектора, а N_{imp} е броя на имплантираните ядра от изотопа. Коефициентите F и G са корекции за разпадите преди имплантиране на ядрата и за

крайното време за измерване на γ -лъчите. За нашите цели е достатъчно да пресметнем относителното изомерно отношение $IR_{rel} = N_{\gamma} / N_{imp}$. Изомерното отношение се очаква да има минимум в центъра и максимум в крилото на моментното разпределение [42]. Избираме позицията на крилото между канали 35-40 и 100 (Фигура 9).

Измерване на енергията на излъчените γ -кванти

Енергията на изомерния разпад се измерва с 8 клъстерни детектори, всеки от които се състои от 7 кристала, като всеки от тях може да се разглежда като независим детектор. Детекторите с лоша резолюция не са използвани в анализа. Всеки от кристалите е калибриран по енергия и ефективност с помощта на еталонен източник ^{152}Eu . За калибровката по ефективност източникът е поставен в шест различни позиции по вторичната мишена, покриващи цялата област на имплантиране – пред медната пластина в средата (т. 1 – p1), горе (т. 2 – p21), долу (т. 3 – p22), ляво (т. 4 – p23), дясно (т. 5 – p24) и в средата зад пластината (т. 6 – p3).



Фигура 10: Крива на ефективност за клъстер В (виж означенията на фиг. 5) и позиция p1 на ^{152}Eu източник.

На Фигура 10 е показана типична крива на ефективност за клъстерните детектори. Точките са фитирани с функцията на ефективност дефинирана в [39]. За конструирането на $R(t)$ функциите е използвана средната стойност на ефективността от шестте позиции на източника.

Измерване на времето

Системата за набиране на данни в експеримента се стартира от сигнала, получен от йон, преминал през сцинтилационния детектор Sc41. Сигналите от всички останали детектори се регистрират, ако са дошли след него в някакъв предварително зададен интервал, в зависимост от типа детектор. Сработването на германиевите детектори е подтиснато през първите 300 ns след минаването на йона, за да се предотврати регистрирането на спирачното лъчение от йона. Заради ефекти

идващи от електрониката на детекторите, реално могат да се използва получени след около 800 ns данни.

В този експеримент имаме два типа времеви спектри:

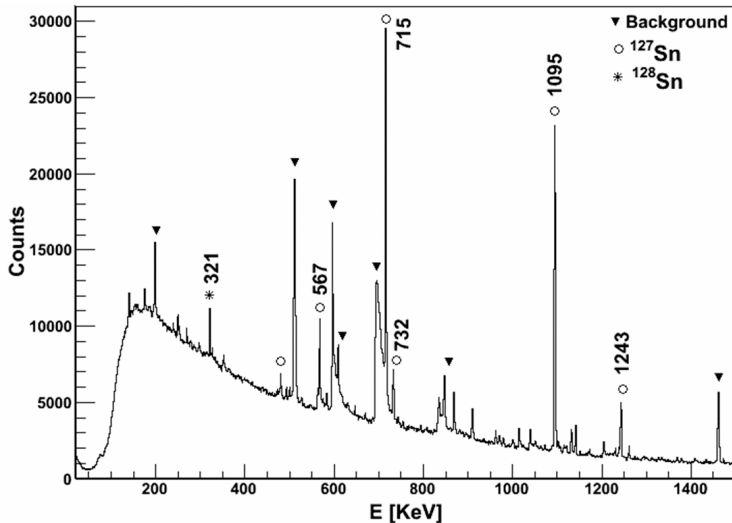
– при първият (с един ТАС) се измерва времето от преминаване на йона през Sc41 (старт) до регистриране на първия γ -квант в някой от клъстерните детектори (стоп) във времеви прозорец от 12 μ s (отбелязваме времето с LR);

– при вторият тип спектри (със TDC за всеки германиев кристал) във времеви прозорец от 2 μ s се измерва времето между сигнала от γ -квант регистриран в конкретния детектор (старт), а за стоп служи забавения сигнал от регистрацията на първия γ -квант (отбелязваме времето с SR).

Времето съответстващо на произволен γ -квант се пресмята вече калибрираните LR и SR като $T = T_{LR} + T_{SR} - 2000$ [ns].

Енергетичен спектър на ^{127}Sn

Енергетичен спектър получен при наложено условие върху идентификационната матрица изотопа да е ^{127}Sn е представен на Фигура 12. Наблюдават се всички преходи от разпада на $19/2^+$ изомера (Фигура 6) с изключение на ниско-енергетичния преход $19/2^+ - 15/2^+$. Най-интензивните преходи за разпад на изомера са с енергии 715 keV и 1095 keV.

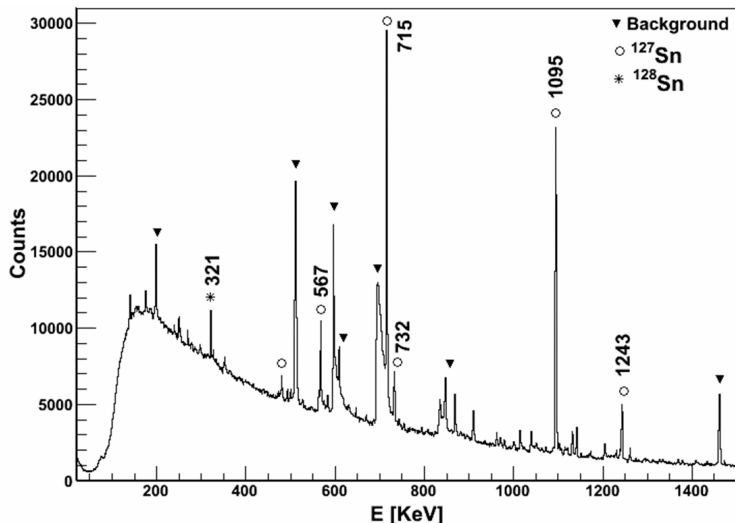


Фигура 11: Енергетичен спектър на ^{127}Sn

Заради голямата енергия и интензитет на снопа и многото материали разположени близо до детекторите (например електромагнита) фона регистриран в

Ge детектори е сравнително висок. Основния източник на фон са (n, γ) реакциите в Ge и/или заобикалящите материали като Fe, Al и Cu от самата мишена. Повечето от тези реакции са бързи, наблюдават се само в началото на времевия прозорец, но определено количество остават и по-дълго.

Също така фотопиковите на нискоенергетичните преходи са насложени върху непрекъснатия фон от комптъново разсейване на високоенергетичните γ -лъчи. Трябва да се отбележи също така, че само половината детектори работят със BGO анти-комптънната си защита [43].



Фигура 12: Енергетичен спектър на ^{127}Sn

Времеви спектър на ^{127}Sn

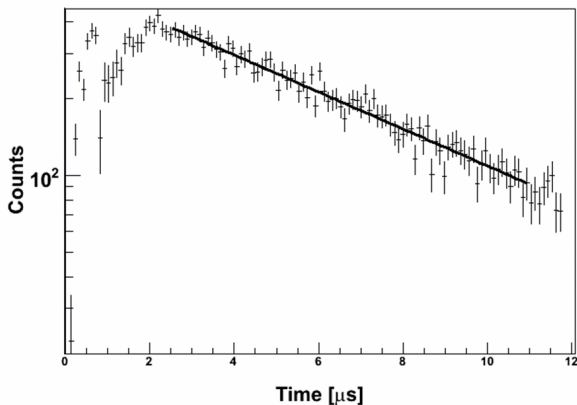
Времеви спектър, получен при наложени условия върху идентификационната матрица за изотопа ^{127}Sn и върху енергията – за преходи разреждащ изомера $19/2^+$, е представен на Фигура 13.

Полученият спектър се фитира проста експоненциална крива на разпад $I(t) = I_0 e^{-t/\tau} + Bg$, където I_0 е броя на възбудените ядра в момент $t = 0$ (броя на импулси в нулевия бин на спектъра), τ е времето на живот, а Bg е извадения фон.

Разгледани са спектри получени при различни условия:

- само на отделни изомерни линии;
- при условие една от двете посоки на външното магнитното поле;
- при център или крило на импулсното разпределение;
- при различен размер на бина на времевия спектър;

- при различни методи за изваждане на фона. При единия от времеви спектър в съвпадение с изомерна линия се изважда нормиран времеви спектър на фона около нея. При другия се създават енергетични спектри за различни времеви интервали с ширина равна на ширината на бина на времевия спектър. Във всеки енергетичен спектър се определя броя на импулси във фотопика на изследваната изомерна линия и тя съответства на броя на импулси за този бин във времевия спектър.



Фигура 13: Времеви спектър, в логаритмичен мащаб, на разпада на $19/2^+$ изомер в ^{127}Sn , като е поставено условие на всички изомерни γ -линии.

Фитираните стойности на времето на живот, при наличие на достатъчен брой импулси в спектъра, са близки. Полученият период на полуразпад $T_{1/2} = 4,2(2)$ μs е в съвпадение в рамките на грешката с предишните резултати: $T_{1/2} = 4,5(3)$ μs [12], $T_{1/2} = 4,8(3)$ μs [13] и $T_{1/2} = 4,4(2)$ μs [11].

3.2 R(t) функции

В описания експеримент Ge детектори са разположени на ъгли $\theta = \pm 45^\circ$ (A и G), $\pm 75^\circ$ (B и J), $\pm 105^\circ$ (C и K) и $\pm 135^\circ$ (D и L) спрямо посоката на снопа. Магнитното поне мени направлението си – нагоре и надолу.

Функцията $R(t)$ има максимална амплитуда при ъгъл между два детектора равен на 90° , като например при детектори A и D. За тях формула (8) се ще има вида:

$$R(t) = \frac{3A_2B_2}{4+A_2B_2} \sin(2\omega_L t) \quad (12)$$

Ако разгледаме само един от детекторите, но при двете възможни посоки на магнитното поле то формула (9) ще се опрости и ще има същия вид като формула (12). Използвайки, че детекторите на 180° имат еднакво излъчване можем да конструираме експериментална $R(t)$ функция при която $I_1 = I(A+L)\uparrow + I(D+G)\downarrow$ и $I_2 = I(A+L)\downarrow + I(D+G)\uparrow$, където стрелките означават посоката на магнитното поле. Нека наречем тази функция RTA:

$$RTA = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{3A_2B_2}{4+A_2B_2} \sin(2\omega_L t) \quad \text{при} \quad \begin{aligned} I_1 &= I(A+L)\uparrow + I(D+G)\downarrow \\ I_2 &= I(A+L)\downarrow + I(D+G)\uparrow \end{aligned} \quad (13)$$

При сумиране на времевите спектри, аналогично на формула (7), трябва да се направи корекция за ефективността за всеки от детекторите.

За използване на останалите детектори D, C, K и J има два подхода.

Първият е да отместим времевите спектри с $\Delta t(g) = \Delta\theta/\omega_L$, да ги добавим съответно към тези на A D G и L и да пресметнем функцията RTA. При това трябва да се отбележи, че отместването не е постоянно, а зависи от g-фактора, който трябва да се измери. Процедурата може да се направи при различни начални стойности на g-фактора, като се търси при коя стойност амплитудата на получената функция ще е най-голяма, а χ^2 най-малко.

Вторият подход е да се дефинира функция $R(t)$ с времевите спектри на детекторите, като в този случай $\theta = 75^\circ$, $\theta_1 = 105^\circ$, а разликата между двете направления е 30° :

$$RTB = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{3A_2B_2 \sin(2\omega_L t)}{8 + 2A_2B_2 - 3\sqrt{3}A_2B_2 \cos(2\omega_L t)} \quad \text{при} \quad \begin{aligned} I_1 &= I(B+K)\uparrow + I(C+J)\downarrow \\ I_2 &= I(B+K)\downarrow + I(C+J)\uparrow \end{aligned} \quad (14)$$

RTB има почти същата фаза като RTA, но два пъти по-малка амплитуда при еднакви A_2B_2 и ω_L .

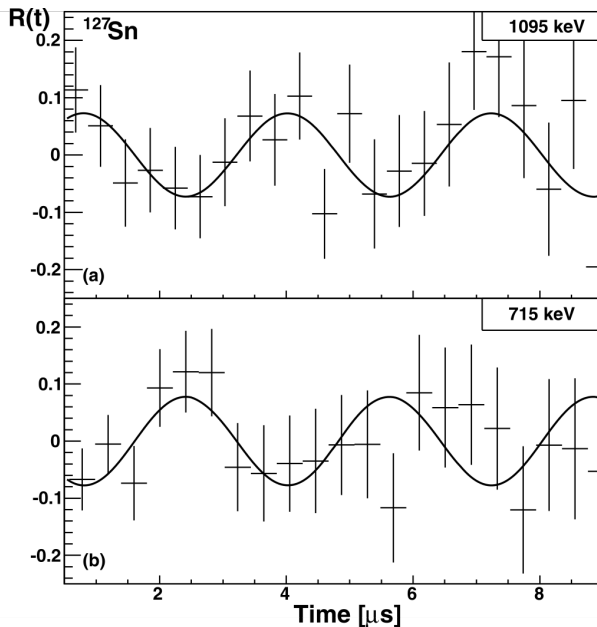
Могат да се построят и $R(t)$ функции за останалите комбинации от детектори, но те винаги ще имат амплитуда по-малка от RTA.

За създаване на експерименталните $R(t)$ функции върху времевите спектри са поставени редица условия:

- графично условие върху идентификационната матрица за изотопа ^{127}Sn ,
- върху моментното разпределение на йоните (център или крило),
- върху енергетичния спектър – γ -линиите разреждащи $19/2^+$ изомера, фона около тях, комптъновия ръб на 1095 keV, високоенергетичната част от спектъра над 1243 keV,
- избор на събития с различен брой сработили Ge детектори в тях – например само един кристал; един кристал в клъстер; направен addback при повече от един кристал в клъстер, и др.

Така получените времеве спектри са сортирани с бин, от порядъка на няколкостотин ns/ch, като искаме да имаме около 10 бина в един период на полуразпад.

Сортирани са множество различни $R(t)$ функции за различните детекторни комбинации, в зависимост от изброените параметри. Фитирани са в интервал между 0,5 и 9 μs , като е изследвана и зависимостта от ширината на този интервал.



Фигура 14: Експериментални $R(t)$ функции за 1095 keV и 715 keV, 400 ns/bin, в крилото на импулсното разпределение.

На Фигура 14 е показано сравнение между $R(t)$ функции (комбинация RTA) за преходи с енергия 1095 keV и 715 keV, при бин 400 ns/ch във крилото на

импулсното разпределение, където се предполага, че ориентацията е отрицателна. При тази ориентация фазата на функцията за 1095 keV (чист E2 преход между нива $15/2^- \rightarrow 11/2^-$) отговаря на отрицателен g-фактор. Вижда се, че фазата е обратна за 715 keV (смесен E1/M2 преход между нива с различна четност $15/2^+ \rightarrow 15/2^-$).

От фита на различните $R(t)$ функции получаваме стойността за g-фактора на $19/2^+$ изомера $g(19/2^+; {}^{127}\text{Sn}) = -0.17(2)$.

Направен е и Фурие анализ на $R(t)$ функциите потвърждаващ получения резултат и показващ, че има една доминираща честота в спектъра.

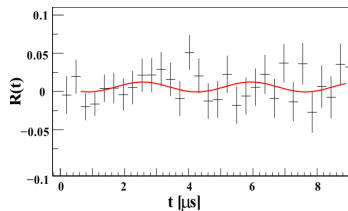
Амплитудата на $R(t)$ функцията за 1095 keV, квадруполен преход с ъглов корелационен коефициент $A_2(1095 \text{ keV}, E2) = -0.39$ е

$$a = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} = 0.060(15). \quad (15)$$

От тук може да се пресметне, че ориентацията в крилото на импулсното разпределение е $-19(5)\%$, сравнена с напълно сплеснато (oblate) ориентиран ядрен ансамбъл.

Сравнително голямата неопределеност на измерването идва от факта, че броя на изомерните γ -лъчи, участващи в анализа е доста нисък $\sim 10^4$. Друг фактор който внася допълнителна систематична грешка е наличието на по-високоенергетичен изомер. Неговото влияние не е отчетено при анализа, защото прехода от него до $19/2^+$ е нискоенергетичен, не може да се измери и не може да се каква част от заселването идва от него.

Конструирани са и експерименталната $R(t)$ функцията за центъра на импулсното разпределение, но въпреки по-големия брой γ -лъчи, амплитудата е много малка. Това се дължи и на влошената работа на Sc21 която не позволява сигурно определяне на позицията на центъра. Наблюдава се противоположна фаза на $R(t)$ функцията за 1095 keV в крилото на импулсното разпределение. Това показва очакваната смяна на ориентацията на ядрения ансамбъл между двете позиции в разпределението.



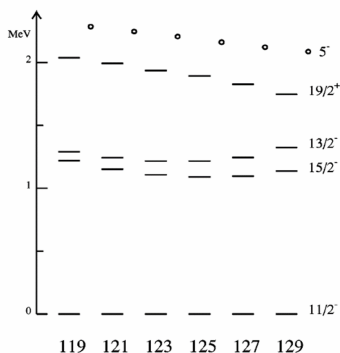
Фигура 15: Експериментални $R(t)$ функции за 1095 keV и 732 keV, 300 ns/bin, в центъра на импулсното разпределение.

3.3 Дискусия

Целта на експеримента е да се измери g -фактора на изомерното състояние със спин $I^\pi = 19/2^+$ ($E = 1827$ keV, $T_{1/2} = 4,5(3)$ μ s [12], [13], [11]) в неутронно-богатото ядро ^{127}Sn и степента на ориентация, получена при заселването му в реакция на фрагментация на снопа.

^{127}Sn има 5 неутрона по-малко от двойномагичното ядро $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$. Конфигурациите на изомерните състояния на Sn под затворения слой $N = 82$ се състоят от неутронни дупки на орбитали $d_{3/2}$, $h_{11/2}$ и $s_{1/2}$. Измервания на g -фактори на ядрени състояния на които е приписана чиста едночастична конфигурация дават експериментални стойности $g(d_{3/2}) \approx 0,50$, $g(h_{11/2}) \approx -0,24$, а $g(s_{1/2}) \approx -2,1$. За конфигурации, които не са чисти g -факторите ще зависят и смесването между тях.

Наблюдавани са микросекундни изомери със спин $I^\pi = 19/2^+$ в нечетните Sn изотопи с маси между $A = 119$ и $A = 129$ [8], [12], [44]. Спинът и четността на тези състояния са приписани на базата на систематика на енергетичните състояния и на сравнение с теоретични пресмятания. Енергиите на възбуждане на $19/2^+$ състоянията са близки до тези на изомерите със спин 5^- в съседните четно-четни Sn изотопи [12] (Фигура 16). На базата на това наблюдение бе предположено, че основната компонента на вълновата функция на $19/2^+$ е $(\nu h_{11/2}^{-1} \otimes 5^-)_{19/2^+}$. Измереният g -фактор на 5^- изомера е $g(5^-) \approx -0,067(13)$ [31], [45], което предполага, че основния принос в неговата вълнова функция има конфигурацията $(\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})_5^-$, която има емпиричен (получен на базата на измерените едночастични конфигурации) g -фактор $g(s_{1/2} h_{11/2}) \approx -0,093$. Във вълновата функция може да има малък принос на конфигурацията $(\nu d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})_5^-$ с емпиричен g -фактор $g(d_{3/2} h_{11/2}) \approx -0,263$.



Фигура 16: Систематика на енергията на $11/2^-$, $13/2^-$, $15/2^-$ и $19/2^+$ нива в $^{119-129}\text{Sn}$. Енергиите са представени по отношение на нисколежащото $11/2^-$ състояние. Кръгчетата съответстват на двунеутронното състояние 5^- в четните Sn ядра [12].

Изомерите $19/2^+$ се разпадат частично чрез слаб M2 преход до състояние $15/2^-$ ($(\nu h_{11/2}^{-1} \otimes 2^+)_{15/2^-}$) в изотопите с $A = 123 - 127$. Това състояние, заедно със състоянията $11/2^-$ и $13/2^-$ се очаква да е със сравнително чиста конфигурация ($\nu h_{11/2}^{-3}$). Заради правилата на подбор не може да има M2 преход между състояния с така предложените конфигурации ($\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-2}$) $_{19/2^+}$ или ($\nu d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-2}$) $_{19/2^+}$ и ($\nu h_{11/2}^{-3}$) $_{15/2^-}$. За обяснение на този разпад е предположено наличие на компонента във вълновата функция с конфигурация ($\nu g_{7/2}^{-1} h_{11/2}^{-2}$) $_{19/2^+}$. Пресметнатите емпирични g-фактори за двете предложени конфигурации са различни $g(\nu s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+} \approx -0,156$, а $g(\nu g_{7/2}^{-1} h_{11/2}^{-2})_{19/2^+} \approx -0,23$ и е необходимо експериментално измерване за да се потвърди предположението и големината на смесването. Също така, ако прехода има мултиполност E3 е възможен принос на конфигурация ($\nu d_{5/2}^{-1} h_{11/2}^{-2}$) $_{19/2^+}$ [11].

Таблица 2: Стойностите на g-факторите за различните конфигурации

| едночастични конфигурации | g_{exp} | конфигурация на $19/2^+$ | g_{emp} |
|---------------------------|------------------|--|------------------|
| $(\nu 1 h_{11/2}^{-1})$ | -0,242(1) [46] | | |
| $(\nu 3 s_{1/2}^{-1})$ | -2,05 [47] | $(\nu 3 s_{1/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,156 |
| $(\nu 2 d_{3/2}^{-1})$ | +0,505(3) [46] | $(\nu 2 d_{3/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,266 |
| $(\nu 2 d_{5/2}^{-1})$ | -0,432(2) [48] | $(\nu 2 d_{5/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,241 |
| $(\nu 1 g_{7/2}^{-1})$ | +0,159(3) [47] | $(\nu 1 g_{7/2}^{-1} 1 h_{11/2}^{-2})$ | -0,230 |

Сравнение на получения резултат за g-фактора на $19/2^+$ изомера в ^{127}Sn със стойностите на емпиричните g-фактори за предложените конфигурации (Таблица 2) ползва добро съгласуване с предложената главна компонента вълновата функция. Може да се очаква и малък процент на смесване на конфигурациите.

Резултатите от експеримента са сравнени и с две теоретични пресмятания в рамките на слоестия модел, основна разлика между които е вида на затворената ядка, която е използвана. При първия модел (SM I) ядката е ^{132}Sn и се използва моделно пространство от валентни орбитали за неутронните дупки $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ от слой $N = 4$ и интродер орбиталата $1h_{11/2}$ от слой $N = 5$. Реалистичен нуклон-нуклонен потенциал, изведен на базата на съвременни модели за обмяна на мезони е ренормализиран, като е отчетена специфичната ядрена среда и е създадена G-матрица, която е началната точка за пертурбативна многочастична схема за извеждане на взаимодействието [5], [49]. Пресмятанията са направени с помощта на софтуерния пакет CENS [50]. Експерименталните едно-частични енергии за дупка в орбиталите са взети от ^{131}Sn . Пресмятания на ниско-лежащите нива на ^{127}Sn и ^{129}Sn със същото ефективно взаимодействие показват добро съвпадение с експерименталните данни [13].

Вторият модел (SM II) използва ядка от ^{88}Sr и моделно пространство от валентни протони $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ и неутрони $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$, т.е. за калай моделното пространство е същото като в първия модел. С този модел са направени пресмятания за голяма област от Sn ядра без ограничения на пространството по метода, описан в [13] използвайки същия CD-Bonn NN реалистичен потенциал. Използвани са ефективни M1 оператори. Пресмятанията са направени с кода OXBASH [51]. Взаимодействието е монополно коригирано да възпроизвежда едночастичните енергии за неутронни дупки в ^{131}Sn [52], [53]. Пресмятания на нивата на нечетните Sn изотопи с това ефективно взаимодействие са представени в [11].

Таблица 3. Експериментални и пресметнати стойности за g-факторите на $^{125-130}\text{Sn}$

| | I^π | g_{exp} | SM I | | SM II | |
|-------------------|---------|------------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| | | | g_{eff} | g_{free} | g_{eff} | g_{free} |
| ^{125}Sn | 19/2+ | | -0.150 | -0.214 | -0.133 | -0.190 |
| ^{127}Sn | 19/2+ | -0.17(2) | -0.148 | -0.212 | -0.125 | -0.178 |
| | 11/2- | -0.242(1) | -0.260 | -0.371 | -0.239 | -0.342 |
| | 3/2+ | +0.505(3) | +0.653 | +0.933 | +0.516 | +0.737 |
| ^{129}Sn | 19/2+ | | -0.129 | -0.184 | -0.116 | -0.166 |
| ^{124}Sn | 10+ | | -0.246 | -0.349 | -0.236 | -0.337 |
| ^{126}Sn | 10+ | | -0.249 | -0.355 | -0.238 | -0.340 |
| ^{128}Sn | 10+ | -0.20(4) | -0.251 | -0.359 | -0.241 | -0.344 |
| | 8+ | | -0.253 | -0.361 | -0.240 | -0.343 |
| ^{130}Sn | 10+ | | -0.255 | -0.364 | -0.244 | -0.348 |

И в дата модела не са разглеждани възбуждания над $Z = 50$ и $N = 82$ затворени слоеве. Поляризация на ядката в резултат на взаимодействието и с валентните нуклони се отчита чрез използване на ефективни нуклонни g-фактори.

Резултатите от двата модела за g-факторите са представени в Таблица 3. Стойностите означени с g_{free} са пресметнати с g-факторите за свободни нуклони, а g_{eff} са пресметнати със ефективни нуклонни g-фактори $g_s = 0,7 \cdot g_s^{\text{free}}$. Като цяло пресметнатите g-фактори и при двата подхода са в съгласие с експерименталните стойности. Разликите между пресметнатите стойности се дължат главно на различните ядки и може би на факта, че SM II използва модифицирано взаимодействие.

Пресметнатите g-фактори на 10^+ изомера в ^{128}Sn и при двата подхода с g_{eff} са в добро съвпадение с експерименталните данни, като показват голяма стабилност на резултатите за 4-те пресметнати изотопа $^{124-130}\text{Sn}$. Също сравнително добре се възпроизвеждат g-факторите на $vd_{3/2}$ и $vh_{11/2}$ състоянията в ^{127}Sn . При състоянието 19/2+ и двата модела получават по-малки стойности. Това може да се дължи на приноса на $vd_{5/2}$ във вълновата функция, който е 4,7 % и 3,5 % съответно за SM I и SM II. Това позволява наличието на голям, не диагонален матричен елемент $vd_{5/2} \rightarrow$

$\nu d_{3/2}$ при пресмятане на магнитния момент – принос на поляризация на ядката, който вече е отчетен с използването на ефективни g -фактори.

4. Заключение

В дисертацията са представени резултати от експеримент за изследване на изомера $19/2^+$ в ^{127}Sn , който е част от експериментална кампания за измерване на g -фактори в реакции с релативистки снопове (g -RISING) в GSI, Дармщат, Германия. Авторът активно е участвал във всички фази на планирането, подготовката и провеждането на кампанията, като това са първите експерименти от този вид за изследване на неутронно-богати ядра.

Дадена е теоретична обосновка и мотивация за провеждане на експеримента. Представени са изведените от теорията изрази за определяне на физическите величини, които се измерват. Описан е метода за измерване, като са отбелязани предимствата и недостатъците му. Описана е експерименталната установка, с помощта на която е проведен експериментът. Обяснен е процесът на обработка и анализ на експерименталните данни.

Получени са резултати за магнитния момент на изследвания изомер и за ориентацията на ядрения ансамбъл получена при реакция на фрагментация при релативистки енергии. Направени са сравнения на получените резултати за g -фактора с теоретични предсказания на слоестия модел, които показват, че модела дава много добро описание на изследваното ядро.

Получените резултати показват, че методиката, използвана за провеждане на експериментите в експерименталната кампания и за анализ на получените данни, може успешно да бъде приложена в експерименти с релативистки снопове.

Основните приноси на дисертацията са:

1. Измерена е експерименталната стойност на g -фактора на $19/2^+$ изомера в ^{127}Sn в реакция на фрагментация при релативистки енергии чрез метода на времезависимите смутени ъглови разпределения TDPAD.

2. Измерена е големината на ориентацията на спиновия ансамбъл, получена в реакция на фрагментация с релативистки снопове. Това е вторият експеримент в който е получена подобна информация. Изследвана е промяната на ориентацията като функция на моментното разпределение.

3. Направено е сравнение с теоретични пресмятания които потвърждават конфигурацията на изомерното състояние, която е сравнително чиста. Сравнението показва, че слоестия модел дава добро описание на това ядро, което близо до двойно-магичното ядро ^{132}Sn .

4. Разработен е софтуер, който позволява бърза обработка на гама-спектроскопичната информация чрез налагане на многопараметрични условия.

Публикации свързани с дисертацията

1. L. Atanasova, D. L. Balabanski, S. K. Chamoli, M. Hass, G. S. Simpson, D. Bazzacco, F. Becker, P. Bednarczyk, G. Benzoni, N. Blasi, A. Blazhev, A. Bracco, C. Brandau, L. Caceres, F. Camera, F. C. L. Crespi, P. Detistov, P. Doornenbal, C. Fahlander, E. Farnea, G. Georgiev, J. Gerl, K. A. Gladnishki, M. Górska, J. Grebosz, R. Hoischen, G. Ilie, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, A. Jungclaus, G. Lo Bianco, M. Kmiecik, I. Kojouharov, N. Kurz, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, D. Montanari, G. Neyens, M. Pfützner, S. Pietri, Zs. Podolyák, W. Prokopowicz, D. Rudolph, G. Rusev, T. R. Saito, A. Saltarelli, H. Schaffner, R. Schwengner, S. Tashenov, J. J. Valiente-Dobón, N. Vermeulen, J. Walker, E. Werner-Malento, O. Wieland, H. J. Wollersheim, H. Grawe and M. Hjorth-Jensen

g-factor measurements at RISING: The cases of ^{127}Sn and ^{128}Sn ,
Europhysics Letters **91**, 42001, (2010)

2. L. Atanasova, D.L. Balabanski, M. Hass, F. Becker, P. Bednarczyk, S.K. Chamoli, P. Doornenbal, G. Georgiev, J. Gerl, K.A. Gladnishki, M. Górska, J. Grebosz, M. Kmiecik, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, G. Neyens, M. Pfützner, G. Simpson, N. Vermeulen, H. J. Wollersheim and the g-RISING Collaboration

g-factor measurements of isomer in ^{127}Sn at RISING
Progress in Particle and Nuclear Physics **59**, 355-357 (2007).

Proc. of International Workshop on Nuclear Physics 28th Course - Radioactive Beams, Nuclear Dynamics and Astrophysics, Ettore Majorana Center for Scientific Culture, Erice, Sicily, Italy

3. L. Atanasova, D.L. Balabanski, M. Hass, D. Bazzacco, F. Becker, P. Bednarczyk, G. Benzoni, N. Blasi, A. Blazhev, A. Bracco, C. Brandau, L. Caceres, F. Camera, S.K. Chamoli, F.C.L. Crespi, P. Detistov, P. Doornenbal, C. Fahlander, E. Farnea, G. Georgiev, J. Gerl, K. Gladnishki, M. Górska, H. Grawe, J. Grebosz, R. Hoischen, G. Ilie, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, A. Jungclaus, G. Lo Bianco, M. Kmiecik, I. Kojouharov, N. Kurz, S. Lakshmi, R. Lozeva, A. Maj, D. Montanari, G. Neyens, M. Pfützner, S. Pietri, Zs. Podolyák, W. Prokopowicz, D. Rudolph, G. Rusev, T. R. Saito, A. Saltarelli, H. Schaffner, R. Schwengner, G. Simpson, S. Tashenov, J. J. Valiente-Dobón, N. Vermeulen, J. Walker, E. Werner-Malento, O. Wieland, H. J. Wollersheim

g-factor measurements at RISING: The case of ^{127}Sn ,
in Proc. of the XXV International Workshop on Nuclear Theory, Rila Mountains, Bulgaria, June 26 – July 1, 2006, edited by S. Dimitrova, Diomira, Sofia, 161 (2006).

4. L. Atanasova, D. L. Balabanski, M. Hass, R. Lozeva, G. Neyens, G. Simpson and N. Vermeulen for the g-RISING Collaboration

g-factor measurement of the $19/2^+$ isomer in ^{127}Sn ,
GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 109 (2007)

Доклади на научни форуми

1 Работен семинар за оценка на данни за ядрена структура и разпади, Международен център по теоретична физика, Триест, Италия, фев. 2006;

2 25-то Международно работно съвещание по ядрена теория, Гюлечица, юни 2006;

3 28-ми курс на Международна школа по ядрена физика “Радиоактивни снопове, ядрена динамика и астрофизика”, Ериче, Италия, септ. 2006 (със стипендия за млад учен на Европейското физическо дружество).

4 Работна среща на участниците в кампанията gRISING, София, ноември 2007;

5 29-то Международно работно съвещание по ядрена теория, Гюлечица, юни 2010;

Други публикации несвързани с дисертацията

а) публикации от кампанията gRISING

1. G. Neyens, L. Atanasova, et al, *g Factor Measurements on Relativistic Isomeric Beams Produced by Fragmentation and U-Fission: The g-Rising Project at GSI*, Acta Physica Polonica B **38**, 1237 (2007).
2. R. L. Lozeva, ... , L. A. Atanasova, et al, *New sub- μ s isomers in Sn-125, Sn-127, Sn-129 and isomer systematics of Sn124-130*, Phys. Rev. C **77**, 064313 (2008)
3. G. Ilie, ..., L. Atanasova, et al, *g Factor of the 7^- isomer in ^{126}Sn and first observation of spin-alignment in relativistic fission*, Physics Letters B **687**, 305, (2010)
4. M. Kmiecik, ..., L. Atanasova, et al, *Spin-alignment and g-factor measurement of the $I=12^+$ isomer in ^{129}Pb produced in the relativistic-energy fragmentation of a ^{238}U beam*, Eur. Phys. J. A **45**, 153, (2010)

б) публикации от кампанията RISING

1. D. Rudolph, ... L. Atanasova, et al, *Exciting isomers from the first stopped-beam RISING campaign*, The European Physical Journal-Special Topics, **150**, Radioactive Nuclear Beams, 173-176 (2007) .
2. P.H. Regan, ..., L. Atanasova, et al, *Isomer Spectroscopy Using Relativistic Projectile Fragmentation at the $N = Z$ Line for $A \sim 80 \rightarrow 90$* , Nuclear Physics A **787**, 491 (2007).
3. S. Pietri, ..., L. Atanasova, et al, *Recent results in fragmentation isomer spectroscopy with RISING*, NIM B **261**, 1079 (2007).
4. Zs. Podolyák, ..., L. Atanasova, et al, *Isomeric decay studies around ^{204}Pt and ^{148}Tb* , The European Physical Journal-Special Topics, **150**, Radioactive Nuclear Beams, 165-168 (2007)
5. S. Pietri, ... , L. Atanasova, et al, *First Results from the Stopped Beam Isomer Rising Campaign at GSI*, Acta Physica Polonica B **38**, 1255 (2007).
6. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al, *Isospin symmetry and proton decay: Identification of the $10(+)$ isomer in Ni-54*, Phys. Rev. C **78**, 021301(R) (2008)
7. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al, *Evidence for an isomeric $3/2(-)$ state in Co-53*, The European Physical Journal A **36**, 131, (2008)
8. R.Hoischen, ..., L. Atanasova, et al, *Isomeric mirror states as probes for effective charges in the lower pf shell*, J. Phys. G **38**, 035104 (2011)
9. P.H.Regan, ..., L. Atanasova, et al, *First Results from the Stopped RISING Campaign at GSI: The Mapping of Isomeric Decays in Highly Exotic Nuclei*, in Proc. of the 6th International Conference of the Balkan Physical Union (Istanbul, Turkey, 2006), AIP Conference Proceedings **899**, 19 (2007).
10. P. Doornenbal, ... , L. Atanasova, et al, *RISING: Gamma-ray Spectroscopy with Radioactive Beams at GSI*, in Proc. of Tours Symposium on Nuclear Physics VI (Tours, France), AIP Conference Proceedings **891**, 99 (2007).
11. J. Jolie, ... , L. Atanasova, et al., *Rare Isotopes Investigations at GSI (RISING) using relativistic ion beams.*, Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics, Proceedings of the Carpathian Summer School of Physics 2005, (ed. S. Stoica, L.Trache and R.E.Tribble), World Scientific 2006.
12. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al., *Identification of a 10^+ Isomer in ^{54}Ni : Proton Decay in the Mirror*, GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 103 (2007)

13. P. H. Regan, ... , L. Atanasova, et al., *Isomer Spectroscopy Using Relativistic Projectile Fragmentation at the N=Z Line for A 80-90 Using RISING*, GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1, 104 (2007)
14. D. Rudolph, ... , L. Atanasova, et al., *Mirror Isomers in the $I_{f7/2}$ Shell*, GSI Scientific Report 2007, GSI Report 2008-1, 118 (2008)

в) други публикации

1. T. Mishonov, ..., L. Atanasova, et al, *Kinetics and Boltzmann kinetic equation for fluctuation Cooper pairs*, Phys.Rev. B **68**, 054525 (2003)
2. L. Atanasova, et al, *Zero modes of the $SU(2)_k$ Wess-Zumino-Novikov-Witten model in Euler angles parametrization*, Journal of Physics A **37**, 5329 (2004)
3. L. Atanasova, et al, *Single-particle rotational bands in ^{185}Ir* , in Proc. of the 4th Balkan School on Nuclear Physics (Bodrum, Turkey 2004), Balkan Physics Letters – Special Issue, 196 (2004).
4. D. Tonev, ..., L. Atanasova, et al, *Lifetime measurements in ^{136}Pm* , INFN-LNL Annual Report 2005, p. 18.
5. N. Marginean, ..., L. Atanasova, et al, *In-beam measurements of sub-nanosecond nuclear Lifetimes with a mixed array of HPGe and $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ detectors*, Eur.Phys. J. A **46**, 329 (2010)
6. S.Kisyov, ..., L. Atanasova, et al, *In-beam fast-timing measurements in $^{103,105,107}\text{Cd}$* , Phys. Rev. C **84**, 014324 (2011)
7. S.Kisyov, ..., L. Atanasova, et al, *Fast-timing measurements in $^{95,96}\text{Mo}$* , Journal of Physics: Conference Series **366**, 012027 (2012)
8. Y. Oktem, ..., L. Atanasova, et al, *Triaxial deformation and nuclear shape transition in ^{192}Au* , Phys. Rev. C **86**, 054305 (2012)
9. D. Deleanu, ..., L. Atanasova, et al, *Excited states in ^{129}I* , Phys. Rev. C **87**, 014329 (2013)
10. N. Blasi, L. Atanasova, et al, *$E0$ decay from the first 0^+ state in ^{156}Dy and ^{160}Er* , Phys. Rev. C **90**, 044317 (2014)
11. A. Kusoglu, ..., L. Atanasova, et al, *Magnetism of an Excited Self-Conjugate Nucleus: Precise Measurement of the g Factor of the 2^+_1 State in ^{24}Mg* , Phys. Rev. Lett. **114**, 062501 (2015)
12. Czerwiński, M., ..., Atanasova, L., et al, *Neutron-proton multiplets in the nucleus Br 88*, Physical Review C **92** (1), art. no. 014328 (2015)
13. Kusoglu, A., ..., Atanasova, L., et al, *Nuclear g-factor measurement with time-dependent recoil in vacuum in radioactive-beam geometry*, **Journal of Physics: Conference Series**, 590 (1), art. no. 012041 (2015).
14. Nyako, B.M., ..., Atanasova, L., et al, *Medium-spin states of the neutron-rich $^{87,89}\text{Br}$ isotopes: Configurations and shapes*, **Journal of Physics: Conference Series**, 724 (1), art. no. 012051 (2016).
15. Czerwiński, M., ..., Atanasova, L., et al, *Neutron-proton multiplets in the odd-odd nucleus Rb53 37 90*, Physical Review C, **93** (3), art. no. 034318 (2016).
16. Konstantinopoulos, ... Atanasova, L., et al, *Lifetime measurements in Ru 100*, Physical Review C, **95** (1), art. no. 014309 (2017).
17. Ralet, D., ..., Atanasova, L., et al, *Toward lifetime and g factor measurements of short-lived states in the vicinity of ^{208}Pb* , Physica Scripta, **92** (5), art. no. 054004 (2017).

Благодарности

Завършването на тази дисертация би било немислимо без помощта и подкрепата на много хора.

На първо място искам да благодаря на научния си консултант Димитър Балабански, без когото това изследване нямаше да бъде осъществено и завършено. Благодарности на колегите от катедра Атомна физика на Физически факултет на СУ – Ани Минкова, Калин Гладнишки, Георги Райновски, Галя Деянова, Павел Детстов, и всички с които съм работила през годините – Георги Георгиев, Michael Nass, Радомира Лозева, Андрей Блажев, Стефан Лалковски, Asli Kusoglu и др.

Не на последно място място би искала да благодаря на семейството си за подкрепата и разбирането, което съм получавала през последните години.

Литература

- 1: M. Goppert-Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
- 2: O. Haxel; J. H. D. Jensen; H. E. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
- 3: A de Shalit, I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York) 1963.
- 4: Б. Славов, Увод в теоретичната ядрена физика (Университетско издателство "Св. Климент Охридски", София) 2003.
- 5: Hjorth-Jensen M. et al., Phys. Rep. 261 (1995) 125.
- 6: K.A. Bruckner, Phys Rev 97 (1953) 1353.
- 7: Talmi I., Simple Models of Complex Nuclei, The Shell Model and the Interacting Boson Model (Harwood Academic Publishers, New York) 1993.
- 8: J. Pinston and J. Genevey, J. Phys. Nucl. Part. Phys. 30 (2004) R57.
- 9: B. Fogelberg et al., Nucl. Phys. A 323 (1979) 205.
- 10: M. Mineva et al., Eur. Phys. J. A 11 (2001) 9.
- 11: Lozeva, R, et al., Physical Review C 77 (2008) 064313.
- 12: J. A. Pinston, et. al., Phys. Rev. C 61 (2000) 024312.
- 13: H. Gausemel, et. al., Phys. Rev.C 69 (2004) 054307.
- 14: K. Alder and R. M. Steffen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 403.
- 15: Neyens G. et al., Acta Phys. Pol. B 40 (2007) 1237.
- 16: Wollersheim H.J. et al., Nucl. Instr. Meth. A 537 (2005) 637.
- 17: K. Krane, Introductory Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc., New York) 1988.
- 18: H. Morinaga and T. Yamazaki, In-beam Gamma-Ray Spectroscopy (North-Holland Publishing Company – Amsterdam Oxford) 1976.
- 19: G. Neyens, Rep. Prog. Phys. 66 (2003) 633-689.
- 20: Schneider W. Matthias E. and Steven R., Physical Review 125 (1962) 261-268.
- 21: N. Coulier, Statische momenten en spinorientatie vanprojectile-fragmentatiekernen bestudeerd met toestandsmeng-ingstechniken (PhD thesis) 1999.
- 22: N. Coulier et al., Phys. Rev. C 63 (2001) 054605.
- 23: J. Hufner, K. Schafer, and B. Schurmann, Phys. Rev. C 12 (1975) 1888–1898.
- 24: A. Goldhaber and H. Heckmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28 (1978) 161.
- 25: J. Hufner and M. C. Nemes, Phys. Rev. C 23 (1981) 2538–2547.
- 26: W. A. Friedman, 27 (1983) 569–577.
- 27: K. Asahi, et. al., Phys. Lett. B 251 (1990) 488–492.
- 28: K. Asahi, et. al., Phys. Rev. C 43 (1991) 456–460.
- 29: W.-D. Schmidt-Ott et al., Z. Phys. A 350 (1994) 215.

- 30: G. Neyens, et. al., Phys. Lett. B 393 (1997) 36.
- 31: W.-D. Schmidt-Ott et al., Z. Phys. A 350 (1994) 215.
- 32: K. Asahi, et. al., Phys. Rev. C 43 (1991) 456–460.
- 33: G. Neyens, et. al., Phys. Lett. B 393 (1997) 36.
- 34: A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B 53 (1974) 306–308.
- 35: H. Geissel et al., Nucl. Instr. Meth. B 70 (1992) 286.
- 36: B. Voss et al., Nucl Instr. Meth. A 364 (1995) 150.
- 37: M. Pfutzner et al., Nucl Instr. Meth., B 86 (1994) 213.
- 38: H. Stelzer, Nucl. Instr. Meth. A 310 (1991) 103.
- 39: Eberth J. et al., Nucl. Instrum. Methods A 369 (1996) 135.
- 40: J. Grebosz, Comput. Phys. Commun. 176 (2007) 251.
- 41: D.C. Radford, Nucl. Instrum. Meth. A 361 (1995) 297.
- 42: ROOT, <https://root.cern.ch/>
- 43: T. Yamazaki, Nuclear Data A 3 (1967) 1.
- 46: J. A. Pinston, et. al., Phys. Rev. C 61 (2000) 024312.
- 44: J. M. Daugas et al., Phys. Rev. C 63 (2001) 064609.
- 45: M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, P. Von Brentano, H. Prade, and R. Lieder, Nucl. Instrum. Methods A 381 (1996) 462.
- 47: H. Gausemel, et. al., Phys. Rev. C 69 (2004) 054307.
- 48: R. Mayer et al., Z. Phys. A 342, (1992) 247.
- 49: N. J. Stone, Atomic Data and Nuclear Data Tables 90 (2005) 75.
- 50: Le Blanc F. et al., Phys. Rev. C 72 (2005) 034305.
- 51: N. J. Stone, Atomic Data and Nuclear Data Tables 90 (2005) 75.
- 52: Eberz J. et al., Z. Phys. A 326 (1987) 121.
- 53: Dean D. J. et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004) 419.
- 54: The CENS Software, a Computational Environment for Nuclear Structure,
- 55: Brown B. A. et al., MSU-NSCL report No. 1289 (2004) .
- 56: H. Grawe, Lect. Notes Phys. 651 (2004) 33.
- 57: H. Grawe, K. Langanke, and G. Mart´inez-Pinedo, Rep. Prog. Phys. 70 (2007) 1525.