

Софийски Университет
”Св. Климент Охридски”

Физически факултет

Десислава Петкова Иванова

Физика на атомното ядро и елементарните частици, фак.номер 160268

Дипломна работа
за получаване на ОКС Магистър
на тема:

Суб-наносекундни времена на живот
в ядрата $^{103,105}\text{Pd}$

Дипломен ръководител: гл. ас. д-р Стефан Лалковски
Физически факултет
СУ ”Св. Климент Охридски”



София, 27-ми март 2014

Съдържание

1	Увод	2
1.1	Методи за определяне времена на живот	3
1.1.1	Дълги времена на живот	3
1.1.2	”Средни” времена на живот	5
1.1.3	Къси времена на живот	5
1.2	Вероятности за преход	9
1.2.1	Редуцирани вероятности за преход	11
2	Експериментална част	12
2.1	Ускорителна система	12
2.2	Детекторна система	14
2.3	Реакции	15
2.4	Електронна-блок схема	15
3	Анализ на експериментални данни и резултати	17
3.1	Анализ на експериментални данни	18
3.1.1	Калибровка по енергия и време	18
3.1.2	Условия по енергия и време	21
3.1.3	Матрици и спектри	22
3.1.4	Времеви разпределения	23
3.2	Резултати	26
3.2.1	^{103}Pd	26
3.2.2	^{105}Pd	30
4	Интерпретация	33
4.1	Състояния с положителна четност	33
4.2	Състояния с отрицателна четност	36
5	Заклучение	36
6	Благодарности	38
A	Приложения	39
A.1	Научни публикации	39
A.2	Участие на експерименти	40
A.3	Резултати, представени на конференции	41

1 Увод

Ядрената физика има богата 119-годишна история. Нейните експериментални, теоретични и практически успехи са неуспорими. Голямо е и нейното влияние върху развитието на другите науки. Тя осигурява много възможности, които могат да се използват за различни приложни цели в медицината, енергетиката и други.

За зората на великите научни открития, направени в ядрената физика, може да се приеме откриването на естествената радиоактивност от Анри Бекерел, както и опитът за нейното обяснение от Мария Кюри. Друг учен, който също дава голям принос в тази област, е Ърнест Ръдърфорд. Той за първи път започва да говори за потенциалната сила на ядрената енергия, а по-късно формулира и теорията за структурата на атомните ядра.

Много важна роля при изследването на радиоактивността играе формулираният през 1902 година закон за радиоактивното разпадане. Радиоактивното разпадане представлява статистическо явление. Величината, описваща това статистическо явление, е вероятността λ за разпадане на атомните ядра за единица време, която се нарича константа на разпадане.

Зависимостта на броя останали неразпаднали се ядра N след време t от първоначалния им брой N_0 е:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

От горната формула следва, че броят разпаднали се ядра след време t е:

$$N_0 - N(t) = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2)$$

Една от величините, свързани с λ , е периодът на полуразпадане ($T_{1/2}$). В ядрената физика, $T_{1/2}$ се нарича времето, за което се разпада половината от началното количество ядра. Според формула 1, периодът на полуразпадане може да се изрази като:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}. \quad (3)$$

Освен с $T_{1/2}$, λ е свързана и със средното време на живот (τ) на дадено възбудено ядрено състояние:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (4)$$

Средното време на живот се нарича времето за намаляване e пъти на началния брой ядра в съответното възбудено състояние.

Често, възбудените ядрени състояния имат по няколко канала на разпадане, т.е. могат да се разпаднат по няколко начина. Тогава, λ за конкретното състояние е сума от вероятностите за отделните канали:

$$\lambda = \sum \lambda_i, \quad (5)$$

където λ_i са парциалните константи на разпадане за всеки един от каналите. Нивото на дадено състояние има една единствена λ , но λ_i могат да бъдат определени експериментално чрез измерване на относителните интензитети за всички паралелни канали.

1.1 Методи за определяне времена на живот

Ядрените състояния в определено ядро се получават в резултат на радиоактивно разпадане, в ядрени реакции, при неутронен захват и други. Съществуват различни типове радиоактивно разпадане, като според природата на разпадането характерните времена на живот са от порядъка на [1]:

- α -разпадане – 10^{-7} секунди - 10^{10} години;
- β -разпадане – 10^{-2} секунди - $2 \cdot 10^{15}$ години;
- γ -разпадане – 10^{-16} секунди - $3 \cdot 10^6$ години;
- спонтанно делене – 10^{16} години - 10^{17} години (естествен уран).

Широкият обхват на времената на живот - от 10^{-16} секунди до 10^{17} години, налага развитието на различни техники и методи за измерването им. В следващите подглави, на настоящата дипломна работа, са представени накратко някои от експерименталните методи за определянето на ядрени времена на живот [2].

1.1.1 Дълги времена на живот

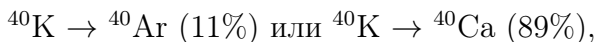
Спонтанно делене на ^{238}U

Възрастта на образец от няколко милиарда години, може да бъде определена по следите от спонтанно делене на ^{238}U ($T_{1/2} = 10^{16}$ години). Броят на следите от фрагментите на делене към общото количество уран в пробата, определя възрастта на пробата. Общото количество уран в нея се определя допълнително, при облъчване с неутрони на реактор - по следите от принуденото делене.

Калий-аргонов метод

Времена на живот от порядъка на десетки хиляди години се измерват посредством калий-аргоновия метод. Това е метод, който е приложим за датирание на образци от не-биологичен характер. С негова помощ, за първи път се получава реалистична оценка от $4.54 \cdot 10^9(5)$ години за възрастта на нашата планета Земя.

В съответните проби, по метода на акселераторната масспектрометрия, се определят количествата ^{40}Ar и ^{40}K . Знаейки, че радиоактивният ^{40}K се разпада посредством реакциите:



възрастта на не-биологичните обекти се определя по отношението A_{r_f}/K_f , където A_{r_f} е количеството на ^{40}Ar в пробата, а K_f е количеството ^{40}K . Формулата, по която става това е следната:

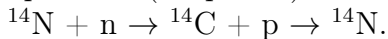
$$t = \frac{T_{1/2}}{\ln(2)} \ln\left(\frac{K_f + \frac{Ar_f}{0.109}}{K_f}\right), \quad (6)$$

където $T_{1/2} = 1.248 \cdot 10^9$ (3) години е периодът на полуразпадане на ^{40}K [3], а 0.109 е корекционен фактор, чрез който се отчита ефективността за регистрацията на ^{40}K .

Радиовъглероден метод

Методът, използващ разпада на ^{40}K , не е приложим за датирание на образци от биологичен характер, поради което е необходимо да се използват други методи. Най-широко използваният метод за датирание на образци от биологичен характер е радиовъглеродният. Той се използва за определянето на времена на живот до около 50 000 години, тъй като $T_{1/2} (^{14}\text{C}) = 5700(30)$ години [3] и за времена по-големи от 10 периода на полуразпадане, неточността на измерването практически става 100%.

Радиоактивният ^{14}C се образува в горните слоеве на атмосферата под действието на неутронната (вторична) компонента на космичните лъчи, посредством следната реакция:



^{14}C се намира във въглеродния диоксид около нас. Установено е, че се пада по една молекула от радиоактивния изотоп на всеки 10^{12} молекули ^{12}C . През последните няколко хиляди години съотношението на нормалния ^{12}C и изотопа му ^{14}C във всички живи организми по Земята е приблизително едно и също с това, което се намира и в атмосферата. Това е така, защото организмите непрекъснато обменят въглероден диоксид с околната среда. След смъртта им, обменът се прекратява и се включва "радиоактивният часовник", с което наличието на ^{14}C намалява с период на полуразпадане 5700(30) години. По този начин, знаейки с колко се е изменила концентрацията на нуклида, може да се определи времето, за което това се е случило [4].

Интересно е да се отбележи, че съотношението на ^{12}C и ^{14}C варира в определени граници. Това се дължи на редица фактори като слънчевата активност, флукутации в магнитното поле на Земята, надморската височина, от която са взети образците. Горенето на въглищата, които обогатяват атмосферата допълнително с ^{12}C , отделянето на ^{14}C от атомните електроцентрали, макар и минимално, налагат използването на 100-годишни образци като репери, когато се прилага радиовъглеродният метод за датирание.

Интересно приложение на радиовъглеродния метод е датирането на *Торинската плащеница*. Чрез него се доказва, че тя е изработена около 13 - 14 век и няма нищо общо с историята на Исус Христос [5].

Метод на специфичната активност

Методът на специфичната активност A/m (активността на единица маса) е приложим отново за дълги времена на живот, като най-късите τ , които е възможно да бъдат определени, са от порядъка на няколко години [6].

При този метод, τ се определя след като се отчете активността A на единица маса от проба на изследван нуклид. Използват се закона за радиоактивното разпадане (ф-ла 1), но в диференциална форма:

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt \quad (7)$$

и съответно зависимостта:

$$A/m = \lambda N, \quad (8)$$

където A/m е специфичната активност, а N е броя радиоактивни ядра. Активността се определя чрез измерването на разпадите в пробата за даден период от време и това позволява еднозначно определяне на константата на разпадане λ , а от там и на $T_{1/2}$ (ф-ла 3).

1.1.2 "Средни" времена на живот

Измерване на изменението на активността с времето

При времена на живот от порядъка на няколко минути до часове е приложим методът на измерване на изменението на активността с времето. Наблюдава се експоненциалната крива на разпадане, от която може да се определи λ . Активността $A = dN/dt$ се измерва през различни времеви интервали и се анализира зависимостта ѝ от времето:

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \lambda t \quad (9)$$

Долната граница на приложимост на този метод се поставя от характеристиките на детекторите и конкретно използваната експериментална установка [6].

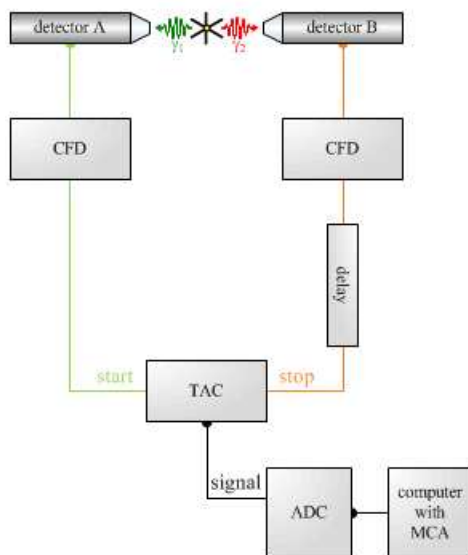
Методът намира приложение и при студентските практикуми, като се използва в лабораториите по атомна и ядрена физика на Физически факултет при СУ "Св. Климент Охридски".

1.1.3 Къси времена на живот

Метод на забавените съвпадения

Времена на живот по-къси от 10^{-3} секунди се измерват именно с този метод. Той се основава на точното определяне на моментите на формиране и разпадане на изследваното ядрено състояние. Конструира се схема на съвпадения, като в два различни детектора се регистрират γ -квантите на заселващите и разреждащите преходи на разглежданото състояние [7].

На фиг. 1 е представена блок-схема, използвана при метода на забавените съвпадения. Използват се бързи сцинтилационни детектори (detector A и B, на фиг. 1). Сигналите, идващи от фотоумножителите на двата детектора (фиг. 2), се характеризират с амплитуда и време на нарастване на предния фронт. Определянето на момента на детектиране на γ -квантите става с различни видове блокове за привързване по време (например: възстановители на постоянната съставна - (CFD)). Двата сигнала, съответстващи на заселващия и разреждащия преходи на изследваното състояние, служат за запускане (start, на фиг. 1) и спиране (stop, на фиг. 1) на времеамплитудния преобразувател (ТАС). От изходния сигнал на ТАС се конструира времеви спектър, който задава разпределението на времевите интервали между запускането и спирането на сигналите на ТАС. Тези хистограми,



Фигура 1: Блок-схема на метода на забавените съвпадения.

представяват конволюция между апаратурната функция и периода на полуразпадане на измереното състояние. Периодът на полуразпадане на състоянието се определя чрез методи, представени в Глава 3.1.4 на дипломната работа.

Приложимостта на метода на забавените съвпадения зависи от времевата разделителна способност на използваните детектори. При точното определяне на τ от първия момент на времевото разпределение, внимателния анализ на апаратурната функция и правилното третиране на фоните събития, може да се измерят времена на живот от порядъка на няколко пикосекунди [8].

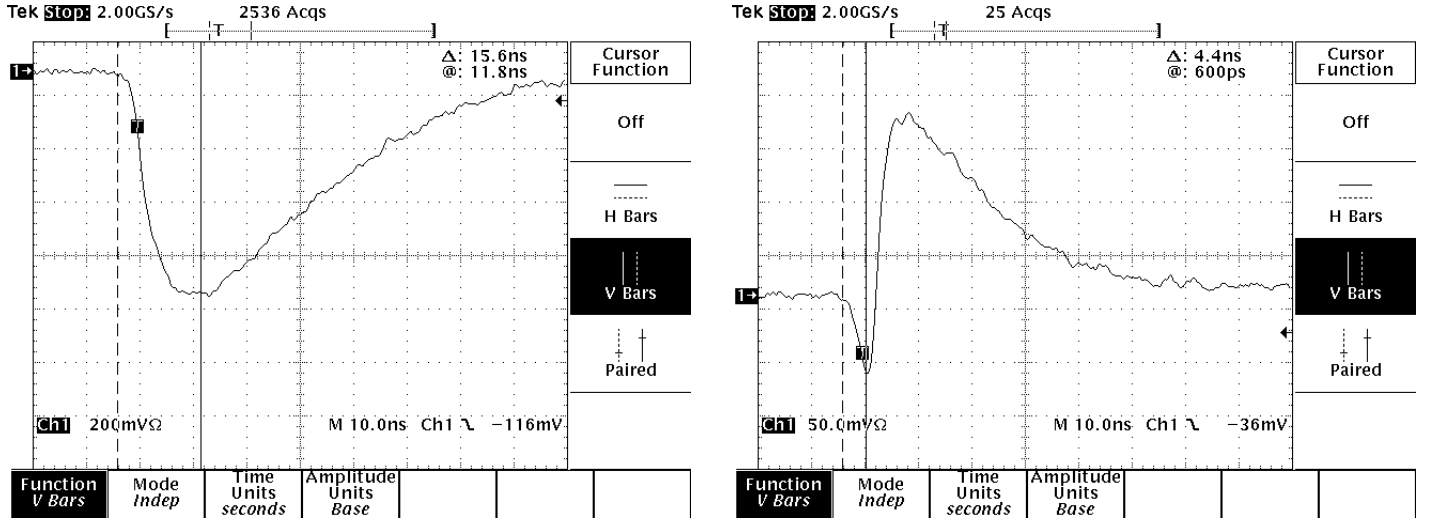
Схемата на забавените съвпадения намира много важно за обществото приложение, а именно в позитронно-емисионните (ПЕТ) камери, използвани при ПЕТ томографията в медицината.

Метод на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите

Времената на живот, в диапазона 10^{-8} - 10^{-12} секунди, се измерват с метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите. С негова помощ, могат да се изследват времена на живот в нуклиди, получени при реакции със снопове от тежки йони.

На фиг. 3 е представена типичната схема, използвана при метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите [9, 10].

Принципът, по който работи конкретният метод се състои в следното. Тънка мишената (Target, на фиг. 3) бива бомбардирана със сноп от ускорени частици. Зад мишената се поставя поглътител (Stopper, на фиг. 3). Устройството, наречено *пънджер*, дава възможност да се мени разстоянието между мишената и поглътителя, при което част от откатните ядра излъчват γ -кванти в полет. Неразпадналите се в полет ядра се спират в поглътителя и излъчват γ -кванти в покой. Енергията на квантите, излъчени след спирането на откатните ядра в поглътителя (E_0) и тази, на Доплерово отместените и излъчени в полет (E_γ), съответно са:



Фигура 2: Сигнали от динода на електронен умножител (*XP20DOB*), оптично свързан със сцинтилатор от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ с цилиндрична форма и размери на кристала 1 x 1 инч (ляво) и анода на електронния умножител (дясно) [прил. А.3.2].

$$E_0 = E_\gamma, \quad (10)$$

$$E_s = E_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \right), \quad (11)$$

където β е относителната скорост на откат ($\beta = \frac{v}{c}$), а θ е ъгълът на излъчване, спрямо направлението на снопа. При стойности на $\beta \leq 5\%$ се получава:

$$E_s \approx E_0(1 + \beta \cos \theta) = E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (12)$$

Интензитетът на γ -квантите, излъчени след спирането на откатните ядра в поглътителя (I_0) е свързан с формулата, която се получава от закона за радиоактивното разпадане:

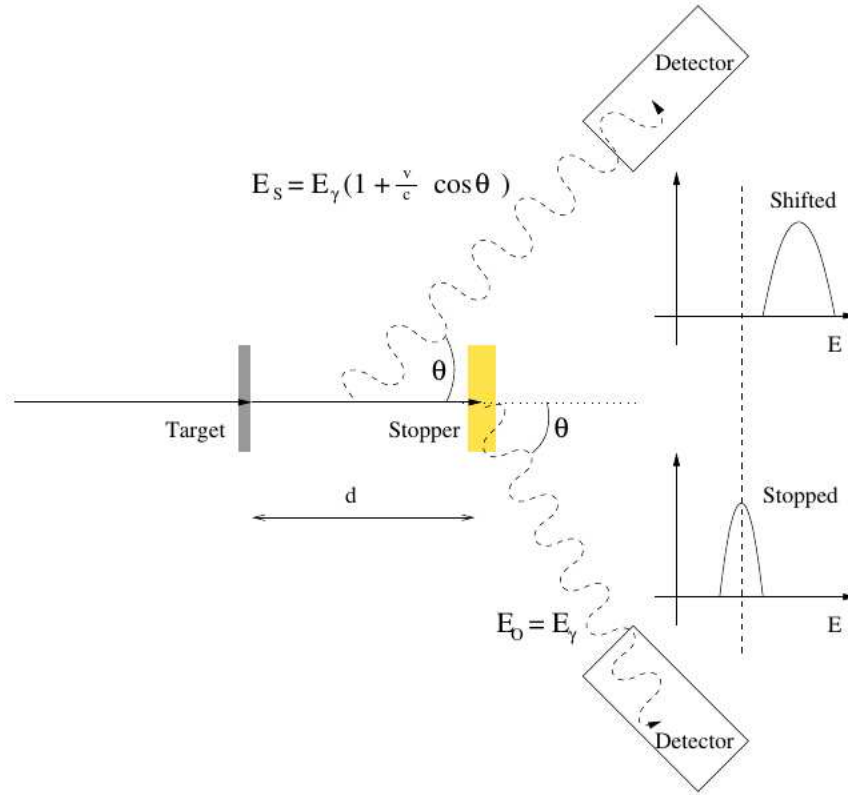
$$I_0 = N_0 e^{-d/v\tau}. \quad (13)$$

където d е разстоянието между мишената и поглътителя, а τ е средното време на живот на изследваното възбудено състояние.

Тогава интензитетът, или броят на разпадналите се в полет ядра (I_s), се задава от формула 2:

$$I_s = N_0(1 - e^{-d/v\tau}), \quad (14)$$

Отношението между интензитетите на отместения (Shifted, на фиг. 3) и неотместения (Stopped, на фиг. 3) пик съответно, което се измерва експериментално, е свързано със средното време на живот посредством експоненциалната зависимост:



Фигура 3: Експериментална постановка, използвана в метода на Доплеровото отместване [10].

$$R = \frac{I_0}{I_0 + I_s} = e^{-d/v\tau} , \quad (15)$$

При вариране на разстоянието между мишената и поглътителя, се променя отношението между интензитетите на неотместената и отместената компонента в енергетичния спектър.

Метод на отслабването на Доплеровото отместване

При времена на живот, намиращи се в интервала 10^{-12} - 10^{-15} секунди, става невъзможно използването на метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите [11]. Измерването на тези кратки времена е възможно като се наблюдава спирането на откатните ядра в дебели твърди или газообразни мишени, за които са известни енергетичните загуби dE/dx .

При метода на отслабването на Доплеровото отместване, след попадането си в мишената, откатните ядра не преминават веднага в покой, а постепенно се забавят и след определено време спират. Скоростта им намалява с течение на времето, като ядрата, намиращи се в изследваното състояние, постоянно излъчват γ -кванти с енергия в диапазона от E_0 до $E_0 + E_s$. В спектъра това се вижда като уширение на линията, съответстваща на разреждащия състоянието преход. Чрез анализ на формата на пика се определя τ .

1.2 Вероятности за преход

γ -кванти се излъчват при преминаването на ядрото от възбудено в основно състояние, или при друго по-нисколежащо възбудено състояние. Ако разгледаме случая, при който γ -квант минава от възбудено състояние (E_i), в състояние с по-малка енергия (E_f), то γ -преходът се характеризира с енергия, която може да се опише със следната формула:

$$E_0 = E_i - E_f = E_\gamma + T_R = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \quad (16)$$

където E_γ е енергията на γ -кванта, T_R е кинетичната енергия, която ще получи ядрото при γ -прехода (или още енергия на откат), M е масата на ядрото, а c е скоростта на светлината във вакуум. Решението на квадратното уравнение 16 е:

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \sqrt{1 + 2\frac{E_0}{Mc^2}} \right]. \quad (17)$$

Решението със знак минус не се разглежда, защото е нефизично. E_0 е от порядъка на 1 MeV, а величината $Mc^2 \sim A$ GeV, така че отношението им е много малко число, което позволява квадратният корен да се развие в ред и да се разгледат само първите три члена. Това дава:

$$E_\gamma \sim E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2} = E_0 - T_R, \quad (18)$$

като се приема приближението $E_\gamma \sim E_0$, тъй като $T_R \ll E_0$.

Освен с енергия, γ -преходите се характеризират и с мултиполност (L), като нейните възможни стойности се определят от правилото за събиране на два ъглови момента:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f, \quad (19)$$

където I_i е спинът на началното, а I_f е спинът на крайното състояние.

С нарастване на мултиполността, вероятността за преход силно намалява, като стойностите, които може да приеме L са възможно най-ниските разрешени. При стойност $L = 0$ имаме монополен преход, при $L = 1$ диполен преход, а при $L = 2$ квадруполен преход. За всяка стойност на L съществуват два вида преходи:

- EL - електричен
- ML - магнитен.

Електромагните преходи с висока мултиполност или ниска енергия са сравнително бавни процеси. Възбудените състояния, които се разреждат чрез такива преходи имат много дълги времена на живот. Определението "много дълго" е условно и се използва за време на живот, по-дълги от $1 \cdot 10^{-9}$ s. Тогава възбудените състояния се наричат метастабилни или изомерни състояния [12].

Преходите се характеризират още с четност (π), като тя може да бъде положителна или отрицателна. Четността за магнитни и електрични преходи от един и същи ред е различна, като правилата на отбор са:

- $\pi(\text{ML})=(-1)^{L+1}$
- $\pi(\text{EL})=(-1)^L$.

Според класическата електродинамика, излъчената мощност (енергията, отделена за единица време) при магнитни и електрични преходи се определя от отношението:

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\varepsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma L)]^2 \quad (20)$$

където $m(\sigma L)$ е амплитудата на променящия се с времето електричен или магнитен мултиполен момент, ω е честотата на изменение на мултиполния момент, c е скоростта на светлината, а ε_0 е диелектричната проницаемост във вакуум.

Представените по-горе характеристики и отношения важат в случая, в който електромагнитното лъчение се разглежда класически. Ако обаче разгледаме електромагнитното лъчение от квантово-механична гледна точка, е необходимо мултиполният момент във ф-ла 20 да се замени с подходящ мултиполен оператор, който характеризира прехода на ядрото от началното ψ_i в крайното състояние ψ_f . Вероятността за преход се определя от матричния елемент на мултиполния оператор:

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* m(\sigma L) \psi_i dv \quad (21)$$

При разглеждане на лъчението като фотони, всеки от които с енергия $\hbar\omega$, вероятността за излъчване за единица време (константа на разпадане) е [6]:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\varepsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [m_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (22)$$

Полученият израз за константата на разпадане не може да бъде използван за теоретично изчисляване на стойността ѝ, ако не е определен матричният елемент $m_{fi}(\sigma L)$. Това изисква познаване на вълновите функции на началното и крайното състояние. Опростяване на зависимостта е възможно, ако се приеме, че γ -преходът е от едночастичен характер и се дължи единствено на промяната на състоянието на един нуклон. Ако се приеме, че радиусът на ядрото е $R = R_0 A^{1/3}$, където A е масовото число, а $R_0 \approx 1.2$ fm, то могат да бъдат оценени константите на разпадане за различни мултиполности. Оценките са валидни за едночастични електрични и магнитни преходи и в тях се проявява зависимост единствено от масовото число и енергията на разглеждания преход [6]:

$$\begin{aligned}
\lambda(E1) &= 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \\
\lambda(E2) &= 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \\
\lambda(E3) &= 34 A^2 E^7 \\
\lambda(E4) &= 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9 \\
\lambda(M1) &= 5.6 \times 10^{13} E^3 \\
\lambda(M2) &= 3.5 \times 10^7 A^{2/3} E^5 \\
\lambda(M3) &= 16 A^{4/3} E^7 \\
\lambda(M4) &= 4.5 \times 10^{-6} A^2 E^9 ,
\end{aligned} \tag{23}$$

където константата на разпад има размерност s^{-1} , а енергията на прехода E е в MeV.

1.2.1 Редуцирани вероятности за преход

Редуцираните вероятности за преход представляват количественото отношение между експерименталните резултати и едночастичните оценки. Формулите, по които се изчисляват редуцираните вероятности за преход, зависят от типовете преход и мултиполността им. Често те се представят във Вайскопфски единици ($W.u.$) и тогава се изразяват като [13]:

$$\begin{aligned}
B(E1)(W.u.) &= \frac{6.764 \times 10^{-6} BR}{E_\gamma^3 A^{2/3} T_{1/2}} \\
B(E2)(W.u.) &= \frac{9.527 \times 10^6 BR}{E_\gamma^5 A^{4/3} T_{1/2}} \\
B(E3)(W.u.) &= \frac{2.045 \times 10^{19} BR}{E_\gamma^7 A^2 T_{1/2}} \\
B(E4)(W.u.) &= \frac{6.503 \times 10^{31} BR}{E_\gamma^9 A^{8/3} T_{1/2}} \\
B(M1)(W.u.) &= \frac{2.202 \times 10^{-5} BR}{E_\gamma^3 T_{1/2}} \\
B(M2)(W.u.) &= \frac{3.102 \times 10^7 BR}{E_\gamma^5 A^{2/3} T_{1/2}} \\
B(M3)(W.u.) &= \frac{6.659 \times 10^{19} BR}{E_\gamma^7 A^{4/3} T_{1/2}} \\
B(M4)(W.u.) &= \frac{2.117 \times 10^{32} BR}{E_\gamma^9 A^2 T_{1/2}}
\end{aligned} \tag{24}$$

E_γ е енергията на прехода, разреждащ изследваното състояние, в keV, A е масовото число, а $T_{1/2}$ е определеният експериментално период на полуразпадане в s . BR определяме от отношението между интензитета на γ -прехода (I) към пълния интензитет на всички преходи ($\sum_i I_i (1 + \alpha_i)$), разреждащи състоянието.

Ако преходът е от смесен тип, с коефициент на смесване δ , е необходимо във формулите 24 да се добавят допълнителните множители: $\delta^2/(1 + \delta^2)$ за прехода с мултиполност $L+1$ и $1/(1 + \delta^2)$ за прехода с мултиполност L :

$$B(\sigma L) = B(\sigma L)_{pure} \frac{1}{1 + \delta^2} \tag{25}$$

$$B(\sigma L + 1) = B(\sigma L + 1)_{pure} \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \tag{26}$$

Според оценките на Вайскопф, редуцираните вероятности за преход дават възможност за класифициране на състоянията в две основни групи - колективни и едночастични. Ако редуцираната вероятност за преход е близка до 1 $W.u.$, тогава състоянието се класифицира като едночастично, при вероятност за преход много по-голяма от 1 $W.u.$ се

приема, че състоянието е колективно. Съществуват преходи, чиито редуцирани вероятности са по-малки от $1 W.u.$, като тогава преходите се определят като забавени. При редуцирани вероятности по-големи от $1 W.u.$, се приема, че преходите са забързани.

2 Експериментална част

В настоящата дипломна работа се разглеждат суб-наносекундни времена на живот в ядрата $^{103,105}\text{Pd}$. Експериментът бе проведен в IFIN - HH, Магуреле, Румъния, през 2012 година, където бе използвана мултидетекторната система *RoSphere* [14], състояща се от 8 HPGe и 11 LaBr₃:Ce детектора с пасивна антикомптърнова защита.

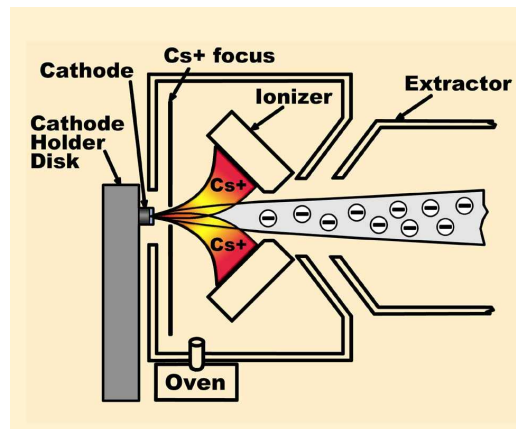
Тази хибридна система, осигурява много добри разделителни способности както по енергии, така и по време. Тя е замислена още през 2007 година, като на нея са проведени редица тестови експерименти, някои от които описани в [15].

По настоящем *RoSphere* се състои от 14 HPGe и 11 LaBr₃:Ce детектора, с различни форми и размери, което позволява изучаване на отклика на детекторите като функция на размерите и геометрията.

2.1 Ускорителна система

Ядрата, изучавани в настоящата магистърска дипломна работа, са синтезирани в реакции на сливане с изпарение на неутрони.

Преди да бъдат ускорени, атомите биват йонизирани от йонен източник. Съществуват различни йонни източници, които се използват за йонизиране на атоми с различни химични свойства. Източниците са базирани на различни принципи. В настоящата дипломна работа е илюстрирано действието на един от тях.



Фигура 4: Схема на действие на йонния източник [16].

Принципът на действие на разпръскващия йонен източник, използван в Магуреле, Румъния, е представен на фиг. 4. Пара от цезий (Cs) се изпарява от пещ (Oven, на фиг. 4), нагрята до $130^\circ \div 160^\circ$. Тя е разположена между катод (Cathode, на фиг. 4) с водно охлаждане и затоплена йонизираща повърхност (Ionizer, на фиг. 4). Част от парата

кондензира върху катода, а друга попада върху горещата повърхност. След като стигне до повърхността, Cs бива положително йонизиран (Cs^+ , на фиг. 4) и ускорен от отрицателния потенциал на катода. Поради придобитата кинетична енергия, йонизираните атоми успяват да преминат през кондензиращия върху катода Cs, и разпръскват атоми от материала на катода. Изхвърлените от катода атоми минават през кондензиращата върху катода пара, при което захващат електрони от атомите на Cs. По този начин се образуват отрицателно заредени йони от материала на катода, който се използва за снопове както от 4He , 6Li , 7Li , 9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{18}O , ^{19}F , така и от ^{31}P , ^{32}S , ^{35}Cl , ^{48}Ti , ^{63}Cu [17]. Отрицателно заредените йони се извличат от потенциала на две плочи (Extractor, на фиг. 4).

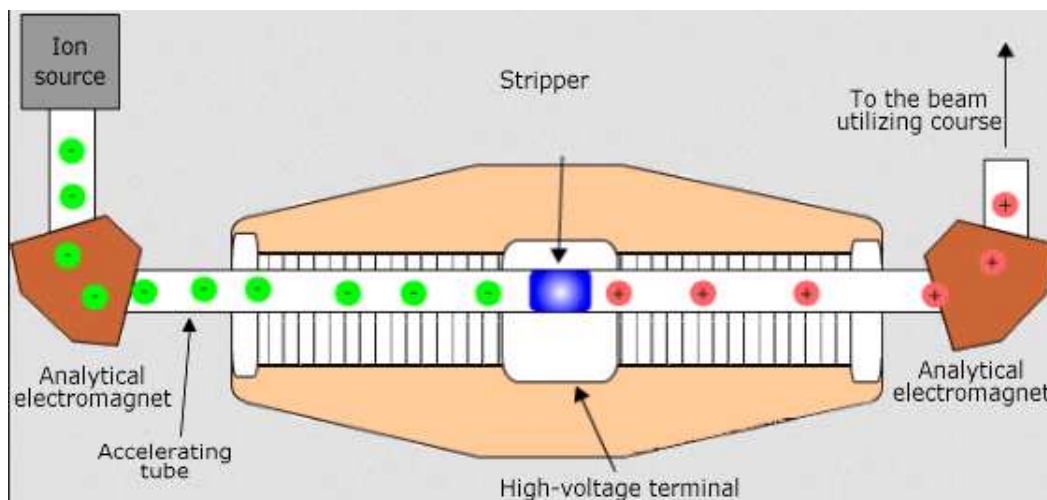
След това, отрицателните йони се привличат от положително заредена колона, която се намира изцяло под вакуум в Тандемния ускорител. Принципната схема на ускорителя, използван в настоящата дипломна работа, е представена на фиг. 5.

При достигането на положително заредената платформа, йоните преминават през редица тънки въглеродни фолия с дебелина от порядъка на $5 - 10 \text{ mg/cm}^2$. Във фолията (Stripper, на фиг. 5) електронната обвивка се отстранява частично и вече положително заредените йоните се отблъскват от платформата, достигайки изхода на ускорителя с енергия:

$$E = (q + 1)V, \quad (27)$$

където q е зарядът на йоните, а V е напрежението върху колоната на Тандемния ускорител. Полученият от ускорителя сноп се фокусира от квадруполни лещи и анализира от диполни A/q магнити (Analytical electromagnet, на фиг. 5).

Интересно е да се отбележи, че след заматресието във Вранча през 1977 година, Тандемният ускорител в Румъния е монтиран върху амортизери, които имат за цел да го предпазват от усукване и разместване в подобни ситуации.



Фигура 5: Принципна схема на действие на Тандемния ускорител [18].

2.2 Детекторна система

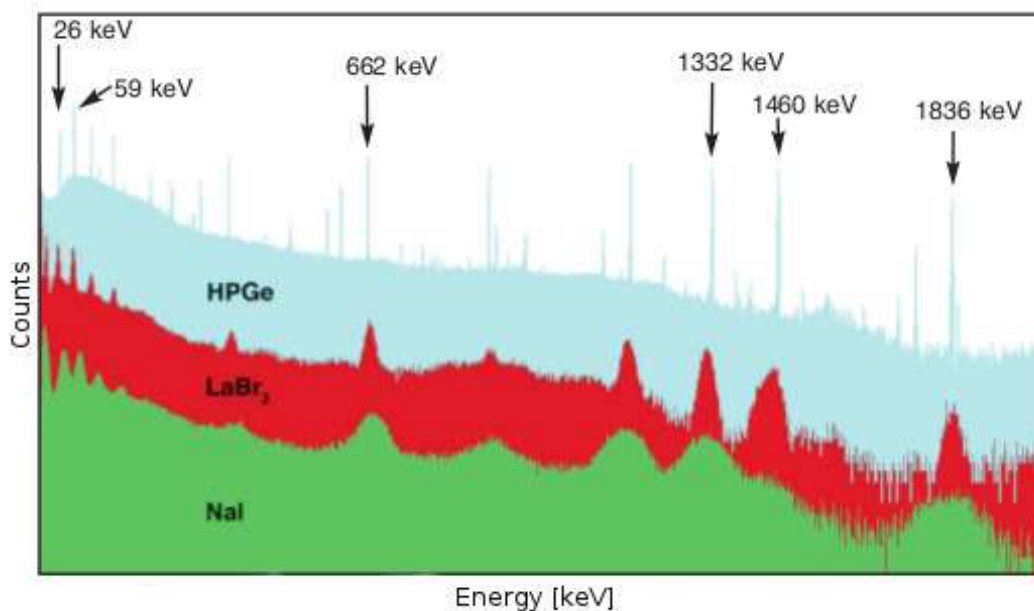
Снопът, който идва от Тандемния ускорител се насочва под вакуум към мишена, която представлява метално фолио с определени дебелина и размери. Могат да се използват или дебели мишени, които да спират откатните ядра и да редуцират Доплеровия ефект, или тънки мишени, разпънати върху различни подложки. Около мишената се монтира детекторна система, която в настоящия експеримент се състои от HPGe и LaBr₃:Ce детектори.

Използването на HPGe детектори в *RoSphere*, позволява еднозначна селекция на конкретен каскад от γ -кванти. Сравнение на енергетичната разделителна способност на HPGe, LaBr₃:Ce и NaI:Tl детектори е представено на фиг. 6.

Високият светлинен добив и добрите разделителни способности по време (способност на детектора да регистрира момента, в който γ -квант попада в обема му) правят детекторите от LaBr₃:Ce атрактивни за употреба в γ -спектроскопията. Сравнение с HPGe и NaI:Tl показва, че LaBr₃:Ce детектори имат по-добра разделителна способност по време (180 ps при кристалите с размери 1.5 x 1.5 инча, докато при HPGe и NaI:Tl е между 2 и 12 ns). Важно е да се отбележи, че времевата разделителна способност на детекторите зависи от енергията на регистрирания γ -квант.

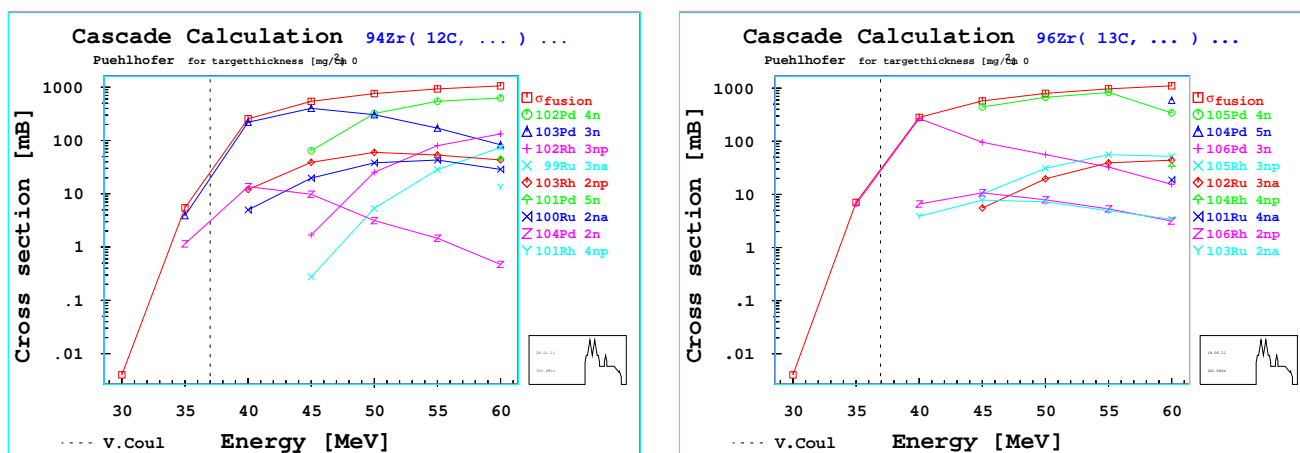
LaBr₃:Ce предоставят, за разлика от някои от другите неорганични сцинтилатори, и по-добро разрешение по енергия. Сравнение с NaI:Tl показва, че за прехода с енергия 662 keV в ¹³⁷Cs, LaBr₃:Ce имат около два пъти по-добра разделителна способност по енергия (~3% при кристалите с размери 1.5 x 1.5 инча, докато при NaI:Tl детектори е ~7%) [19].

Високата разделителна способност по време е най-съществената характеристика на де-



Фигура 6: Разделителна способност по енергии за HPGe, LaBr₃:Ce и NaI:Tl детектори [19].

текторите от LaBr₃:Ce, която се използва за измерване на къси времена на живот по метода на забавените съвпадения.

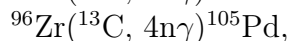
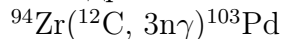


Фигура 7: Сечения за реакциите: $^{94}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$ (ляво) и $^{96}\text{Zr} + ^{13}\text{C}$ (дясно).

Важно е също да се отбележи, че енергетичният и времевият отклик на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори имат висока температурна стабилност.

2.3 Реакции

Ядрата $^{103,105}\text{Pd}$ са заселени в реакциите:



където мишените имат дебелини съответно $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ и $1.17 \text{ mg}/\text{cm}^2$. В първия случай мишената се намира върху подложка, която отново представлява фолио от олово, с дебелина $6 \mu\text{m}$, а във втория случай тя е върху златно фолио с дебелина $8.3 \mu\text{m}$.

Сеченията за реакция са изчислени с помощта на програмния код CASCADE, който е базиран на оптичния ядрен модел [20]. Фиг. 7 представя зависимостта на сеченията за различните канали на реакцията, като функция на енергията на снопа, с интензитет $I \approx 12 \text{ pA}$. Вижда се, че при $E \approx 45 \text{ MeV}$, сечението за реакцията $^{94}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$ е най-високо - $\sim 400 \text{ mb}$, а при $E \approx 55 \text{ MeV}$, сечението за реакцията $^{96}\text{Zr} + ^{13}\text{C}$ е $\sim 1000 \text{ mb}$.

2.4 Електронна-блок схема

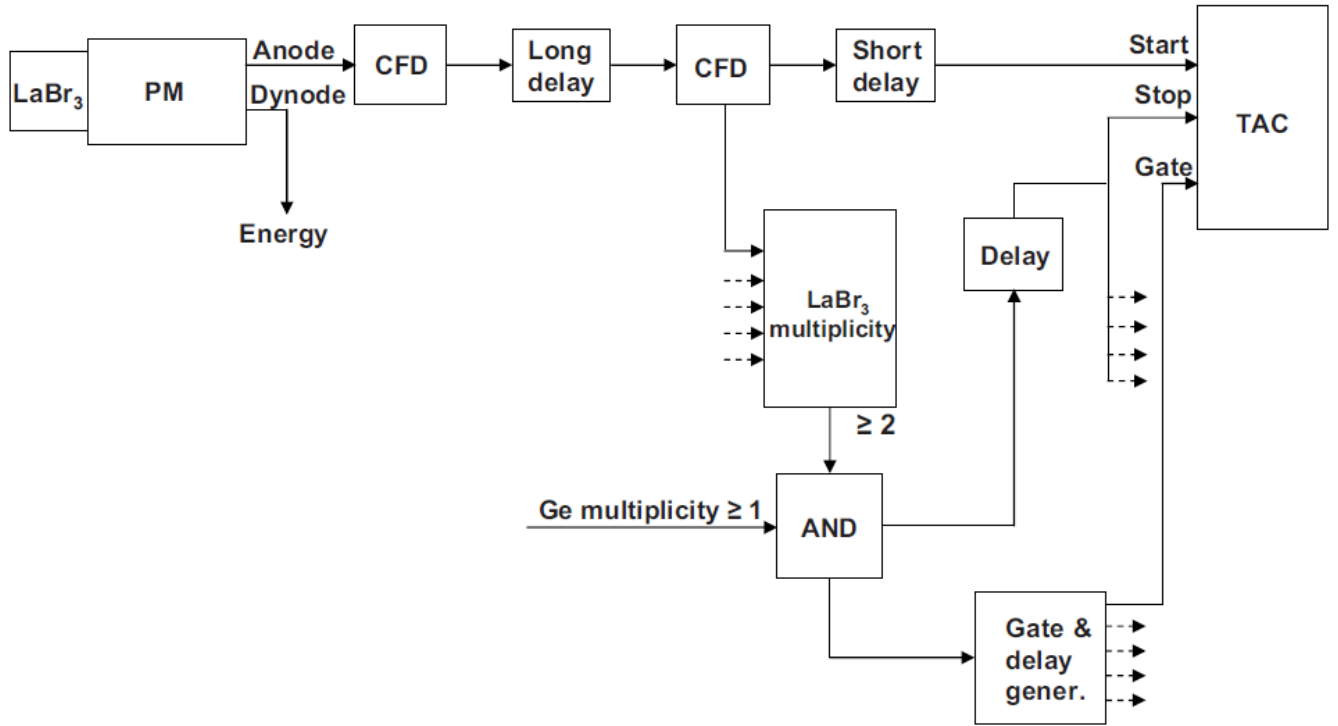
Суб-наносекундните времена на живот в ядрата $^{103,105}\text{Pd}$, са измерени посредством схемата на забавени съвпадения, описана в Глава 1.1.3. В настоящия експеримент се използва обобщение на този метод, при който се записват тройни γ -съвпадения между $\text{HPGe-LaBr}_3:\text{Ce-LaBr}_3:\text{Ce}$. HPGe детектори се използват за налагане на условия за преход от каскада, в който се намира изследваното състояние. По този начин се увеличава отношението на площта на пика на пълно поглъщане към фона (P/B) в $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори. Енергетичният сигнал от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори се взема от предпоследното диодно стъпало (Duple, на фиг. 8) на фотоумножителя (PM, на фиг. 8), докато времевият - от

анода (Anode, на фиг. 8).

Сигналите се характеризират с време (4 ns) за нарастване на предния фронт и експоненциално спадане от 16 ns, като при различни енергии на регистрираните γ -кванти сигналите имат различна амплитуда. Към всеки един от детекторите е приложено високо напрежение. На фиг. 8 е представена част от блок-схемата на използваната в настоящия експеримент постановка. Времеви сигнали от фотоумножителите се изпращат към CFD модули за привързване по време (модел - *ORTEC 935*) [14]. Те биват закъснени, с около 500 ns, с помощта на дълга закъснителна линия (кабел) и повторно преминават за обработка през CFD модули. Повторното преминаване през CFD се прави за формиране на фронта след дългата закъснителна линия (Long delay, на фиг. 8). Закъснението се налага поради това, че сигналът от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ трябва да бъде в съвпадение с поне един HPGe детектор. Сигналът от втория блок CFD модули на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори се разделя на два импулса. Единият от тях бива отново закъснен (Short delay, на фиг. 8) и служи за стартиране (Start, на фиг. 8) на времеамплитуден преобразувател (модел - *ORTEC 567 TAC*), а другият се изпраща към логически модул, за съвпадения между $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори (LaBr_3 multiplicity, на фиг. 8). При положение, че в рамките на зададен времеви интервал за съвпадение постъпят сигнали от поне два $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, изходен сигнал се изпраща към друг логически модул "И" (AND, на фиг. 8), отговарящ за наличието на съвпадение с поне един от HPGe детектори (Ge multiplicity, на фиг. 8). Ако това бъде изпълнено, се генерират едновременно два сигнала. Единият задава времеви прозорец на времеамплитудните преобразуватели, за да не се получи пренасищане (Gate and delay gener., на фиг. 8), докато другият бива закъснен (Delay, на фиг. 8). Вторият сигнал е получен след съвпадение на поне два $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектора, като носи информация за времето на съвпадение между два γ -кванта в $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Използва се като общ стопиращ сигнал (Stop, на фиг. 8) за всички TAC модули. Така изходен сигнал има единствено от двата времепреобразувателя, на които стартиращият вход е свързан с детекторите, регистрирали γ -квантите. Първият TAC дава изходен сигнал пропорционален на разликата от моментите на детектиране на двата γ -кванта и зависи също от времето, нужно за преминаване на сигналите през логическите модули и закъснителните линии. Вторият преобразувател се стартира и стомира от един и същ сигнал - този, идващ от втория детектиран γ -квант, и съответно отговаря на времето за преминаване на сигналите през логическите модули и закъснителните линии. Разликата между моментите на постъпващите в TAC сигнали зависи главно от времето на живот на изследваното състояние. Тя също зависи и от позицията на апаратурната функция, която следва да се познава добре, за да може τ да бъде извлечено.

Точното определяне на момента на регистриране на γ -квантите зависи от характеристиките на сигнала, получен от фотоумножителя. То се извършва от модули привързани по време. Систематичните неопределености, с които се определя моментът на взаимодействие в блоковете за привързване по време, се дължи главно на два ефекта. Първият ефект се предизвиква от вариации в амплитудата или времето за нарастване на предния фронт на сигналите от фотоумножителя (*walk*). Вторият ефект се дължи на статистически вариации на броя фотони, създадени във фотоумножителя (*jitter*).

В проведения експеримент, зависимостта на момента на регистриране на γ -кванта от амплитудата на сигнала се редуцира чрез използването на CFD модули. Принципът на



Фигура 8: Частична блок-схема за анализиране на сигналите по време [14].

действие на CFD модулите за привързване по време е илюстриран на фиг. 9.

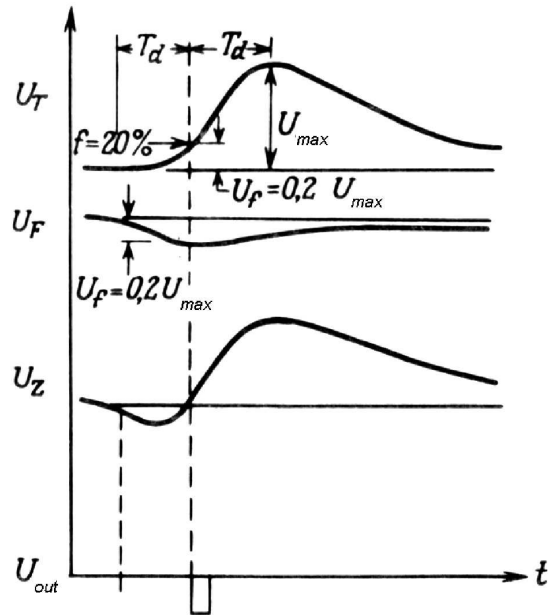
Изходен импулс се задава при достигане на зададена пропорция $f = 0.2$ от входния сигнал, идващ от фотоумножителя. Моментът на стартирането му се определя от два идентични на входния сигнала. Едният се забавя с време T_d , което е времето, нужното за достигне от f до максимума. Другият се инвертира и умножава по фактора f . Резултатът от събирането на тези два сигнала е биполярен импулс, чиято пресечна точка с основната съставна отразява момента на достигане на зададената пропорция f . Изключва се силната зависимост от амплитудата и се намалява *walk* ефекта.

Важно е да се отбележи, че *walk* ефектът при CFD модулите *ORTEC 935* е с гарантирана стойност ≤ 25 ps.

3 Анализ на експериментални данни и резултати

При така конструираната електрическа схема, данни се записват единствено и само когато съществуват събития, които попадат в рамките на зададен времеви прозорец от 200 ns и при които са сработили поне два $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и един HPGe детектор. Данните са групирани във файлове, всеки от които с големина ≈ 150 MB. Това количество данни се натрупва за около 2 часа.

Енергетичните сигнали, се усилват и след това цифровизират от 8-к аналогово-цифров преобразувател *AD413A*. Времевите сигнали, пък се обработват от 4-к *4418/T Time-to-Digital Converter (TDC)* модули.



Фигура 9: Принцип на действие на модул за привързване по време (CFD) [21].

3.1 Анализ на експериментални данни

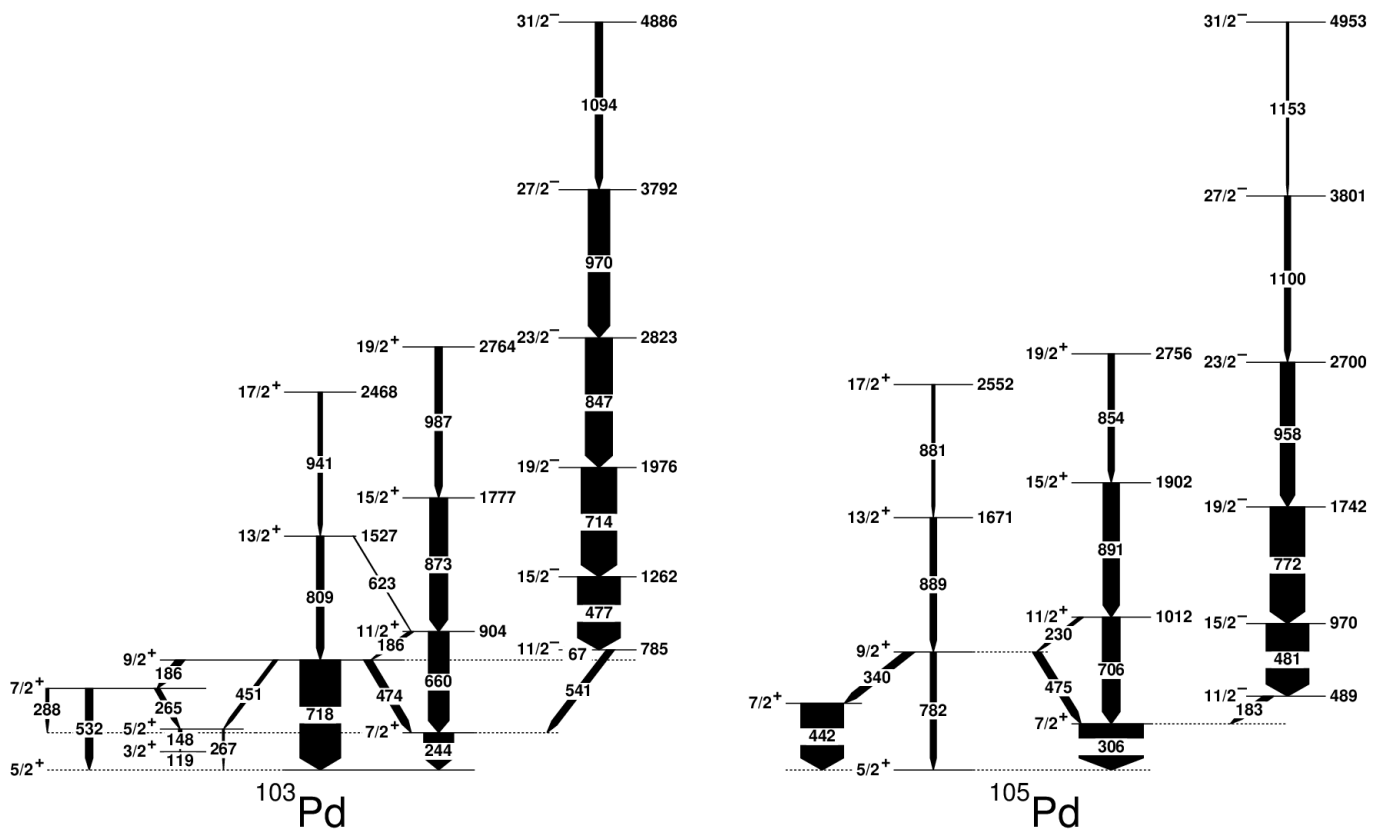
Анализът на данни е направен с програмните пакети GASPware [22] и Radware [23]. Тук ще разгледаме един пример, чрез който ще илюстрираме приложените процедури от анализа. Той е за първото възбудено състояние в ^{103}Pd с $J^\pi = 3/2_1^+$ и $T_{1/2} = 0.70(3)$ ns [24]. Частичните схеми на разпад и за двата изотопа - $^{103,105}\text{Pd}$, са представени на фиг. 10.

3.1.1 Калибровка по енергия и време

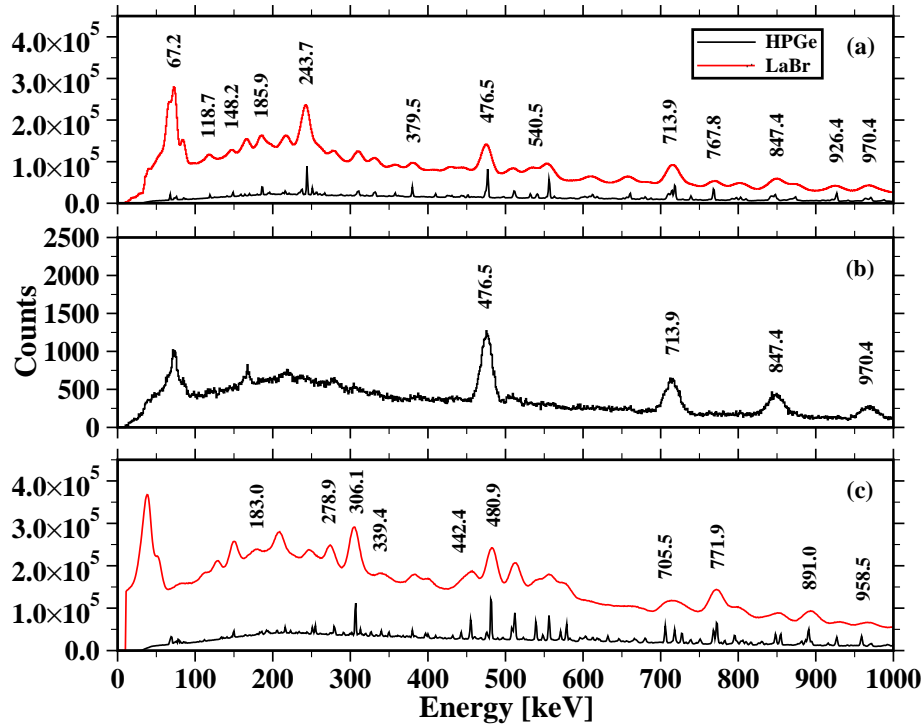
Първата стъпка от анализа на данни е напасването на енергетичните спектри на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори, което е необходимо тъй като с течение на времето се наблюдава отместване в пиковете на пълно поглъщане. Това се отстранява като се използва референтен детектор и се конструират пълните енергетични проекции на всички останали спрямо него. Такъв ефект не се отчита при HPGe детектори.

Следващата стъпка от анализа на експерименталните данни е калибрирането на всички детектори по енергия и време. Калибровката на HPGe и $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори по енергия е направена със стандартен калибровъчен източник - ^{152}Eu , намиращ се на мястото на мишената. Качеството на получените енергетични спектри от всички данни е показано на фиг. 11 (a) и (c).

Калибровката по време на $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори се направена с друг стандартен калибровъчен източник - ^{60}Co , намиращ се отново на мястото на мишената.



Фигура 10: Парциална схема на разпад за ^{103}Pd (ляво) и ^{105}Pd (дясно).

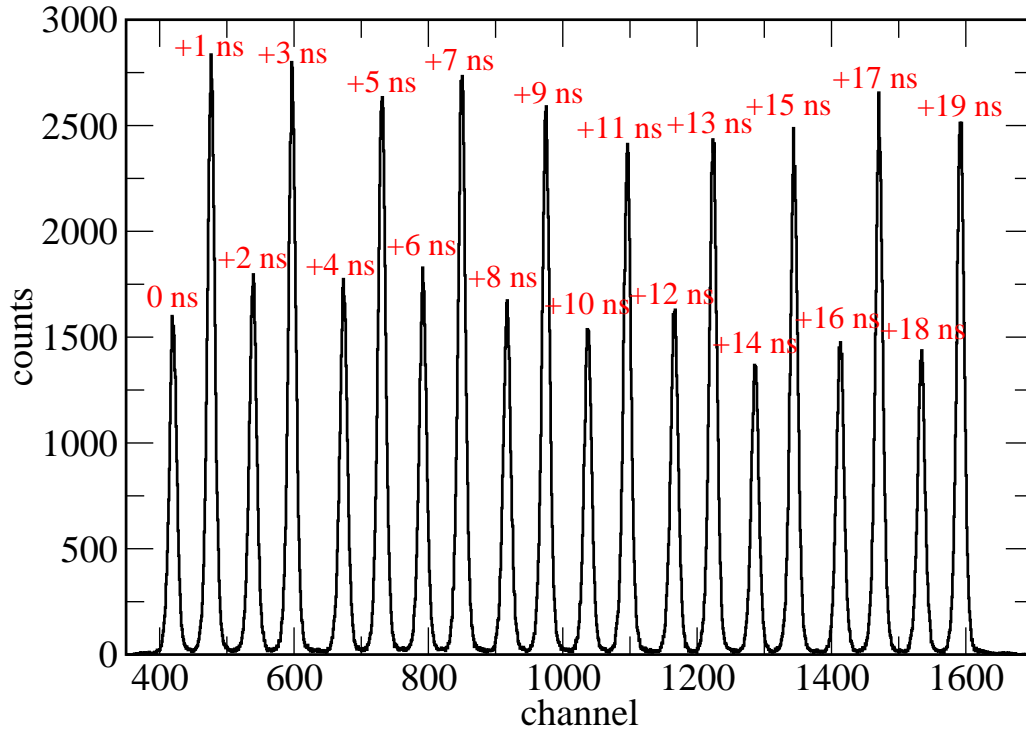


Фигура 11: Енергетични спектри на $^{103,105}\text{Pd}$:

пълни енергетични проекции от всички данни за ^{103}Pd , при използвани всички HPGe и LaBr₃:Ce детектори - (a); енергетичен спектър от LaBr₃:Ce при наложено условие за 244-keV, 451-keV и 718-keV - (b); пълни енергетични проекции от всички данни за ^{105}Pd , при използвани всички HPGe и LaBr₃:Ce детектори - (c) [прил. А.1.1].

Използвани са ТАС и за всеки от тях е определен времеви интервал, отговарящ на един канал. На фиг. 12 е показан спектър на един от ORTEC 567 ТАС преобразувателите за 20 различни закъснения, променяни със стъпка от 1 ns. Разделителната способност по време на всеки от преобразувателите се определя чрез промяна на закъснението на стопиращите сигнали. Използван е стандартен модул, осигуряващ закъснения в интервала от 0 до 64 ns с минимална стъпка от 1 ns. Позицията на пиковете е много добре дефинирана и видимо отместена при всяка промяна на закъсненията. Определени са първите моменти на пиковете и е приложена регресия с линейна функция. Разделителната способност на ТАС по време е 10 ps/ch.

Анализът на времевата информация от LaBr₃:Ce детектори изисква определяне на характеристиките на апаратурната функция. Сумирането на приноса от всички двойки LaBr₃:Ce в едно времево разпределение изисква една и съща позиция на апаратурната функция. Разликите са коригирани и апаратурните функции за всяка двойка са отместени в конкретен канал. На фиг. 13 е визуализирана процедурата по калибриране на позицията на апаратурната функция. Използва се избраният референтен детектор и се конструират пълните времеви проекции на всички други спрямо него. За позиция на 0 ns във времеви спектри е избран канал 1000, като това позволява наблюдаването на отместването на останалите LaBr₃:Ce спрямо референтния детектор.



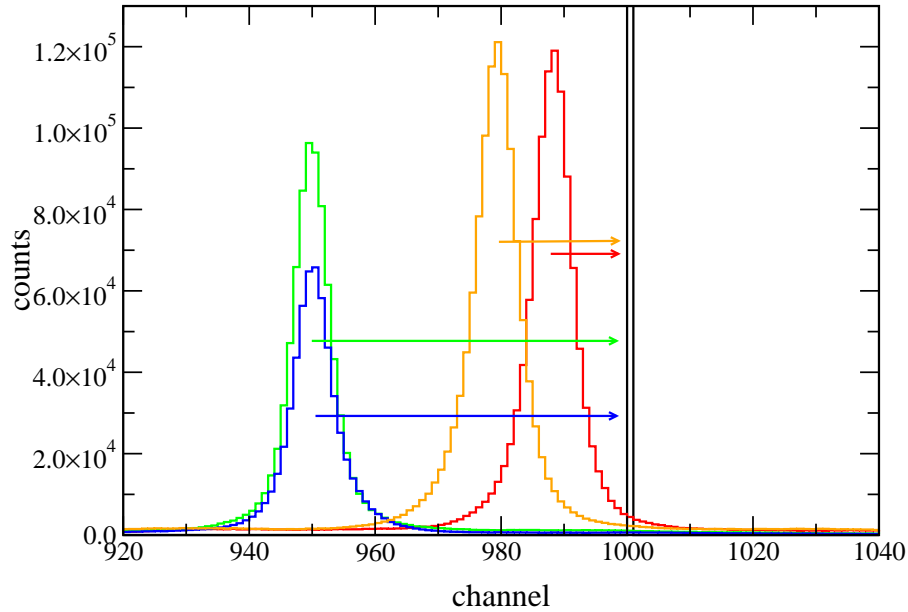
Фигура 12: Спектър на един от използваните ORTEC 567 TAC/SCA модули при променяне на дължината на закъснителната линия [25].

3.1.2 Условия по енергия и време

В зависимост от схемата на разпадане, реакцията и времето за разпадане на конкретното възбудено ядрено състояние, съществуват различни процедури по налагане на условия по енергия и време в HPGe детектори.

Ако в схемата на разпадане, на разглеждания изотоп, не съществува изомерно състояние, се поставя прозорец на събитията, близки до, или влючващи апаратурната функция. Разглежда се разпределението за всеки един от детекторите от HPGe в двумерни (E_γ, t) матрици, в които по едната ос е нанесена енергията на съответния детектор, а по другата времевата проекция. Част от събитията съответстват на бързо излъчени γ -кванти и образуват интензивна ивица.

При наличието на изомерно състояние и в зависимост от това, дали състоянието, чието време на живот искаме да мерим се намира под или над изомера, прозорец се налага на закъснените (под изомера) или изпреварващите (над изомера) γ -кванти, регистрирани с HPGe детектори. На фиг. 14 е представена матрица енергия-време за един от HPGe детектори, с наложено двумерно условие за изпреварващите събития. Матрицата е получена с данните от ^{103}Pd , където е наблюдавано изомерно състояние, с $T_{1/2} = 25(2)$ ns [3]. Наложеното условие върху изпреварващите събития е обозначено с кръгчета, свързани



Фигура 13: Отместване по време на всички детектори от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ спрямо референтния детектор [25].

с непрекъснатата линия.

3.1.3 Матрици и спектри

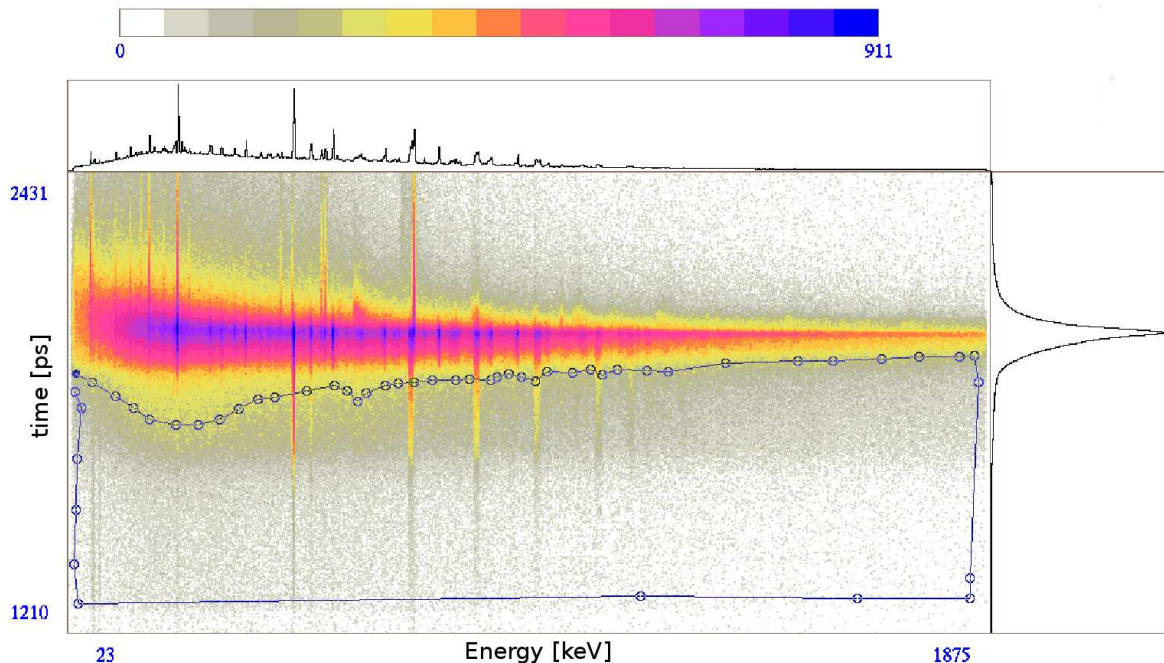
Времевите разпределения за изследваните състояния се получават от проекции на тримерни (3D) матрици, конструирани от енергетичните и времевите сигнали от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори. На две от осите на тези 3D матрици са нанесени енергетичните сигнали, а по третата е нанесена времевата разлика между двойките ТАС.

След конструирването на тримерните матрици, с цел да се изолира каскада от γ -кванти, в който се намира изследваното състояние, се поставя двумерното условие енергия-време за изпреварващите събития. Процедурата е илюстрирана за състоянието $3/2_1^+$ в ^{103}Pd , като качеството на получената енергетична проекция е представено на фиг. 15.

В разглеждания пример са използвани само събития, при които са детектирани в съвпадение γ -кванти с енергия 119 keV и 148 keV, свързващи състоянието $3/2_1^+$ в ^{103}Pd на фиг. 10. Поставени са двумерни енергетични условия на първите две оси.

При измерването на $T_{1/2}$, под внимание трябва да се вземе и структурата на фона, съответно под заселващия и разреждащия пик на пълно поглъщане. Забелязва се обаче, че въпреки изчистващите условия, наложени с HPGe детектори, има сравнително голям фон. Това се дължи на факта, че $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ нямат активна компютърна защита и нискоенергетичните γ -преходи се намират върху висока компютърна подложка.

На фиг. 16 са показани наложените двумерни енергетични условия, за конкретния пример и заобикалящия го фон. Използвани са различни геометрии на енергетичните условия,



Фигура 14: Двумерна матрица енергия-време от ^{103}Pd , конструирана от сигналите, постъпващи от един HPGe детектор.

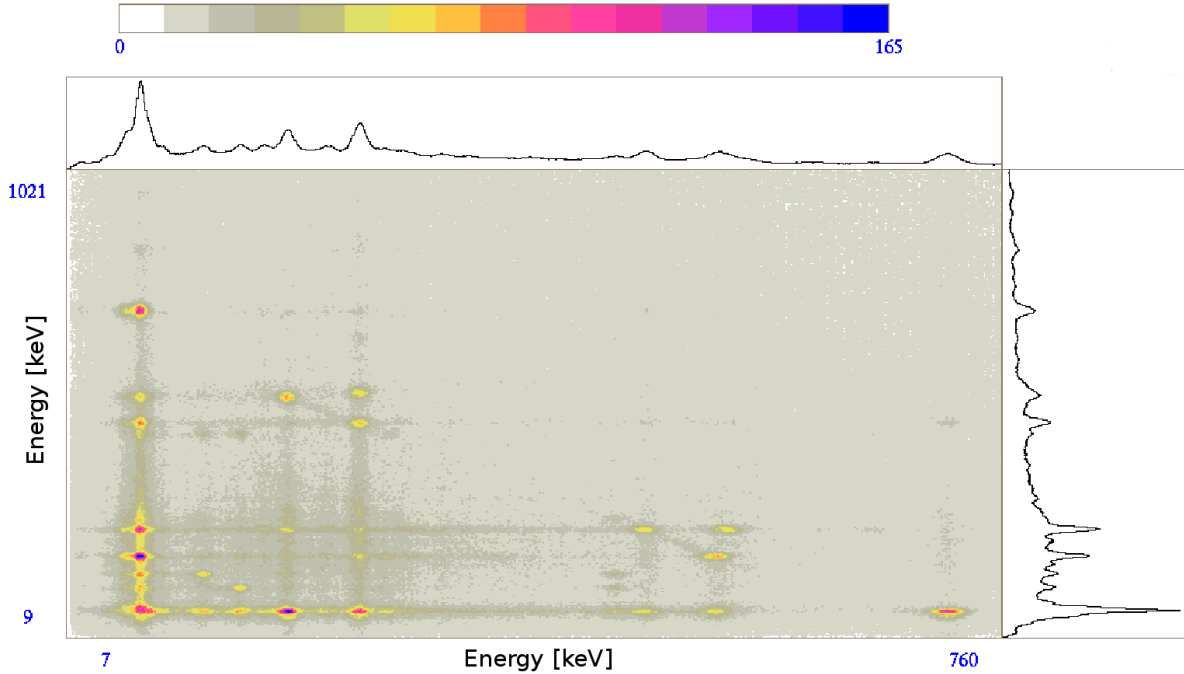
а също и различни площи, с цел да се оцени приноса на фона във времеви спектър, получен с условие върху пика.

Поставянето на двумерните енергетични условия за областите на съвпадение и съответния им фон, води до сортирането на двойка симетрични един на друг времеви спектри. Прилага се нормировъчен коефициент, който се получава от отношението на площите им.

3.1.4 Времеви разпределения

В зависимост от стойността на периода на полуразпадане и от разделителната способност на системата по време, се използват различни методи за измерване на периода на полуразпадане.

Първият от използваните в дипломната работи методи, е методът на наклона. Както при него, така и при другите методи, представени по-долу, времето разпределение представлява конволюция от апаратурната функция и експоненциалната крива на разпадане за определеното състояние [26]. Особеното при метода на наклона е, че се използва при случаи, в които τ е по-голямо от полуширината на апаратурната функция в изследваната енергетична зона. Методът на наклона е директен метод за определяне на $T_{1/2}$. Лежи на основата на регресионния анализ на кривата на разпадане с експоненциално намаляваща функция. Нарича се директен, защото използвайки закона за радиоактивното разпадане (ф-ла 1), при регресионния анализ, като един от изходните параметри, се получава константата на разпадане (λ). От работите [27, 28], посветени на анализа на този метод, се забелязва, че резултатите за $T_{1/2}$, се различават доста един от друг,



Фигура 15: Двумерна енергетична проекция за детекторите от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, при поставено условие за изпреварващите събития в ^{103}Pd .

като това зависи от статистиката и структурата на фоновото разпределение. За сметка на това пък, те не се влияят сериозно от малките смущения в отклика на системата.

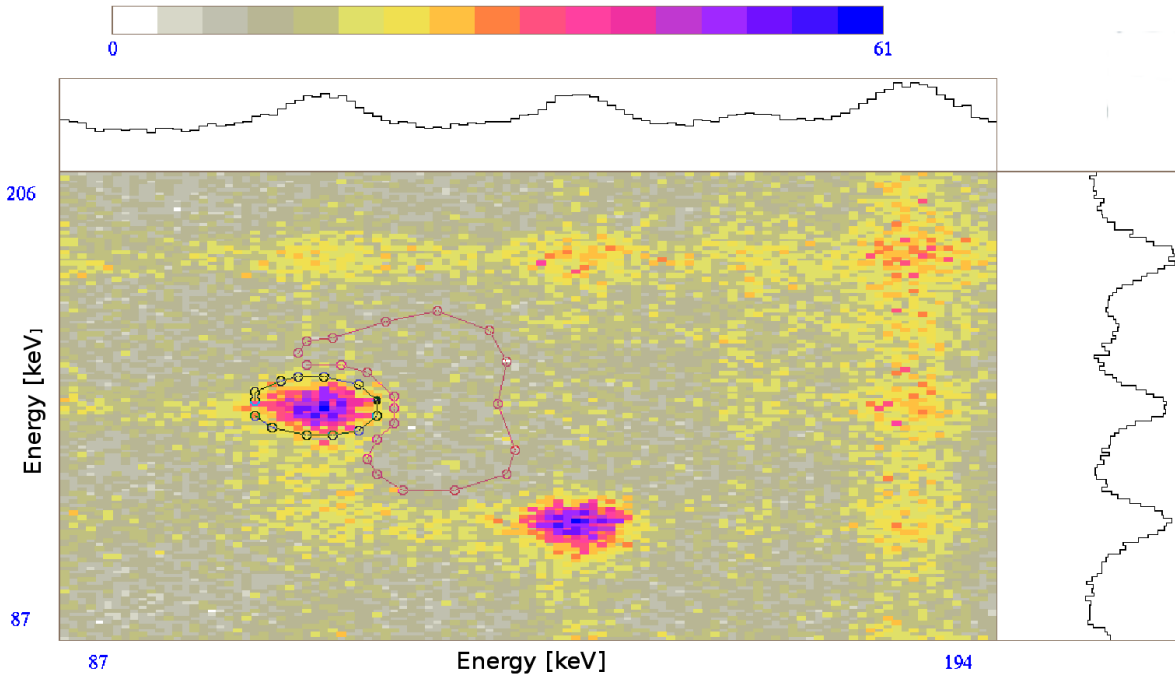
Методът на отместване на първите моменти [29] се използва в настоящата дипломна работа за измерване на времена на живот. За разлика от метода на наклона, методът на отместване на първите моменти се използва в случай, в които τ е от порядъка на полуширината на апаратурната функция в изследваната енергетична зона. Методът на отместване на първите моменти е приложим тогава, когато трудно се различава кривата на разпад, но е видима асиметрията на времевото разпределение. Методът се основава на намирането на центъра на тежестта на разглежданото разпределение C^D , дефиниран със следната формула [30]:

$$C^D = \frac{\sum_{-\infty}^{\infty} tD(t)}{\sum_{-\infty}^{\infty} D(t)}, \quad (28)$$

където t е изминалото време, а $D(t)$ е броят събития. Разликата $\tau = C^D - C^P$, където C^P е позицията на първия момент на апаратурната функция, отговаря на времето на живот на състоянието, за което е конструирано времевото разпределение.

Получените стойности за $T_{1/2}$, могат да се различават съществено, варирайки условията, наложени върху фона. Областта на приложимост на метода зависи силно и от статистиката в крайните времеви разпределения. При времеви разпределения с малък брой събития, се наблюдават големи неопределености при τ на изследваното състояние.

Влиянието на τ върху по-високите моменти също е анализирано от данни от експерименти, проведени в IFIN - НН, но то е обект на друга работа [31].



Фигура 16: Двумерни енергетични условия и област на съвпадение между γ -кванти с енергия 119 keV по абсцисата и 148 keV по ординатата и заобикалящия я фон в ^{103}Pd .

Когато τ е по-голямо или от порядъка на полуширината на апаратурната функция, е използван метода на деконволюцията. Прилага се деконволюция на времевия спектър, като описанието на апаратурната функция се получава с Гаусово разпределение. Деконволюирането има много предимства, като стабилност на резултатите при промяната на регионите на интегриране, и варирането на разпределението на фона. Най-големият недостатък на метода е големия брой свободни параметри. Затова методът е добре приложим в случаи, при които с голяма сигурност са фиксирани параметрите на апаратурната функция и е нужно определянето единствено на тези на кривата на разпадане. За тази цел е необходимо да се познават както полуширината на апаратурната функция, така и нейната позиция [32].

Фигура 18 (а) представя времевите разпределения за $3/2_1^+$ в ^{103}Pd . Представени са и кривите, получени по метода на наклона (в синьо) и метода на деконволюцията (в жълто). Симетричните времеви разпределения на състоянието $3/2_1^+$ в ^{103}Pd , имат полуширина на апаратурната функция от порядъка на 1200 ps. $T_{1/2}$ е определен по трите метода, представени по-горе. Периодът на полуразпадане, получен от метода на наклона, дава $T_{1/2} = 690(60)$ ps. $T_{1/2} = 680(80)$ ps, пък е резултат, получен, използвайки методът на отместване на първите моменти. Чрез метода на деконволюцията, се получава $T_{1/2} = 743(16)$ ps.

Разглеждайки трите експериментално измерени стойности за времето на живот на състоянието $3/2_1^+$ в ^{103}Pd , получени по трите различни метода, може да се направи извод, че те си съответстват в рамките на техните неопределености, като деконволюцията дава

значително по-малка неопределеност от другите два метода. Трябва да се отбележи, че това е само статистическата неопределеност, която в определени случаи е значително по-малка от систематичната.

3.2 Резултати

Получените експериментални резултати са предимно неизвестни досега периоди на полуразпадане, като само два са с известен период на полуразпадане, а на стойността за $T_{1/2}$ на $7/2_1^+$ в ^{105}Pd е дадена долна граница в [33].

3.2.1 ^{103}Pd

Времето разпределение, представено на фиг. 18 (b) е за състоянието със спин и четност $7/2_1^+$ в ^{103}Pd , като то е конструирано с помощта на събития, при които са детектирани в съвпадение 244-keV и 541-keV γ -кванти. Отново е поставено двумерно условие енергия-време за изпреварващите събития.

Стойността $T_{1/2} = 80(14)$ ps на състоянието $7/2_1^+$ е дадена за първи път в настоящата дипломна работа. Получена е по метода на отместването на първите моменти. Използвайки метода на деконволюцията получаваме $T_{1/2} = 68(3)$ ps.

Таблица 1 показва систематизирано енергиите на състоянията (E_{level}), техния спин и четност (J^π), статистиката във времевите разпределения ($N/10^3$), получените времена на живот чрез отместването на първите моменти ($T_{1/2}^{centr}$) и деконволюцията ($T_{1/2}^{dec}$), полуширината на апаратурната функция (FWHM), получените времена на живот по метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите ($T_{1/2}^{pl}$), преписаната на състоянието стойност за времето на живот ($T_{1/2}^{adopt}$), енергията на разреждащите състоянието преходи (E_γ), тяхната относителна интензивност (I_γ) и мултиполност (λM), коефициентите на смесване (δ) и конверсионните коефициенти (α). Относителните интензивности са нормирани спрямо най-силния преход, разреждащ конкретното състояние.

На фиг. 18 (c) са представени времевите спектри за състоянието $5/2_2^+$ в ^{103}Pd . Те са получени от събития, при които са детектирани в съвпадение γ -квантите с енергия 267 keV и 451 keV. Енергетичните условия са поставени на изпреварващите събития. $T_{1/2} = 106(19)$ ps е получено по метода на отместване на първите моменти, $T_{1/2} = 91(28)$ ps по метода на деконволюцията.

Времеви спектри, показани на фиг. 18 (d), са за състоянието със спин и четност $9/2_1^+$. Те са направени след налагането на енергетични условия в HPGe детектори, отново на изпреварващите събития и отчитането на съвпадения между преходите с енергия 67 keV и 474 keV. В Таблица 1 са представени и резултатите, получени при регистриране на съвпадения между преходите с енергия от: 67 keV и 718 keV, 67 keV и 451 keV, 67 keV и 186 keV. Представени са и четирите резултата, тъй като състоянието $9/2_1^+$ се разрежда от четири γ -кванта с различни енергии, които се намират в широк енергетичен диапазон. Стойностите за времето на живот на $9/2_1^+$ са различават една от друга. Вижда се, че резултатите, получени от деконволюцията, са систематично подценени, в сравнение с тези от отместването на първите моменти.

Таблица 1: Характеристики на изследваните състояния в $^{103,105}\text{Pd}$ и разреждащите им преходи [прил. А.1.1].

^{103}Pd												
E_{level} [keV]	$J^{\pi\dagger}$ [h]	$N/10^3$	$T_{1/2}^{centr}$ [ps]	$T_{1/2}^{dec}$ [ps]	FWHM [ps]	$T_{1/2}^{pl}$ [ps]	$T_{1/2}^{adopt}$ [ps]	E_{γ} [keV]	I_{γ}^{\dagger}	λM^{\dagger}	δ^{\dagger}	α
119	$3/2_1^+$	3.6	680(80)	743(16)	1200(90)		743(16)	118.7(5)	100	M1+E2	0.09	0.24
244	$7/2_1^+$	4.2	80(14)	68(3)	603(10)		80(14)	243.7(6)	100	M1+E2	-0.085	0.03
			<i>a</i>	<i>a</i>	<i>a</i>			124.4(6)	2	E2		0.63
267	$5/2_2^+$	1.1	106(19)	91(28)	580(125)		106(19)	266.3(10)	52	M1+E2	-0.14	
			<i>b</i>	<i>b</i>	<i>b</i>			148.2(7)	100	M1		
718	$9/2_1^+$	11.2	253(19)	229(8)	1223(24)		212(7)	717.8(10)	100	E2		0.002
		3.9	203(14)	198(9)	1264(27)			473.9(9)	13	M1+E2		0.007
		2.6	189(21)	163(13)	1259(37)			451.0(6)	7	E2		0.008
		11.5	225(15)	216(5)	1505(15)			186.0(6)	15	M1+E2	-0.12	0.07
1262	$15/2_1^-$	2.6	41(4)	46(3)	453(9)	17.7(5)	17.7(5)	476.5(9)	100	E2		0.007
1976	$19/2_1^-$		<i>a</i>	<i>a</i>	<i>a</i>	7.9(9)	7.9(9)	713.9(11)	100	E2		0.002
^{105}Pd												
306	$7/2_1^+$	3.2	92(8)	118(4)	460(12)		92(8)	306.1(6)	100	M1+E2	0.055	0.0188
970	$(15/2)_1^-$	4.8	28(4)	36(2)	458(6)		14(9)	480.9(8)	100	E2		0.0069

\dagger от NNDC [3];

^aслаб преход. Недостатъчно статистика да се определи $T_{1/2}$;

^bвисока комптънова подложка. Невъзможно да се определи $T_{1/2}$.

Фигура 19 представя времевите разпределения за състоянието със спин и четност $15/2_1^-$. То се намира точно над изомерното състояние $11/2_1^-$ в ^{103}Pd , което има измерен период на полуразпадане от 25 ns [3].

$T_{1/2}$ на $15/2_1^-$ е най-късото време, измерено по метода на забавените съвпадения, с помощта на мултидетекторната система в IFIN - НН, Румъния, като то е измерено и потвърдено с друг независим метод.

Времето разпределение е конструирано със събития, при които са детектирани в съвпадение 477-keV и 714-keV γ -квант. Поставено е двумерно условие енергия-време, но този път за закъснените събития.

$T_{1/2} = 41(4)$ ps е преписаният на състоянието $15/2_1^-$ резултат, като той е намерен по метода на отнемването на първите моменти. Тъй като тази стойност лежи на долния праг на приложимостта на *RoSphere*, е необходимо прецизно изследване на позицията на апаратурната функция. Това е направено, използвайки известното от литературата $T_{1/2}$ на състоянието със спин и четност 2_1^+ в изотопа ^{102}Pd , който е заселен в същата реакция $^{94}\text{Zr}(^{12}\text{C}, 3n\gamma)$, но в този случай мишената се намира върху златно фолио с дебелина 5.2 μm , а снопът е ускорен до $E \approx 56$ MeV.

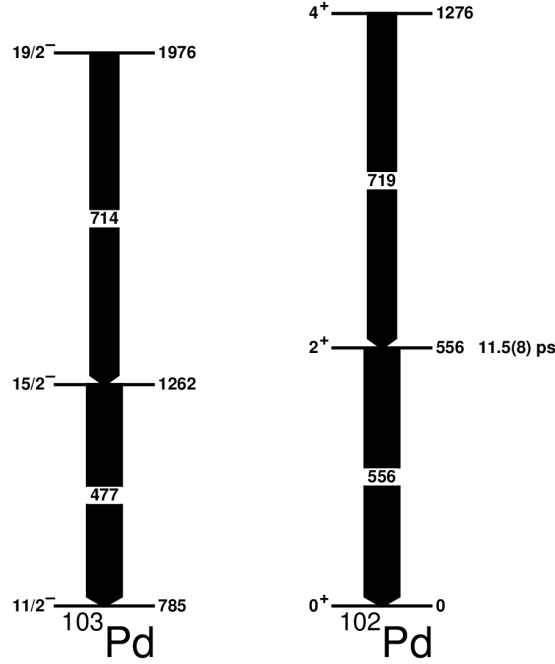
Състоянието $15/2_1^-$ в ^{103}Pd се разрежда и зарежда съответно от γ -кванти с енергии 477 keV и 714 keV. Парциалните схеми на разпад на ^{103}Pd и ^{102}Pd са представени на фиг. 17.

При 2_1^+ в ^{102}Pd енергиите на разреждащия и зареждащия състоянието γ -квант са близки до тези в ^{103}Pd - 556 keV и 719 keV. Стойността на корекцията за 2_1^+ може да се изчисли по формулата:

$$PRP_{556-719} = T_{1/2}^m - T_{1/2}^{lit} = 15.5(68) \text{ ps}, \quad (29)$$

където $T_{1/2}^m = 27(6)$ ps е измереният в настоящия експеримент период на полуразпадане, а $T_{1/2}^{lit} = 11.5(8)$ ps е стойността, преписана на 2_1^+ [3].

Правейки предположението, че $PRP_{556-719} = PRP_{477-714}$, за коригирана стойност на състоянието $15/2_1^-$ в ^{103}Pd получаваме:



Фигура 17: Парциални схеми на разпад за ^{103}Pd (ляво) и ^{102}Pd (дясно).

$$T_{1/2}^{exp} = T_{1/2}^m - PRP_{477-714} = 26(11) \text{ ps}, \quad (30)$$

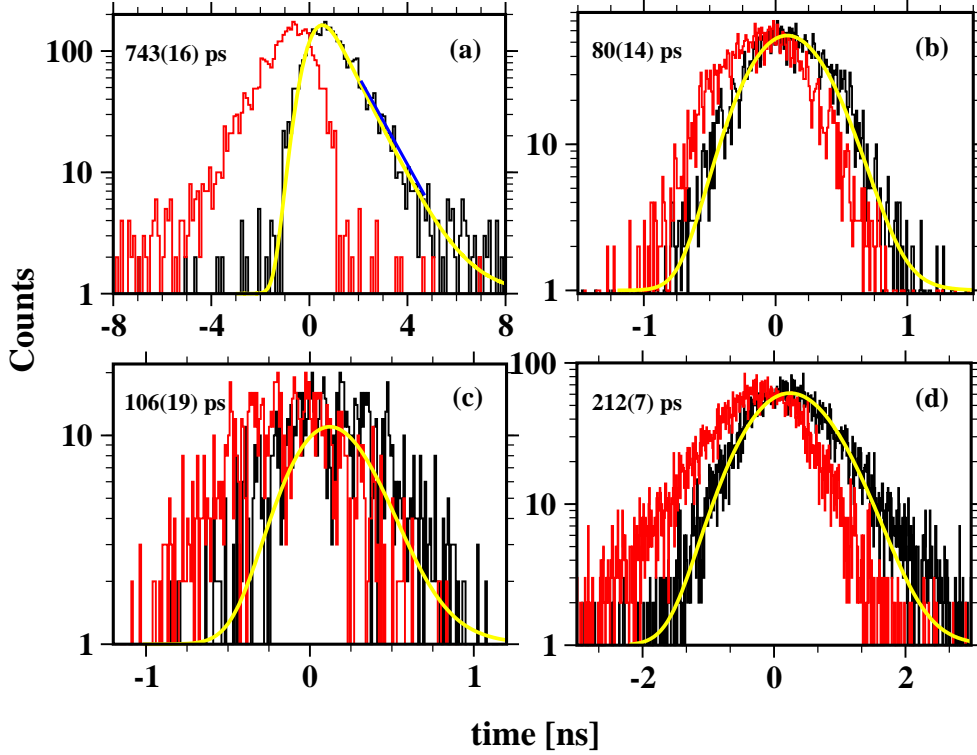
където $T_{1/2}^m = 41(4) \text{ ps}$.

От тук може да се направи извод, че коригираната стойност, получена за периода на полуразпадане по метода на забавените съвпадения, съвпада в рамките на експерименталната неопределеност, със резултата представен в [34] и получен по метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите.

В настоящата дипломна работа, $T_{1/2}$ на състоянието $15/2_1^-$ в ^{103}Pd , е измерен посредством метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите, като е използвана Румънската *плънджер* система [35]. Тя е съставена от четиринадесет HPGe детектора, поставени в три различни групи. Пет от тях са на $+37^\circ$ спрямо посоката на спопа, т.е. на предни ъгли, други пет са на -37° (задни ъгли), а останалите четири са на -70° .

Ядрото ^{103}Pd е заселено в същата реакция, използвана и при метода на забавените съвпадения, като в случая тънката мишена с дебелина 1 mg/cm^2 е разпъната върху златно фолио с дебелина $0.5 \mu\text{m}$. На определено място зад мишената е поставен погълтителя, като разстоянието между него и мишената се мени от $x = 10$ до $140 \mu\text{m}$. За всички разстояния и ъгли, са сортирани поотделно двумерни (E_γ, E_γ) матрици. В тези матрици, върху отместената компонента на зареждащия B_s съответното състояние преход, се поставя енергетично условие. Получават се едномерни матрици, като се определят площите на неотместената $\{B_s, A_u\}$ и отместената $\{B_s, A_s\}$ компонента.

Скоростта на откатните ядра $\beta = 0.87(5)\%$ е пресметната от енергиите на отместените и неотместените компоненти на преходите с ехергии 477, 714, 847 и 600 keV. Формулата, по



Фигура 18: Времени разпределения за:
 (a) $3/2_1^+$; (b) $7/2_1^+$; (c) $5/2_2^+$ и (d) $9/2_1^+$ в ^{103}Pd [прил. А.1.1].

която е пресметнат периода на полуразпадане на състоянието е следната [36]:

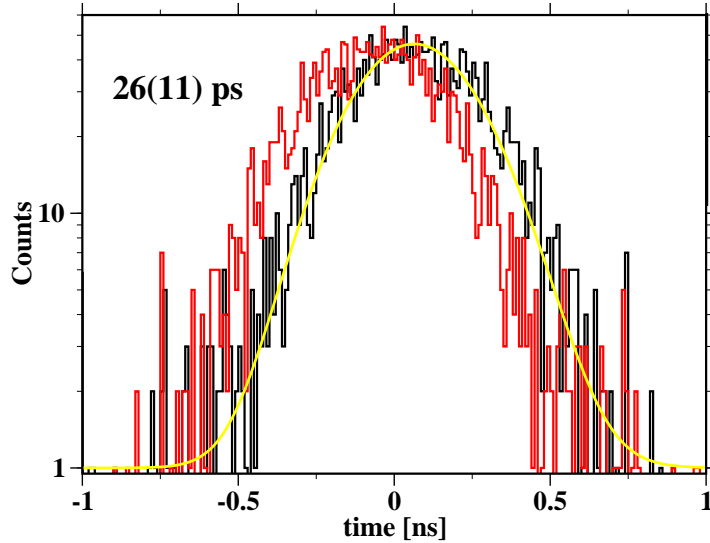
$$t_{1/2}(x) = \ln(2)\tau = \ln(2) \frac{\{B_s, A_u\}}{d\{B_s, A_s\}/dx}, \quad (31)$$

където $d\{B_s, A_s\}/dx$ е производната на отместената компонента на разреждащия състояние преход по разстоянието между мишената и поглътителя.

$T_{1/2} = 17.7(5)$ ps е стойността от настоящата дипломна работа, за състоянието $15/2_1^-$. Тя се потвърждава от резултата от $21.6(30)$ ps, измерен в Йейлския Университет, използвайки системата *пльнджер* [34].

На фиг. 20 (a), (b) и (c) (ляво) са показани енергетичните спектри със сортирани данни от детектори, намиращи се само на задни ъгли, като разстоянията между мишената и поглътителя са съответно: 20, 60 и 120 μm . Поставено е енергетично условие на отместената компонента на зареждащия преход с енергия 714 keV.

На фиг. 20 (d), (e) и (f) са представени съответно: площта на неотместената компонента на разреждащия преход, като функция на разстоянието между мишената и поглътителя, производната на отместената компонента на разреждащия преход, отново като функция на разстоянието между мишената и поглътителя (x) и средното време на живот



Фигура 19: Времени разпределения за $15/2_1^-$ в ^{103}Pd [прил. А.1.1].

на състоянието $15/2_1^-$ (ляво) и $19/2_1^-$ (дясно), коригирано за скоростта на окатните ядра, като функция на x .

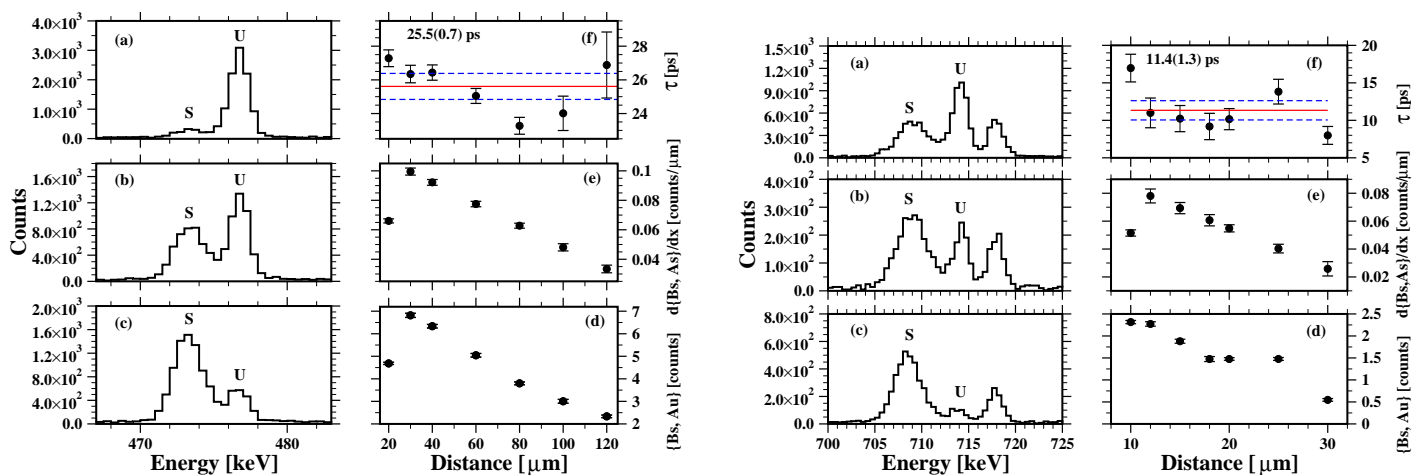
Последната информация за изотопа ^{103}Pd , представена в Таблица 1, е информацията за времето на състоянието със спин и четност $19/2_1^-$ в ^{103}Pd . Тя е дадена за първи път в настоящата дипломна работа. Стойността за $T_{1/2} = 7.9(9)$ ps е получена отново по метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите.

На фиг. 20 (a), (b) и (c) (дясно) са показани енергетичните спектри със сортирани данни от детектори, намиращи се отново на задни ъгли, като разстоянията между мишената и поглътителя са съответно: 10, 18 и 30 μm . Енергетичното условие е на отместената компонента на зареждащия преход с енергия 847 keV.

3.2.2 ^{105}Pd

Времеви разпределения, получени от метода на забавените съвпадения, са представени на фиг. 22 (a). Те са за състоянието със спин и четност $7/2_1^+$ в ^{105}Pd . Направени са след регистрирането на съвпадения между преходите с енергия от 306 keV и 706 keV. Поставено е изчистващо енергетично условие на преходите с енергии 891 keV и 854 keV. 69 ps е долната граница на състоянието, дадена за периода на полуразпадане в [33], която се разминава с измерения $T_{1/2} = 92(8)$ ps в настоящото изследване.

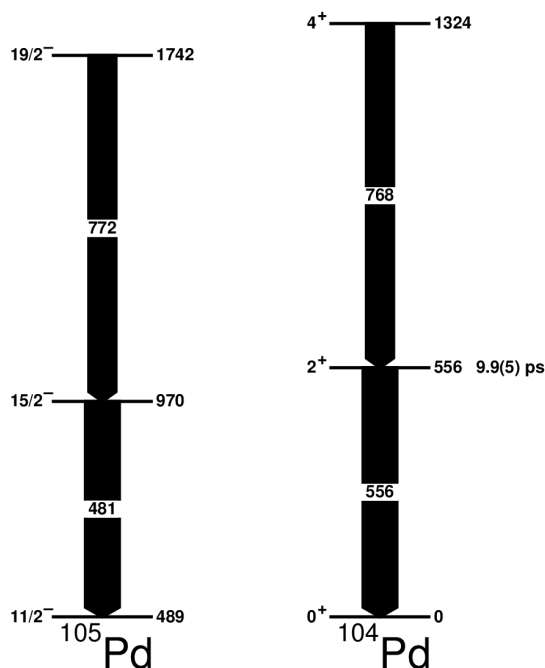
Времето разпределение от фиг. 22 (b) за състоянието със спин и четност $15/2_1^-$ в ^{105}Pd е конструирано със събития, при които са детектирани в съвпадение 481-keV и 772-keV γ -квант. Енергетичното условие е върху преходите с енергии 958 keV, 1100 keV и 1153 keV. $15/2_1^-$ се намира над изомерното състояние $11/2_1^-$ в ^{105}Pd , което има период на полуразпадане 36.1 μs [3].



Фигура 20: Енергетични спектри, представящи отместената (S) и неотместената (U) компонента за прехода с енергия 477 keV (ляво) и 714 keV (дясно) - (a), (b) и (c); площта на неотместената компонента на разреждащия преход - (d), производната на отместената компонента на разреждащия преход - (e), и средното време на живот на състоянието, като функция на разстоянието между мишената и поглътителя:

$15/2_1^-$ (ляво) и $19/2_1^-$ (дясно) в ^{103}Pd [прил. А.1.1].

Периодът на полуразпадане $T_{1/2} = 28(4)$ ps. на състоянието $15/2_1^-$ е измерен за първи път в настоящия експеримент. Тъй като тази стойност също лежи на долния праг на приложимостта на *RoSphere*, е необходимо отново прецизно изследване на позицията на апаратурната функция. Това е направено, използвайки известното от литературата $T_{1/2}$ на състоянието със спин и четност 2_1^+ в изотопа ^{104}Pd , който е заселен в реакцията $^{94}\text{Zr}(^{13}\text{C}, 3n\gamma)$, но в този случай мишената се намира върху оловно фолио с дебелина 6 μm , а снопът е ускорен до $E \approx 45$ MeV. Парциалните схеми на разпад на ^{105}Pd и ^{104}Pd са представени на фиг. 21.



Фигура 21: Парциални схеми на разпад за ^{105}Pd (ляво) и ^{104}Pd (дясно).

При 2_1^+ в ^{104}Pd енергиите на разреждащия и зареждащия състоянието γ -квант са близки до тези в ^{105}Pd - 556 keV и 768 keV. Стойността на корекцията за 2_1^+ може да се изчисли аналогично на ф-ла 30:

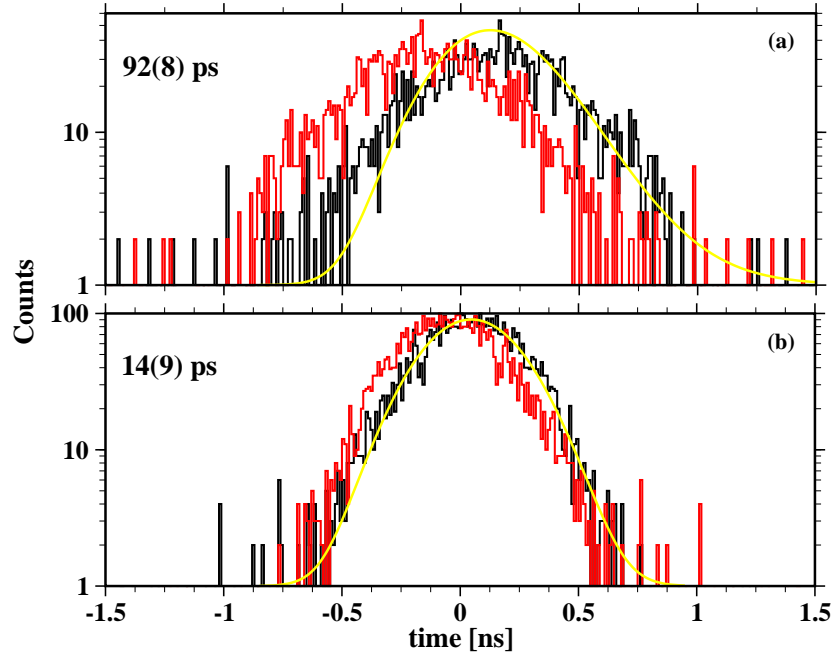
$$PRP_{556-768} = T_{1/2}^m - T_{1/2}^{lit} = 14(5) \text{ ps}, \quad (32)$$

където $T_{1/2}^m = 23.9(44)$ ps е измереният в настоящия експеримент период на полуразпадане, а $T_{1/2}^{lit} = 9.9(5)$ ps е стойността, преписана на 2_1^+ [3].

Правейки предположението, че $PRP_{556-768} = PRP_{481-772}$, за коригирана стойност на състоянието $15/2_1^-$ в ^{105}Pd получаваме:

$$T_{1/2}^{exp} = T_{1/2}^m - PRP_{481-772} = 14(9) \text{ ps}, \quad (33)$$

където $T_{1/2}^m = 28(4)$ ps.



Фигура 22: Времени разпределения за:
(a) $7/2_1^+$ и (b) $15/2_1^-$ в ^{105}Pd [прил. А.1.1].

4 Интерпретация

4.1 Състояния с положителна четност

Състоянията с положителна четност в ядрата $^{103,105}\text{Pd}$, са интерпретирани в рамките на модела *Твърд Триаксиален Ротор плюс Частича* (ТТРЧ) [37]. Представените по-долу резултати са предварителни, като по тях предстои по-внимателен и задълбочен анализ. Моделът ТТРЧ представя нечетното ядро като триаксиална ядка, която се върти заедно с частица, като тази частица може да бъде както протон, така и неутрон. Важно е да се отбележи, че такъв вид движения извършват само деформирани ядра, характеризиращи се със съответните параметри на деформация - ϵ_2 , ϵ_4 и γ .

Хамилтонианът, описващ колективното движение на ядката и частицата, се записва по следния начин:

$$\hat{H}_{rot} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{R}_k^2}{2\mathfrak{I}_k}, \quad (34)$$

където k е броят на осите на ядрото, R е моментът на въртене, а \mathfrak{I} е инерционният момент на ядрото.

В рамките на модела, пълният Хамилтониан на системата се задава от:

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{sp}, \quad (35)$$

където H_{sp} е Хамилтонианът на частицата.

Формулата, която се използва за пресмятане на енергиите на нивата, обусловени от вър-

Таблица 2: Използвани параметри в модел ТТРЧ за описанието на състоянията с положителна четност в $^{103,105}\text{Pd}$.

Ядро	^{103}Pd	^{105}Pd
ϵ_2	+0.17	+0.19
ϵ_4	-0.04	-0.04
γ	32.0°	26.48°
χ	0.8	0.8
E2PLUS [MeV]	0.540	0.540

сметнати с компютърния код *GAMPN*. Използвани са стандартните параметри на Нилсън $\kappa_4 = 0.070$, $\mu_4 = 0.39$ и $\kappa_5 = 0.062$ и $\mu_5 = 0.43$, като те са съответно за четвъртия и петия осцилаторен слой. Параметрите на квадруполна ϵ_2 и хексадекаполна ϵ_4 деформация са изчислени от енергиите на 2_1^+ състоянието в съседните четно-четни ядра ^{102}Pd и ^{104}Pd съответно. Инерционният момент е сметнат също от енергията на 2_1^+ състоянието в ^{102}Pd и ^{104}Pd , а параметърът на триаксиалност γ - от отношението E_{2+}/E_{4+} .

За да бъде постигнато по-добро описание на експерименталните данни от теоретичния модел, параметрите ϵ_2 , ϵ_4 и γ са менени в определени граници. В таблица 2 са показани параметрите, използвани за фиг. 23.

Енергиите на възбудените състояния в $^{103,105}\text{Pd}$ са получени чрез кода *ASYRMO*. В него е използван Кориолисовият параметър на декуплиране $\chi = 0.8$.

С програмния код *PROBAMO* са пресметнати редуцираните вероятности за преход за отделните възбудени състояния.

Моделните изчисления възпроизвеждат коректно енергиите както на основното състояние, така и на състоянията с по-висок спин и четност нагоре по ивиците.

От фиг. 23 (ляво) се вижда, че експерименталните стойности на $B(E2)$ за преходите $9/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$, $9/2_1^+ \rightarrow 5/2_2^+$ и $9/2_1^+ \rightarrow 7/2_2^+$ в ^{103}Pd са много добре възпроизведени от модела ТТРЧ. Всички тези стойности са по-малки от 1 *W.u.*, което предполага, че това са едночастични забавени преходи, извършени от значително преустройство в ядрото, като най-големи различия между експерименталните и теоретичните изчисления се наблюдават при преходите от възбудено към основно състояние. Преходът $9/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$ е класифициран експериментално като едночастичен и забавен, докато моделно като колективен и забързан. Голяма е и разликата между експерименталните и теоретичните стойности на $B(E2)$ за преходите $3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$, като и в двата случая редуцираните вероятности за преход са много по-големи от 1 *W.u.*, което предполага, че преходите са забързани и предизвикани от колективни движения в ядрото. Разлика се наблюдава и при $B(E2)$ стойността на интерпретирания като едночастичен и забавен преход $7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$, като тя е много по-малка от горе-посочената.

В ^{105}Pd (фиг. 23 (дясно)), преходът $7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$ е интерпретиран като едночастичен и забавен, като експерименталната и теоретично изчислената стойност на $B(E2)$ са почти равни.

Таблица 3: Използвани параметри в модел ТТРЧ за описанието на състоянията с отрицателна четност в $^{103,105}\text{Pd}$.

Ядро	^{103}Pd	^{105}Pd
ϵ_2	+0.19	+0.21
ϵ_4	-0.04	-0.04
γ	24.98°	26.48°
χ	0.8	0.8
E2PLUS [MeV]	0.290	0.295

4.2 Състояния с отрицателна четност

Състоянията с отрицателна четност в $^{103,105}\text{Pd}$ отново са интерпретирани в рамките на модела ТТРЧ. Използвани са същите $\kappa_{4,5}$ и $\mu_{4,5}$ моделни параметри, както и при описанието на положителните четности, като параметрите ϵ_2 , ϵ_4 , γ , χ и E2PLUS са дадени в таблица 3.

На фиг. 24 са представени получените експериментално и теоретично стойности за енергиите на състоянията с положителна четност. Посоката на стрелките обозначава редуцираната вероятност за преход $B(E2)$ от съответното начално към съответното крайно състояние. В ляво са сметките за ^{103}Pd , а в дясно за ^{105}Pd . Енергиите на преходите са нормирани спрямо изомерното състояние $11/2_1^-$.

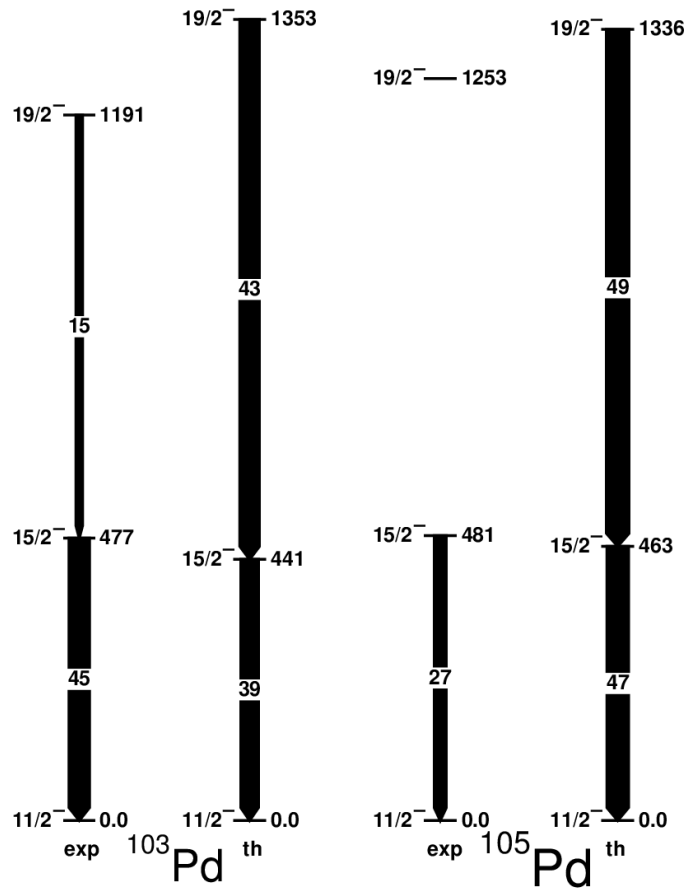
Моделните изчисления възпроизвеждат коректно енергиите на състоянията в ивицата, лежаща върху $11/2_1^-$.

От фиг. 24 (ляво) се вижда, че стойностите на $B(E2)$ за преходите $15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^-$ и $19/2_1^- \rightarrow 15/2_1^-$ в ^{103}Pd са много по-големи от 1 *W.u.*, което предполага, че тези преходи са забързани и са предизвикани от колективни движения в ядрото. Експерименталните изчисления показват намаляване на колективността на преходите нагоре по ивицата, докато моделните показват нарастване.

В ^{105}Pd (фиг. 24 (дясно)), състоянията $15/2_1^-$ и $19/2_1^-$ отново са интерпретирани като колективни и забързани, като разликата идва от експерименталната и теоретичната стойност на $B(E2)$, като се забелязва, че експерименталната $B(E2)$ е почти два пъти по-малка от теоретичната.

5 Заключение

Ядрените времена на живот са пряко свързани със структурата на състоянията посредством вероятностите за преход. С постоянното развитие на съвременните технологии, става възможно прилагането на директни методи за определянето на все по-кратки времена на живот. Някои от тях са измерени в миналото, използвайки индиректни методи. Мултидетекторната система *RoSphere*, състояща от полупроводникови HPGe и сцинтилационни $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ детектори е използвана за измерване на суб-наносекундни $T_{1/2}$ в ядрата ^{103}Pd и ^{105}Pd . В дипломната работа са представени общо девет периода на полуразпадане, някои от които с известни от литературата стойности, други измерени за първи път



Фигура 24: Експериментални и теоретични стойности за енергиите и редуцираните вероятности за преход на състоянията с отрицателна четност в ^{103}Pd (ляво) и ^{105}Pd (дясно) [прил. А.1.1].

в настоящия експеримент.

Експерименталните резултати са интерпретирани в рамките на теоретичния модел *Твърд Триаксиален Ротор плюс Частица*, като за нисколежащите състояния в нечетните Pd изотопи е постигнато много добро описание.

Изучаването на структурата на ядрата ^{103}Pd и ^{105}Pd би имало принос в изследването на еволюцията на нисколежащите състояния и техните редуцирани вероятности за преход в ядра от масовата област $A \approx 100$ [39], [прил. А.1.3].

6 Благодарности

Завършването на дипломната работа би било неосъществимо без помощта и подкрепата на много хора.

На първо място, специални благодарности към дипломния ми ръководител - гл. ас. д-р. Стефан Лалковски, както и към докторант Станимир Кисъов за подкрепата, наставленията и отличните условия на работа, които ми предоставиха, както и за съветите, разбирането, търпението и дискусиите при изработването на дипломната работа.

Благодарности още на проф. дфзн Павел Петков (ИЯИЯЕ) и д-р Константин Михаи (IFIN - НН) за интерпретацията и анализа на експерименталните данни, получени по метода на Доплеровото отместване на енергията на γ -квантите.

Огромни благодарности към д-р Николае Маргинеан (IFIN - НН), както и на всички останали сътрудници от IFIN - НН, Магуреле за съдействието и интересните дискусии по време на оформянето на дипломната работа.

И не на последно място, искрени благодарности на семейството, приятелите и колегите, които не спираха да вярват в мен и да ме подкрепят през цялото време.

Обичам ви!!!

А

Приложения

Личният ми принос към настоящата дипломна работа е свързан с анализа на експерименталните данни за суб-наносекундни времена на живот в ^{103}Pd и ^{105}Pd и тяхното описание в рамките на модела *Твърд Триаксиален Ротор плюс Частичца*. Резултатите от тези изследвания все още се подготвят за публикуване.

Имам участие в 8 експеримента, като списъкът с тях е представен в приложение А.2. Публикациите от експериментите, в които съм взела участие са представени в приложение А.1, като някои от публикациите все още са в процес на подготовка.

А.1 Научни публикации

1. **D. Ivanova**, S. Lalkovski, S. Kisyov, N. Mărginean, C. Mihai, P. Petkov, D. Balabanski, D. Bucurescu, R. B. Cakirli, M. P. Carpenter, R. Casten, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, D. Filipescu, J. Gheorghe, D. Ghiță, T. Glodariu, F. G. Kondev, R. Mărginean, A. Negret, S. Pascu, T. Sava, E. Stefanova, L. Stroe, G. Suliman, R. Suvaila, S. Toma, O. Yordanov, and N. V. Zamfir
Structure of the medium-spin yrast states in $^{103,105}\text{Pd}$,
в подготовка
2. S. Lalkovski, **D. Ivanova**, E. A. Stefanova, A. Korichi, P. Petkov, J. Kownacki, T. Kutsarova, A. Minkova, D. Bazzacco, M. Bergström, A. Görden, F. Hannachi, B. Herskind, H. Höbel, A. Jansen, S. Kisyov, T. L. Khoo, F. G. Kondev, A. Lopez-Martens, Zs. Podolyák, G. Schönwasser, and O. Yordanov
Co-existing structures in ^{105}Ru ,
в подготовка
3. S. Kisyov, **D. Ivanova**, S. Lalkovski, N. Mărginean, D. Balabanski, D. Bucurescu, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, D. Deleanu, D. Filipescu, J. Gheorghe, D. Ghiță, T. Glodariu, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, T. Sava, E. Stefanova, L. Stroe, R. Suvaila, S. Toma, O. Yordanov, and N. V. Zamfir
Structure of the low-lying excited states in $^{99,101,103}\text{Ru}$ from in-beam fast-timing measurements,
Proceedings of the 32-nd International Workshop on Nuclear Theory, Rila, Bulgaria
изпратена за публикуване
4. J. Jolie, J.-M. Régis, D. Wilmsen, S. Ahmed, M. Pfeiffer, N. Saed-Samii, N. Warr, A. Blanc, M. Jentschel, U. Köster, P. Mutti, T. Soldner, G. Simpson, G. De France, W. Urban, A. M. Bruce, O. J. Roberts, L.M. Fraile, V. Pazyi, A. Ignatov, S. Ilieva, Th. Kröll, M. Scheck, M. Thürauf, **D. Ivanova**, S. Kisyov, S. Lalkovski, Zs. Podolyák, P. H. Regan, W. Korten, D. Habs, P. Thierolf, C. A. Ur
First results of the (n, γ) EXILL campaigns at the Institut Laue Langevin using EXOGAM and FATIMA,
European Journal of Physics A, Conference Series,
изпратена за публикуване

5. S. Lalkovski, A. M. Bruce, A. M. Denis Bacelar, M. Górska, S. Pietri, Zs. Podolyák, P. Bednarczyk, L. Caceres, E. Casarejos, I. J. Cullen, P. Doornenbal, G. F. Farrelly, A. B. Garnsworthy, H. Geissel, W. Gelletly, J. Gerl, J. Grębosz, C. Hinke, G. Ilie, **D. Ivanova**, G. Jaworski, S. Kisyov, I. Kojouharov, N. Kurz, N. Minkov, S. Myalski, M. Palacz, P. Petkov, W. Prokopowicz, P. H. Regan, H. Schaffner, S. Steer, S. Tashenov, P. M. Walker, and H. J. Wollersheim
Submicrosecond isomer in ^{117}Rh and the role of triaxiality in its electromagnetic decay rate,
Physical Review C 88, 024302 (2013)
6. P. J. R. Mason, Zs. Podolyák, N. Mărginean, P. H. Regan, P.D. Stevenson, V. Werner, T. Alexander, T. Alexander, A. Algora, T. Alharbi, M. Bowry, R. Britton, A. M. Bruce, D. Bucurescu, M. Bunce, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, N. Cooper, D. Deleanu, D. Delion, D. Filipescu, W. Gelletly, D. Ghiță, J. Gheorghe, T. Glodariu, G. Ilie, **D. Ivanova**, S. Kisyov, S. Lalkovski, R. Lica, S. N. Liddick, R. Mărginean, C. Mihai, K. Mulholland, C. R. Nita, A. Negret, S. Pascu, S. Rice, O. J. Roberts, T. Sava, J. F. Smith, P-A. Söderström, L. Stroe, G. Suliman, R. Suvaila, S. Toma, C. Townsley, E. Wilson, R. T. Wood, M. Zhekova, and C. Zhou
Half-life of the yrast 2^+ states in ^{188}W : Evolution of deformation and collectivity in neutron-rich tungsten isotopes,
Physical Review C 88, 044301 (2013)
7. O. J. Roberts, A. M. Bruce, F. Browne, N. Mărginean, T. Alexander, T. Alharbi, D. Bucurescu, D. Deleanu, D. Delion, D. Filipescu, L. Fraile, J. Gheorghe, D. Ghiță, T. Glodariu, **D. Ivanova**, S. Kisyov, R. Mărginean, P. J. R. Mason, C. Mihai, K. Mulholland, A. Negret, C. Niță, B. Olaizola, S. Pascu, P-A Söderström, P. H. Regan, T. Sava, L. Stroe, S. Toma, and C. Townsley
Half-life measurements of excited states in ^{132}Te , ^{134}Xe ,
Acta Physica Polonica B 44, (2013) 403-406
8. P. J. R. Mason, Zs. Podolyák, N. Mărginean, P. H. Regan, T. Alexander, A. Algora, T. Alharbi, M. Bowry, R. Britton, D. Bucurescu, A. M. Bruce, M. Bunce, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, N. Cooper, D. Deleanu, D. Delion, D. Filipescu, W. Gelletly, G. Ilie, **D. Ivanova**, S. Kisyov, S. Lalkovski, T. Glodariu, D. Ghiță, S. N. Liddick, R. Mărginean, C. Mihai, K. Mulholland, A. Negret, S. Pascu, S. Rice, O. J. Roberts, T. Sava, J. F. Smith, P-A. Söderström, P. D. Stevenson, L. Stroe, G. Suliman, C. Townsley, V. Werner, E. Wilson, R. T. Wood, N. V. Zamfir, and M. Zhekova
 ^7Li -Induced reactions for Fast-timing with $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ detectors,
AIP Conf. Proc. 1491, (2012) 93-96

A.2 Участие на експерименти

1. *Structure of the $7/2_1^+$ state in $^{97,99}\text{Rh}$ populated in $(^6\text{Li}, 3n\gamma)$ reactions*,
Букурещ, Румъния, февруари 2014, ръководител: Ст. Лалковски

2. *Study of the $\pi(g_{9/2})^{-3}$ coupling scheme in ^{103}Ag via fast-timing measurements,*
Кьолн, Германия, октомври 2013, ръководител: Ст. Лалковски
3. *Lifetime measurements of the negative-parity states in ^{103}Pd ,*
Букурещ, Румъния, септември 2013, ръководител: Ст. Лалковски
4. *Fast-timing measurements in the neutron-rich molybdenum nuclei, produced as fission fragments,*
част от кампанията FATIMA+EXILL,
Гренобъл, Франция, март 2013, ръководител: Ст. Лалковски
5. *Quadrupole vs. single-particle excitations in $^{99,101,103}\text{Ru}$ isotopes, produced in $(\alpha, n\gamma)$ reactions,*
Букурещ, Румъния, януари 2013, ръководител: Ст. Кисъв
6. *Lifetime of the first excited 2^+ state in ^{188}W ,*
Букурещ, Румъния, март 2012, ръководител: P.J.R. Mason
7. *Lifetime of the 4^+ state in ^{132}Te ,*
Букурещ, Румъния, март 2012, ръководител: O.J. Roberts
8. *Fast-timing measurements in $^{102,104,106}\text{Pd}$,*
Букурещ, Румъния, януари 2012, ръководител: Ст. Лалковски

A.3 Резултати, представени на конференции

1. XXXI International Workshop on Nuclear Theory,
Рила, България, 24 юни - 30 юни 2012
Изнесен доклад, *Fast-timing measurements in $^{103,105}\text{Pd}$*
2. I International Workshop on Acceleration and Applications of Heavy Ions,
Лаборатория за тежки йони, Варшава, Полша, 27 февруари - 12 март 2011
Изнесен доклад, *Fast-timing measurements*

Литература

- [1] Ани Минкова,
*Ядрена физика:
Радиоактивност и радиоактивни превръщания,*
Издателство "Тита Консулт", София, 2008
- [2] доц. д-р Иван Манджуков,
*Записки към курса по Експериментална ядрена физика:
Измерване на времена в ядрената физика,*
Физически факултет на СУ, 2008
- [3] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [4] <http://physplus.com>
- [5] P. E. Damon, D. J. Donahue, B. H. Gore, A. L. Hatheway, A. J. T. Jull, T. W. Linick, P. J. Sercel, L. J. Toolin, C.R. Bronk, E. T. Hall, R. E. M. Hedges, R. Housley, I. A. Law, C. Perry, G. Bonani, S. Trumbore, W. Woelfli, J. C. Ambers, S. G. E. Bowman, M. N. Leese, and M. S. Tite
Radiocarbon Dating of the Shroud of Turin,
Nature 337, 6208 (1989) 611-615
- [6] Kenneth S. Krane,
*Introductory Nuclear Physics:
Detecting nuclear radiation,*
Jon Wiley & Sons, Inc., 1988
- [7] R. Lieder,
*Experimental Techniques in Nuclear Physics:
The measurement of nuclear lifetimes,*
Walter de Gruyter, 1997
- [8] W. R. Leo,
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments:
Timing methods and systems,*
Springer-Verlag, 1987
- [9] A. Dewald, O. Möller, P. Petkov,
Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states,
Progress in Particle and Nuclear Physics 67 (2012) 786-839
- [10] Steve Ashley,
PhD thesis, *Recoil Distance Doppler Shift Lifetime Measurement of Excited States in ^{103}Pd and $^{106,107}\text{Cd}$,*
Department of Physics, University of Surrey, Guildford, Surrey, 2007

- [11] H. Ejiri and M. J. A. de Voigt,
*Gamma-ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics:
Instruments and experimental methods*,
Clarendon Press, Oxford, 1989
- [12] Philip Walker and George Dracoulis,
Energy traps in atomic nuclei,
Nature 399 (1999) 35-40
- [13] M. J. Martin,
Reduced γ -ray matrix elements, transition probabilities, and single-particle estimates,
Oak Ridge National Laboratory, 1982
- [14] N. Mărginean, D.L. Balabanski, D. Bucurescu, S. Lalkovski, L. Atanasova, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, J.M. Daugas, D. Deleanu, P. Detistov, G. Deyanova, D. Filipescu, G. Georgiev, D. Ghiță , K.A. Gladnishki, R. Lozeva, T. Glodariu, M. Ivașcu, S. Kisyov, C. Mihai, R. Mărginean, A. Negret, S. Pascu, D. Radulov, T. Sava, L. Stroe, G. Suliman, and N.V. Zamfir,
In-beam Measurements of Sub-nanosecond Nuclear Lifetimes with a Mixed Array of HPGe and LaBr₃:Ce Detectors,
European Physical Journal A 46 (2010) 329-336
- [15] Деян Радулов,
Магистърска Дипломна Работа, *Гама-спектроскопия с LaBr₃:Ce*,
Физически факултет на СУ, 2008
- [16] [http : //www.pelletron.com/negion.htm](http://www.pelletron.com/negion.htm)
- [17] [http : //www.nipne.ro/facilities/facilities/tandem.php](http://www.nipne.ro/facilities/facilities/tandem.php)
- [18] [http : //www.werc.or.jp](http://www.werc.or.jp)
- [19] [http : //www.ortec – online.com](http://www.ortec-online.com)
- [20] P. E. Hodgson, E.Gadioli and Gadioli Erba,
*Introductory Nuclear Physics:
Nuclear Models*,
Clarendon Press, Oxford, 1997
- [21] D. Kollár,
Pulse processing and Analyses,
DNP, FMFI UK Bratislava,
[http : //www.dnp.fmph.uniba.sk/ ~ kollar/je_w/el3.htm](http://www.dnp.fmph.uniba.sk/~kollar/je_w/el3.htm)
- [22] N. Mărginean,
лична комуникация
- [23] Radware software package,
[http : //radware.phy.ornl.gov/](http://radware.phy.ornl.gov/)

- [24] P.G. Hansen, P. Hornshøj, H.L. Nielsen, K. Wilsky, H. Kugler, G. Astner, E. Hagebø, J. Hudis, A. Kjelberg, F. Münnich, P. Patzelt, M. Alpsten, G. Andersson, Aa. Appelqvist, B. Bengtsson, R.A. Naumann, O.B. Nielsen, E. Beck, R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzębski, A. Johnson, J. Alstad, T. Jahnsen, A.C. Pappas, T. Tunaal, R. Henck, P. Siffert, G. Rudstam
Decay characteristics of short-lived radio-nuclides studied by on-line isotope separator techniques,
Physics Letters 28B, 415 (1969)
- [25] Станимир Кисъов,
Магистърска Дипломна Работа, *Измерване на кратки времена на живот на възбудени ядрени състояния със синхронизиращи детектори от $LaBr_3:Ce$,*
Физически факултет на СУ, 2012
- [26] P. Petkov, O. Möller, D. Tonev, A. Dewald, P. von Brentano,
Lifetime Determination in Delayed Coincidence Experiments Using the Differential Decay-curve Approach,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 500 (2003) 379-385
- [27] L. Boström, B. Olsen, W. Schneider, E. Matthias,
Numerical Analysis of the Time Spectrum of Delayed Coincidences I,
Nuclear Instruments and Methods 44 (1966) 61-64
- [28] B. Olsen and L. Boström,
Numerical Analysis of the Time Spectrum of Delayed Coincidences II,
Nuclear Instruments and Methods 44 (1966) 65-72
- [29] T. D. Newton,
Decay Constants from Coincidence Experiments,
Physical Review 78, (1950) 490-490
- [30] J.-M. Régis, H. Mach, G.S. Simpson, J. Jolie, G. Pascovici, N. Saed-Samii, N. Warr, A. Bruce, J. Degenkolb, L.M. Fraile, G. Fransen, D.G. Ghita, S. Kisiov, U. Koester, A. Korgul, S. Lalkovski, N. Mărginean, P. Mutti, B. Olaizola, Z. Podolyak, P.H. Regan, O.J. Roberts, M. Rudigier, L. Stroe, W. Urban, D. Wilmsen
The generalized centroid difference method for picosecond sensitive determination of lifetimes of nuclear excited states using large fast-timing arrays,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 726, (2013) 191-202
- [31] Stanimir Kisiov,
PhD thesis, *Nuclear structure of low-lying excited states in weakly-deformed transitional nuclei*
в подготовка
- [32] H. Mach, R.L. Gill, M. Moszyński,
A Method for picosecond Lifetime Measurements for Neutron-Rich Nuclei,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 280 (1989) 49-72

- [33] H. H. Bolotin and D. A. McClure,
Coulomb Excitation of Levels in ^{105}Pd ,
Physica Scripta C 3, (1971) 797–806
- [34] S. F. Ashley, P. H. Regan, K. Andgren, E. A. McCutchan, N. V. Zamfir, L. Amon, R. B. Cakirli, R. F. Casten, R. M. Clark, W. Gelletly, G. Gürdal, K. L. Keyes, D. A. Meyer, M. N. Erduran, A. Papenberg, N. Pietralla, C. Plettner, G. Rainovski, R. V. Ribas, N. J. Thomas, J. Vinson, D. D. Warner, V. Werner, E. Williams, H. L. Liu, and F. R. Xu,
Intrinsic state lifetimes in ^{103}Pd and $^{106,107}\text{Cd}$,
Physica Scripta C 76, 064302 (2007)
- [35] Constantin Mihai,
PhD thesis, *Plunger Measurements of Nuclear Lifetimes in ^{85}Sr ,*
"Horia Hulubei" National Institute of Physics and Nuclear Engineering - IFIN HH, 2011
- [36] P. Petkov, M. S. Yavahchova, O. Möller, A. Dewald, D. Tonev, B. Saha, A. Fitzler, K. Jessen, T. Klug, S. Heinze, J. Jolie, P. von Brentano, N. Goutev, D. Bazzacco, C. A. Ur, E. Farnea, M. Axiotis, S. Lunardi, G. de Angelis, D. R. Napoli, N. Mărginean, T. Martinez, and M. A. Carpio
Lifetimes and electromagnetic transition strengths in ^{155}Dy ,
Physica Scripta C 88, 034323 (2013)
- [37] S. G. Nilsson and I. Ragnarsson,
*Shapes and shells in nuclear structure:
Rotational bands - the particle-rotor model,*
Cambridge University Press, 1995
- [38] P. B. Semmes and I. Ragnarsson,
The particle + triaxial rotor model: A user's guide,
Nuclear Structure Theory Workshop, August 5-16 (1991)
- [39] S. Kisiov, S. Lalkovski, N. Mărginean, D. Bucurescu, L. Atanasova, D. L. Balabanski, G. Căta-Danil, I. Căta-Danil, J.-M. Daugas, D. Deleanu, P. Detistov, D. Filipescu, G. Georgiev, D. Ghiță, T. Glodariu, J. Jolie, D. S. Judson, R. Lozeva, R. Mărginean, C. Mihai, A. Negret, S. Pascu, D. Radulov, J.-M. Regis, M. Rudigier, T. Sava, L. Stroe, G. Suliman, N. V. Zamfir, K. O. Zell, and M. Zhekova
In-beam fast-timing measurements in $^{103,105,107}\text{Cd}$,
Physica Scripta C 84 (2011) 014324