

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Никола Јованчевић

Давид Кнежевић

Јована Николов

Експерименталне вежбе из нуклеарне физике

Нови Сад, 2022.

Садржај

Предго	вор	vi				
Вежба	1. Статистичке флуктуације	1				
1.1	Задатак	1				
1.2 Опис задатка						
	1.2.1 Увод	1				
	1.2.2 Поасонова и Гаусова дистрибуција	2				
1.3	Апаратура	7				
1.4	Поступак у раду	7				
	1.4.1 Изучавање расподеле Поасона и Гауса	7				
	1.4.2 Утицај фона на тачност мерења	9				
Вежба	2. Одређивање линеарног атенуационог коефицијента	10				
2.1	Задатак	10				
2.2	Опис задатка					
2.3	Поступак у раду	14				
	2.3.1 Апаратура	14				
	2.3.2 Поступак при мерењу	14				
Вежба	3. Одређивање периода полураспада Th_n (²²⁰ Rn, торона)	17				
3.1	Задатак	17				
3.2	Опис задатка	17				
3.3	Апаратура	19				
3.4	Поступак					
Вежба	4. Спектроскопија γ-зрака сцинтилационим спектромет-					
ром Na	I(Tl)	21				
4.1	Задатак	21				
4.2	Детекција и спектроскопија γ зрачења	22				
	4.2.1 Фотоефекат	22				

	4.2.2	Комптоново расејање	23		
	4.2.3	Ефекат стварања пара електрон-позитрон	24		
	4.2.4	Вероватноћа за детекцију γ зрака	25		
4.3	Комп	оненте спектра	25		
	4.3.1	Врх потпуне апсорпције	27		
	4.3.2	Комптонски континуум. Комптонова ивица	29		
	4.3.3	Остале компоненте спектра	30		
4.4	Резол	уција сцинтилационог детектора	31		
4.5	Опис инструмента				
4.6 Поступци у извођењу задатих експеримената					
	4.6.1	Експеримент А	36		
	4.6.2	Експеримент Б	40		
	4.6.3	Експеримент В	40		
Вежба!	5 01	пећивање активности ралиоактивног извора сцин-			
тилани	оним л	етектором	41		
5.1	Залат	ak	41		
5.2	Опис	залатка	41		
0	5.2.1	Увод	41		
	5.2.2	Ефикасност детектора	44		
	5.2.3	Одрећивање непознате активности тачкастог извора	45		
5.3	Апара	атура	47		
5.4	Посту	лак у раду	47		
	5.4.1	Одређивање ефикасности детектора	47		
	5.4.2	Одређивање непознате активности	47		
Вежба (6 Сп	ектроскопија гама-зрака и одрећивање активности			
USBOD3	HPGe	петектором	/18		
пзвора 6 1	Залат	ак вежбе	48		
6.2	Увол		48		
0.2	621	Калибрација ефикасности	50		
63	Апара		51		
6.4	Посту	Пак у ралу	51		
0.11	110015		01		
Вежба '	7. Га	ма спектрометријско мерење природне радиоактив-	-		
ности .	· · · ·		53		
7.1	Задат	ак	53		
7.2	Опис	задатка	53		
	7.2.1	Увод	53		
	7.2.2	Радиоактивна равнотежа	58		

11.3.1 Мерење	80
11.3.2 Обрада података	82
11.4 Очекивани резултати	82
Вежба 12. Гама прелази са побуђених стања деформисаног језгра	83
12.1 Задатак	83
12.2 Опис задатка	83
12.3 Поступак у раду	86
12.3.1 Мерење	86
12.3.2 Обрада података	87
12.4 Очекивани резултати	87
Вежба 13. Ротациона стања и момент инерције деформисаних јез-	
гара	88
13.1 Задатак	88
13.2 Опис задатка	88
13.3 Поступак у раду	90
13.3.1 Мерење	90
13.3.2 Обрада података	90
13.4 Очекивани резултати	91
Вежба 14. Неутронска активациона анализа	93
14.1 Задатак	93
14.2 Опис задатка	93
14.3 Поступак у раду	98
14.3.1 Мерење	98
14.3.2 Обрада података	.00
14.4 Очекивани резултати 1	.01
Вежба 15. Одређивање вредности ефикасног пресека за нуклеарне	
реакције 1	.02
15.1 Задатак	.02
15.2 Опис задатка	.02
15.3 Поступак у раду 1	.05
15.3.1 Озрачивање мете	.05
15.3.2 Одређивање флукса неутрона 1	.06
15.3.3 Гама спектроскопска мерења 1	.10
15.3.4 Израчунавање ефикасних пресека 1	.12
15.4 Обрада података 1	12
15.5 Очекивани резултати 1	.12

Вежба 16. Одређивање приноса фотонуклеарних реакција на јез-
грима бизмута
16.1 Задатак
16.2 Опис задатка
16.3 Поступак у раду 118
16.3.1 Озрачивање и мерење
16.3.2 Обрада података
16.4 Очекивани резултати
16.5 Додатак
16.5.1 Ефикасност детектора
16.5.2 Енергије гама линија
16.5.3 Времена зрачења, хлађења и мерења 123
Вежба 17. Мерење магнетног момента језгра 124
17.1 Задатак вежбе
17.2 Теоријски увод
17.3 Мерење нуклеарних оријентација
17.4 Поступак у раду 132
Литература

Предговор

У овом практикуму су представљене експерименталне вежбе које се у оквиру неколико курсева изводе на Департману за физику, Природно математичког факултета у Новом Саду.

Прва поглавља имају за циљ да упознају студенте са неким од основних техника и метода које се користе у нуклеарној физици. То су вежбе: Статистичке флуктуације, Одређивање линеарног атенуационог коефицијента, Одређивање периода полураспада (Th_h(²²⁰Rn, торона), Спектроскопија γ -зрака сцинтилационим спектрометром NaI(Tl), Одређивање активности радиоактивног извора сцинтилационим детектором, Спектроскопија γ -зрака и одређивање активности извора НРGе детектором, Гама спектрометријско мерење природне радиоактивности, Дозиметрија, Подешавање PSA параметара на течном сцинтилационом спектрометру и Одређивање ⁹⁰Sr у води детекцијом Черенковљевог зрачења.

Након тога су представљене вежбе које се односе на обраду података са правих експеримената из нуклеарне физике, где ће студенти моћи да се упознају са неколико експеримената на којима су, у већој или мањој мери, учествовали аутори овога практикума. То су: Одређивање масе деутерона, Гама прелази са побуђених стања деформисаног језгра, Ротациона стања и момент инерције деформисаних језгара, Неутронска активациона анализа, Одређивање вредности ефикасног пресека за нуклеарне реакције, Одређивање приноса фотонуклеарних реакција на језгрима бизмута и Мерење магнетног момента језгра. Експерименти су одабрани управо из тог разлога јер ће кроз њих предавачи моћи да ефикасно уведу студенте у неке од области експерименталне физике из којих имају дугогодишње искуство, те да на тај начин додатно приближе студентима посао којим се баве нуклеарни физичари. Иако су експерименти који се раде овде помало "дотеране" или поједностављене верзије експеримената, у току израде ових вежби, могуће је упознати се са великом количином стварног посла који раде истраживачи.

Фебруара 2022, у Новом Саду

Аутори

Вежба 1

Статистичке флуктуације

1.1 Задатак

- 1. Изучити Поасонову и Гаусову расподелу.
- 2. Проверити утицај фона на тачност мерења.

1.2 Опис задатка

1.2.1 Увод

Експериментално измерена величина неизбежно у себи садржи грешке које су условљене различитим узроцима. Ове грешке могу бити систематске и случајне. Систематске грешке су инструменталног порекла (лоше калибрисан инструмент, несавршеност методе или инструмента) и оне се могу отклањати. Случајне грешке су, по правилу, изазване великим бројем случајних и независних догађаја и експериментатор није у стању да на њих утиче. Да би их одредио треба да зна законе којима подлежу случајне грешке [1,2]. У нуклеарној физици, када се мере радиоактивна зрачења, мерена величина нема константну вредност већ и сама флуктуира и због тога је третирање резултата сложеније. На пример, закон радиоактивног распада има статистички карактер. Активност извора $A = \lambda \cdot N$ није константна величина јер λ представља вероватноћу да се у неком интервалу времена може распасти N атома [3]. Другим речима, ако се одабере временски интервал Δt и изврши читав низ узастопних мерења у трајању од Δt , број распада од интервала до интервала ће флуктуирати. Поставља се питање која ће вредност интензитета бити највероватнија и са којом ће грешком бити одређена?

На ово питање одговор дају Поасонова и Гаусова дистрибуција, које се могу применити на радиоактивни распад јер је установљено да он подлеже законима статистике [1].

1.2.2 Поасонова и Гаусова дистрибуција

Понекад када се решавају практични проблеми догађа се да није могуће одредити функцију расподеле случајне величине *X*. Тада се обично грубо окарактерише расподела преко неких карактеристичних величина које се називају параметри дистрибуције.

Основни параметри дистрибуције су математичко очекивање или очекивана вредност (скраћено се пише EX или μ) и дисперзија (скраћено се пише D^2X или σ^2).

Очекивана вредност EX дискретне случајне величине X, може имати све вредности x_i са одређеном вероватноћом p_i (i = 1, 2, ...) и дефинише се формулом:

$$\mu = EX = \sum_{i=1}^{\infty} x_i p_i \tag{1.1}$$

Дисперзија дискретне случајне величине X одређена је формулом:

$$\sigma^2 = D^2 X = \sum_{i=1}^{\infty} (x_i - \mu)^2 p_i$$
(1.2)

Квадратни корен дисперзије (позитивна вредност) назива се стандардно одступање случајне величине X и означава се са σ .

Ако се ради о малом броју случајних величина *X*, тада се дистрибуција измерених случајних дискретних вредности покорава Поасоновој дистрибуцији која има математичку форму:

$$W(N) = \frac{\overline{N}^N}{N!} e^{-\overline{N}}$$
(1.3)

где је N случајна дискретна величина, а \overline{N} њена средња вредност.

Ако измерене случајне дискретне вредности N задовољавају Поасонову расподелу, користећи се дефиницијама 1.1 и 1.2 није тешко одредити параметре дистрибуције.

Очекивана вредност Поасонове дистрибуције ће имати вредност:

$$\mu = \sum_{N=1}^{\infty} NW(N) \tag{1.4}$$

или

$$\mu = \sum_{N=1}^{\infty} N \frac{\overline{N}^N}{N!} e^{-\overline{N}} = \sum_{N=1}^{\infty} \overline{N} \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} e^{-\overline{N}}$$
(1.5)

Из математике је познато да се експоненцијална функција може развити у ред:

$$e^x = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{k!} \tag{1.6}$$

Ова релација се може искористити тако што се уведе променљива S = N - 1, чиме последњи израз добија форму:

$$\mu = \overline{N}e^{-\overline{N}}\sum_{S=0}^{\infty}\frac{\overline{N}^{S}}{S!} = \overline{N} \cdot e^{-\overline{N}} \cdot e^{\overline{N}}$$
(1.7)

тj.

$$\mu = \overline{N} \tag{1.8}$$

...

Другим речима, очекивана вредност Поасонове дистрибуције је средња вредност.

Дисперзија или осипање дискретне случајне величине у Поасоновој дистрибуцији одређује се помоћу дефиниције 1.2 тј.:

$$\sigma^2 = \sum_{N=0}^{\infty} (N - \overline{N})^2 W(N) = \sum_{N=0}^{\infty} (N - \overline{N})^2 \frac{\overline{N}^N}{N!} e^{-\overline{N}}$$
(1.9)

Разлика у почетној вредности суме у 1.9 (N = 0) у односу на 1.2 (i = 1) потиче од тога што се у суми у 1.2 индекс i односи на потенцијалне вредности x_i које могу имати било коју нумеричку вредност у зависности од конкретног случаја, док се у 1.9 индекс N односи на конкретне вредности броја распада у неком временском интервалу, које могу имати целобројне вредности почевши од 0. Овде је неопходно приметити да је у 1.4 сума почињала од јединице, што делује контрадикторно са претходно изреченим, али чињеница да би први члан у 1.4, уколико би сума почињала од N = 0, био једнак 0, омогућава да сума у 1.4 може да почне од 0 или 1 у зависности од тога која од ових форми је погоднија за касније извођење, док у случају 1.9 први члан (N = 0) није у општем случају једнак нули. Ако се изврше назначене операције под сумом, добија се:

$$\sigma^{2} = e^{-\overline{N}} \sum_{N=0}^{\infty} (N^{2} - 2N\overline{N} + \overline{N}^{2}) \frac{\overline{N}^{N}}{N!} =$$

$$= e^{-\overline{N}} \sum_{N=0}^{\infty} \left(N^{2} \frac{\overline{N}^{N}}{N!} - 2N\overline{N} \frac{\overline{N}^{N}}{N!} + \overline{N}^{2} \frac{\overline{N}^{N}}{N!} \right) =$$

$$= e^{-\overline{N}} \left(\sum_{N=1}^{\infty} \overline{N} N \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} - 2\overline{N}^{2} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} + \overline{N}^{2} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\overline{N}^{N}}{N!} \right)$$

$$(1.10)$$

Између другог и трећег корака у 1.10 извршено је преуређивање чланова ради лакшег извођења. У првом и другом члану унутар заграде суме почињу од N = 1 јер је очигледно из другог реда у 1.10 да је члан код којег је N = 0 једнак нули, као што је већ објашњено у претходном пасусу. Суме у другом и трећем члану унутар заграде у 1.10 се сад могу израчунати. Сума у трећем члану се рачуна директно користећи 1.6, док се код суме у другом члану прво уводи смена S = N - 1 као у 1.7, а потом се ова сума израчуна помоћу 1.6. Након ових операција, други и трећи члан унутар заграде се могу написати у другачијој форми и њихова вредност ће тада бити:

$$-2\overline{N}^2 e^{\overline{N}} + \overline{N}^2 e^{\overline{N}} = -\overline{N}^2 e^{\overline{N}}$$
(1.11)

Како би се израчунао први члан у загради неопходно је користити мало математичких трикова. Наиме, могуће је записати да је N = N - 1 + 1, како би се омогућило раздвајање сума на делове који се могу израчунати помоћу 1.6. Применом овог поступка се добија:

$$\sum_{N=1}^{\infty} \overline{N}N \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} = \sum_{N=1}^{\infty} \overline{N}(N-1+1) \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} =$$
$$= \sum_{N=1}^{\infty} \overline{N}(N-1) \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} + \sum_{N=1}^{\infty} \overline{N} \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} =$$
$$= \overline{N}^{2} \sum_{N=2}^{\infty} \frac{\overline{N}^{N-2}}{(N-2)!} + \overline{N} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\overline{N}^{N-1}}{(N-1)!} = \overline{N}^{2} e^{\overline{N}} + \overline{N} e^{\overline{N}}$$
(1.12)

Код прве суме је између другог и трећег реда у 1.12 искоришћена чињеница да је члан код којег је N = 1 једнак 0, те је индекс сумирања промењен са 1 на 2. Потом су ове суме рачунате тако што су уведене смене S = N - 2 у прву суму и S' = N - 1 у другу суму, након чега је примењена релација 1.6. Ако се сада вредности 1.12 и 1.11 уврсте у 1.10 добиће се:

$$\sigma^2 = e^{-\overline{N}} (\overline{N^2} + \overline{N} - \overline{N^2}) e^{\overline{N}} = \overline{N}$$
(1.13)

Стандардна девијација или одступање од средње вредности ће бити квадратни корен од 1.13:

$$\sigma = \pm \sqrt{\overline{N}} \tag{1.14}$$

где је

$$\overline{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} N_i \tag{1.15}$$

Ако очекивана или средња вредност дистрибуције буде $\overline{N} > 20$, Поасонова дистрибуција прелази у Гаусову и дата је следећим изразом:

$$W(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{N}}} e^{-\frac{(N-\overline{N})^2}{2\overline{N}}}$$
(1.16)

На сличан начин као што је то био случај за Поасонову, одређује се очекивана вредност и у Гаусовој дистрибуцији:

$$\mu = \overline{N} \tag{1.17}$$

тј. очекивана вредност је једнака средњој вредности.

Дисперзија за Гаусову дистрибуцију се дефинише као:

$$\sigma^2 = \sum_{N=-\infty}^{N=+\infty} (N - \overline{N})^2 W(N)$$
(1.18)

где је W(N) дато изразом 1.16, а $(N - \overline{N})$ представља одступање од појединачних дискретних случајних вредности N. Ако се изврши велики број мерења N, израз 1.18 се може написати у следећој форми:

$$\sigma^{2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (N_{i} - \overline{N})^{2}$$
(1.19)

где n представља број мерених вредности дискретне случајне величине N, а \overline{N} се може одредити користећи једначину 1.15.

На крају се може закључити да је и Поасонова и Гаусова дистрибуција окарактерисана са два параметра \overline{N} и σ . \overline{N} представља вредност којој одговара највећа вероватноћа у дистрибуцији и због тога је она добила назив највероватнија вредност или по математичкој дефиницији математичко очекивање (нада) или очекивана вредност. σ представља стандардно одступање од средње вредности \overline{N} , или како се чешће назива стандардна грешка.

Ако се изврши једна серија мерења, тада ће највероватнија вредност бити средња вредност \overline{N} , одређена са тачношћу $\pm \sigma$ тј. са стандардном грешком. Ако је средња вредност N < 20 дистрибуција резултата треба да задовољи Поасонову расподелу, а ако је N > 20, резултати мерења ће се дистрибуирати по Гаусовој расподели. Ширина дистрибуције на половини висине има вредност 2σ а површина која је њом захваћена представља 68% укупне површине под кривом дистрибуције. Све вредности које се налазе унутар ње су $\overline{N} \pm \sqrt{N}$, односно $\overline{N} \pm \sigma$. На слици 1.1 приказане су дистрибуције Поасона за средње вредности $\overline{N} = 6$ и $\overline{N} = 12$.

Са повећањем броја догађаја повећава се и ширина расподеле, међутим спорије него што расте N. Другим речима, апсолутно расте стандардна грешка σ , али се релативна грешка смањује, што се може приказати на следећи начин:

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{1.20}$$

где је δ релативна грешка. Овај израз је врло погодан јер се помоћу њега може за задату тачност, односно грешку, одредити одброј N, којег треба сакупити при мерењу. Рецимо, ако желимо да грешка мерења буде 1%, тада је $\delta = 0.01$, а одброј N:

$$N = \frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{0.01^2} = 10^4 \tag{1.21}$$



Слика 1.1: Дистрибуције Поасона за средње вредности $\overline{N} = 6$ (плава линија) и $\overline{N} = 12$ (црвена линија).

1.3 Апаратура

Може се користити GM бројач и електроника која је потребна за овај тип детектора или се користи сцинтилациони детектор.

1.4 Поступак у раду

1.4.1 Изучавање расподеле Поасона и Гауса

А. Извршити серију од 400 мерења. Изабрати временски интервал тако да је одброј $\overline{N} = 7-8$ импулса. Затим, резултате приказати табеларно као

N	Бележење резултата	Апсолутна фреквенција	Релативна фреквенција	Теоријски прорачун
1		1	0.0067	0.0174
2		4	0.0265	0.0506
3	++++ ++++	14	0.0927	0.0980
4	++++ ++++ ++++ ++++ 111	23	0.1523	0.1423
5	++++ ++++ ++++	22	0.1456	0.1654
6	++++ ++++ ++++ ++++	29	0.1920	0.1601
7	++++ ++++ ++++ ++++ ++++ ++++ ++++ ++	29	0.1920	0.1329
8	++++ ++++	16	0.1059	0.0965
9	++++ ++++	11	0.0728	0.0623
10		2	0.0132	0.0362
	Σ	151	0.9997	0.9617

Табела 1.1: Пример представљања експерименталних резултата.

што је приказано у табели 1.1. После ових операција одредити средњу вредност \overline{N} , која се може поставити у следећој форми (рачун је дат за податке из табеле 1.1):

$$\overline{N} = \frac{1}{n} \sum_{i} N_{i} = \frac{\sum_{i=1}^{N} N_{i} f_{i}}{\sum_{i=1}^{N} f_{i}} = \frac{877}{151} = 5.80$$
(1.22)

где је f_i апсолутна фреквенција неког догађаја (укупан број тих догађаја током целог мерења). Након тога израчунати вероватноће из Поасонове дистрибуције и упоредити их са релативном фреквентном дистрибуцијом.

Релативну фреквентну дистрибуцију представити хистограмски на графику као што је приказано на слици 1.2. На истом графику нацртати теоријску Поасонову дистрибуцију, али пуном линијом. Исти поступак применити и за испитивање Гаусове дистрибуције, с том разликом што ће се бирати такав временски интервал да буде $\overline{N} = 20 - 25$.

Са графика одредити стандардну девијацију σ .



Слика 1.2: Експериментално одређена дистрибуција.

1.4.2 Утицај фона на тачност мерења

У току неколико минута измерити фон бројача (N_1) , тј. извршити мерење без присуства извора, затим принети извор бројачу и одредити одговарајући одброј N_2 . Решити следеће задатке:

А. Ако је на располагању 10 минута, распоредити време тако да се постигне максимална тачност за одређивање односа одбројавања N_1/N_2 .

Б. Колико треба утрошити времена да би разлика одбројавањ
а N_1-N_2 била одређена са 1% тачности?

Вежба 2

Одређивање линеарног атенуационог коефицијента

2.1 Задатак

1. Одредити линеарни и масени атенуациони коефицијент олова.

2. Користећи се графиком одредити енергију
 γ кванта на основу линеарног и масеног атенуационог ко
ефицијента.

3. Користећи податке из претходна два експеримента и табеларних пресека за фотоефекат, Комптоново расејање и пар ефекат, одредити Авогадров број.

2.2 Опис задатка

Механизам губљења енергије γ кванта, као и било ког електромагнетног зрачења, када пролази кроз неки медијум, одиграва се преко три ефекта [3]:

- фотоефекат;
- Комптоново расејање (некохерентно расејање);
- пар ефекат.

Прва два процеса одигравају се искључиво на електронима из омотача језгра атома, док се трећи процес може догодити и у околини језгра, што је условљено енергијом упадног γ кванта.

У првом и трећем процесу γ квант се губи из упадног снопа, док се у другом процесу он само расејава и мења таласну дужину, односно енергију. Према томе, интегрални процес који настаје услед проласка γ кваната кроз медијум огледа се у слабљењу интензитета упадног снопа, а не само у апсорпцији, јер се и расејани γ квант ефективно уклања из снопа. Тако колимисаном снопу γ кваната са почетним интензитетом I_0 , када прође кроз неки медијум дебљине dx, после проласка ће се интензитет смањити за вредност:

$$\mathbf{d}I = -\mu I \mathbf{d}x \tag{2.1}$$

где је μ атенуациони коефицијент. Предзнак минус са десне стране једначине означава да је интензитет упадног снопа ослабио. Ако се једначина 2.1 интеграли, добија се вредност интензитета I после проласка кроз заклон дебљине x и она износи:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.2}$$

Када се дебљина апсорбера изражава у метрима, μ ће имати димензије $[m^{-1}]$ и тај коефицијент се назива линеарни атенуациони коефицијент.

Ако се, међутим, дебљина изрази у јединици масе по јединици површине $[kg/m^2]$, тада се добија коефицијент μ_m који има димензије $[m^2/kg]$ и назива се масени атенуациони коефицијент.

Масени атенуациони коефицијент се лако може одредити ако су познати линеарни атенуациони коефицијент и густина ρ медијума кроз који пролази сноп γ зрачења и то као:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \, [\text{kg/m}^2] \tag{2.3}$$

Веома је корисно увести још један појам, а то је полудебљина, која се обично обележава са $d_{1/2}$. По дефиницији, то је она дебљина која смањи



Слика 2.1: Принцип мерења атенуације зрачења.

интензитет упадног снопа зрачења на половину његове почетне вредности, тј. $I = I_0/2$. Ако се дефиниција полудебљине уведе у 2.2, лако се може успоставити корисна веза између полудебљине $d_{1/2}$ и атенуационог коефицијента μ на следећи начин:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \, [m]$$
 (2.4)

где се уместо линеарног атенуационог коефицијента μ може користити и масени атенуациони коефицијент μ_m . Који се коефицијент користи зависиће од тога у којим јединицама се жели добити полудебљина.

Као што је раније споменуто, три ефекта су пресудна за атенуацију интензитета упадног снопа γ -зрачења када оно пролази кроз одговарајући медијум. За дати хомогени медијум одређеног Z (редни број у периодном систему), постојаће одређена вероватноћа да ће упадни сноп γ кваната интераговати са медијумом преко фото, Комптоновог или пар ефекта. Вероватноћа се увек одређује преко пресека за интеракцију σ_{tot} . У овом случају укупни пресек σ_{tot} се може представити као:

$$\sigma_{tot} = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \tag{2.5}$$

где је: σ_f - пресек за фотоефекат, σ_c - пресек за Комптоново расејање и σ_p - пресек за стварање парова.

Енергија у зрака	Расејање			Пар ефекат	
(MeV)	Кохерентно [barn/at]	Некохерентно [barn/at]	Фотоефекат	Jезгро [barn/at]	Електрон [barn/at]
0.10	100	40.4	1870	-	-
0.15	64	36.4	626	-	-
0.20	49	33.3	289	-	-
0.30	36.2	29.0	98.2	-	-
0.40	30.1	26.0	49.4	-	-
0.50	26.3	23.7	28.5	-	-
0.60	23.8	21.9	15.6	-	-
0.80	20.3	19.27	10.5	-	-
1.00	18.0	17.32	6.2	-	-
1.50	14.4	14.07	2.98	0.55	-
2.00	12.2	12.00	1.80	1.72	-
3.00	9.51	9.44	0.95	3.93	0.004
4.00	7.91	7.87	0.63	5.76	0.015
5.00	-	6.79	0.47	7.25	0.028
6.00	-	6.00	0.38	9.47	0.042
8.00	-	4.91	0.26	10.5	0.069

Табела 2.1: Ефикасни пресеци за олово [4].

Како између линеарног атенуационог коефицијента и пресека постоји следећа релација:

$$\mu = n\sigma_{tot} \tag{2.6}$$

где *n* представља број атома по m^3 (концентрацију), могуће је линеарни атенуациони коефицијент повезати са Авогадровим бројем, преко израза за концентрацију (користећи n = N/V, $N/N_A = m/M$ и $m = \rho V$:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N\rho}{m} = \frac{\rho}{M}N_A \tag{2.7}$$

где је: ρ густина материјала, M моларна маса и N_A Авогадров број.

Ако се израз 2.7 уврсти у једначину 2.6, Авогадров број N_A се може одредити преко линеарног атенуационог коефицијента као:

$$N_A = \mu \frac{A}{\rho} \frac{1}{\sigma_{tot}} \tag{2.8}$$

У изразу 2.8 μ се одређује експериментом, док су A и ρ познате величине (мора се знати који се материјал користи приликом извођења експеримента). σ се одређује из табеле по једначини 2.2. Вредности пресека за олово дате су у табели 2.1.

2.3 Поступак у раду

2.3.1 Апаратура

Да би се одредиле величине које се траже у задатку, потребна је апаратура која је приказана на слици 2.2, а састоји се од: 1 - GM бројача, 2 - колиматора, 3 - апсорпционих плочица од олова, 4 - радиоактивног извора (137 Cs или 207 Bi, 60 Co).



Слика 2.2: Експериментална поставка.

2.3.2 Поступак при мерењу

Линеарни атенуациони коефицијент материјала зависи од енергије монохроматског гама зрачења који пролази кроз њега. Уколико кроз ма-

Број плочице — Дебљина плочице (m) Интезитет $I(t^{-1}), (I \pm \Delta I)$ 0 1 2 ...

Табела 2.2: Бележење експерименталних података.

теријал пролази више различитих дискретних гама линија, или сноп гама зрака континуалних или квазиконтинуалних енергија, анализа се значајно компликује. Да би се заобишли ови проблеми, у овој вежби ће се користити затворен извор ¹³⁷Cs који емитује гама кванте само једне енергије 661 keV. Мали проблем је што осим овог зрачења, емитује и х-зраке енергије 32 keV. Овај проблем се лако заобилази тако што се између детектора и извора стави алуминијумска плочица која ће практично потпуно зауставити х-зраке, а занемарљиво мало атенуирати гама кванте од 661 keV. У случају да је извор отворен, ова плочица би елиминисала и β честице које настају приликом распада, а које се у затвореним изворима највећим делом апсорбују у материјалу у којем је извор затворен.

Ако се једначина 2.2 логаритмује са основом е, добија се:

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x \tag{2.9}$$

Дакле, ако се прати промена природног логаритма интензитета гама зрачења са променом дебљине материјала кроз коју зрачење пролази, коефицијент правца у овој линеарној зависности ће бити управо тражени линеарни атенуациони коефицијент.

Прво се одреди интензитет I_0 , тј. одброји се број импулса GM бројачем и то без апсорбера (осим алуминијумске плочице која апсорбује β честице емитоване из отворених извора, а у случају затвореног извора цезијума нискоенергетске х-зраке). Затим се стављају плочице за које претходно треба одредити дебљину у $[kg/m^2]$ или у [m]. Даље се у експерименту прати слабљење интензитета у функцији дебљине апсорбера. Добијене резултате приказати у табели 2.2, која треба да садржи информације о дебљини плочице, времену мерења и интензитету зрачења, са одговарајућим грешкама.

- Обратити пажњу приликом избора временског интервала мерења. Избор направити тако да се сва мерења врше са истом статистичком грешком.
- Пре мерења одредити "фон" и одузети га од сваког појединачног измереног резултата.
- После одузимања "фон"-а одредити грешку за свако мерење.
- Резултате из табеле приказати и графички. На ординату нанети $\ln I \pm \Delta \ln I$ у функцији дебљине плочице [m] или [g/m²].
- Одредити масени атенуациони коефицијент, помоћу формуле 2.2. При том користити табелу 2.2 и график из претходне тачке. Такође одредити грешку одређене вредности.
- Прибавити од руководиоца вежби график на којем је дат масени атенуациони коефицијент у функцији енергије и помоћу њега одредити енергију γ зрака са одговарајућом грешком.
- Користећи атенуациони коефицијент, помоћу формуле 2.8 одредити Авогадров број са одговарајућом грешком.
- Одредити полудебљину материјала користећи формулу 2.4.

Вежба З

Одређивање периода полураспада Th_n (²²⁰Rn, торона)

3.1 Задатак

1. Одредити период полураспада краткоживећег изотопа
 Th_n (торона) помоћу јонизационе коморе.

3.2 Опис задатка

Радиоактивни Th_n (торон) је члан торијумовог (4n) низа. Th-низ се може графички представити као на слици 3.1. Очигледно је да Th_n (еманација, ²²⁰Rn) настаје распадом:

$$ThX(^{228}Th) \xrightarrow{\alpha} Th_n(^{224}Ra) \xrightarrow{\alpha} ThA(^{220}Rn)$$
(3.1)

а и сам торон је радиоактиван те се емисијом α честице распада у ThA. Због тога што је у гасовитом стању, у време када је откривен добио је назив еманација. Захваљујући тој околности што је у гасовитом стању, лако га је издвојити из Th-низа и мерити.



Слика 3.1: Радиоактивни низ ²³²Th [5].

По дефиницији период полураспада је онај временски период за који се почетни број радиоактивних атома N_0 распадне на половину своје првобитне вредности $N_0/2$. Ако се ова дефиниција укључи у закон радиоактивног распада, није тешко успоставити везу између периода полураспада $T_{1/2}$ и константе распада λ . Ова веза је дата изразом [3]:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{3.2}$$

Период полураспада варира за различите радиоактивне изотопе у границама од 10^{-7} s до 10^{10} година. Како су разлике у периодима полураспада велике, постоје и различите методе за његово одређивање.

У овој вежби је потребно одредити период полураспада краткоживећег изотопа. Поступак одређивања периода полураспада се своди на мерење броја распада језгра у јединици времена, тј. dN/dt у функцији времена t под непромењеним експерименталним условима. Резултати се обично приказују у семилогаритамском графику тј. на ординату се

нанесе $\ln(dN/dt)$, а на апсцису времена у којима је вршено мерење. Ако су мерења правилно изведена, одброј N_t треба да се мења по закону:

$$N_t = N_0 e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}} \tag{3.3}$$

Ако се једначина 3.3 логаритмује са основом е, добија се:

$$\ln N_t = \ln N_0 - \ln 2 \cdot \frac{t}{T_{1/2}} \tag{3.4}$$

Једначина 3.4 показује да експоненцијални закон радиоактивног распада, када се постави у логаритамском облику (није неопходно да основа логаритма буде е, али на овај начин се добија наједноставнији облик једначине), говори да логаритам одброја $\ln N_t$ линеарно зависи од времена. На основу овога може се извући следећи закључак: ако се логаритам одброја неког радиоактивног препарата линеарно мења са временом, тада у препарату постоји само један радиоактивни изотоп.

Период полураспада са семилогаритамског графика се може одредити линеарним фитом, а такође се може одредити и помоћу било које две тачке $(\ln N_1, t_1)$ и $(\ln N_2, t_2)$ на правој на следећи начин:

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{t_2 - t_1}{\ln N_1 - \ln N_2} \tag{3.5}$$

или

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{t_2 - t_1}{\ln \frac{N_1}{N_2}} \tag{3.6}$$

Према формули 3.6 следи да се описани метод може користити само у случају када мерени радиоактивни изотоп има релативно кратак период полураспада.

3.3 Апаратура

Апаратура за мерење периода полураспада Th_n приказана је на слици 3.2.



Слика 3.2: Мерна апаратура се састоји од: 1. јонизационе коморе; 2. извора високог напона; 3. инструмента за мерење струје; 4. пластичне боце у којој се налази Th_n.

3.4 Поступак

1. Напон напајања поставити на 2000 V.

2. Довести казаљку инструмента за мерење струје на нулу.

3. Пумпати Th_n док казаљка не покаже максималну струју. Тада штипаљком одвојити пумпу од коморе.

4. Пратити како опада струја јонизационе коморе у функцији времена, тј. мерити време на одређеним вредностима струје. Овај поступак поновити 10 до 15 пута. Податке унети у табелу.

5. За сваку вредност струје наћи средње време и грешку.

6. Нацртати график такав да се на ординату нанесе $\ln I$, а на апсцису средње вредности времена са одговарајућим грешкама.

7. На крају одредити период полураспада графичким и рачунским путем, користећи формулу 3.6.

Вежба 4

Спектроскопија **γ**-зрака сцинтилационим спектрометром NaI(Tl)

4.1 Задатак

1. Одредити резолуцију и извршити енергијску калибрацију сцинтилационог спектрометра.

2. Извршити анализу спектра $^{60}\mathrm{Co}$
и $^{137}\mathrm{Cs.}$

3. Одредити енергије прелаза непознатом извору γ зрака.

4. Одредити релативне интензитете
 γ прелаза измерених у делу задатка под 2.

4.2 Детекција и спектроскопија у зрачења

Сваки гама зрак има дискретну енергију, и та енергија је карактеристика извора (изотопа) који га емитује [2,3]. Ова чињеница формулише основу спектометрије гама зрака: мерењем енергије гама зрака, могуће је одредити извор радијације. Са друге стране, када се лоцира енергија, на основу интензитета линије коју емитује тај извор, могуће је одредити и активност извора.

Сцинтилациони детектори се користе за детекцију и спектроскопију нуклеарног зрачења. Детекција и спектроскопија γ зрачења помоћу NaI(Tl) заснива се на три ефекта који настају проласком γ зрака кроз сцинтилатор. То су: фотоефекат, Комптонов ефекат и ефекат стварања парова. Наиме, електрони настали путем ових ефеката врше јонизацију и ексцитацију у монокристалу сцинтилатора.

4.2.1 Фотоефекат

У фотоелектричним процесима целокупна енергија упадног фотона је апсорбована везаним електронима атома и појављује се у виду кинетичке енергије електрона избачених из електронског омотача атома. Кинетичка енергија избачених електрона ће тада бити једнака разлици између енергије упадног фотона и енергије везе слоја (нивоа) са којег је електрон избачен, што се може записати у следећој форми:

$$E^e_{kin} = E_\gamma - E^v_i \tag{4.1}$$

где E_i^v представља енергију везе *i*-тог слоја у атому, који може бити К, L, M, N итд.

Да би се десио фотоефекат потребно је да енергија упадног фотона буде већа од енергије везе електрона у омотачу атома, тј. да је $E_{\gamma} > E_i^v$, где *i* може бити K, L, M, N итд. слој. Као резултат фотоефекта, у атомима сцинтилатора појавиће се непопуњени слојеви у електронском омотачу, што ће условити прегруписавање електрона или њихове прелазе са виших слојева на слојеве са нижим потенцијалним енергијама. Као последица ових прелаза јавља се емисија Х-зрака или Аугерових електрона, карактеристичних за атоме сцинтилатора (у овом случају јода – I). Овај низ догађаја који се десио, траје релативно кратко у односу на друге временски зависне процесе у сцинтилатору. Настали X-зрак у примарном фотоефекту и сам ће бити апсорбован у сцинтилатору преко секундарног фотоефекта. На тај начин ће целокупна енергија упадног фотона бити апсорбована унутар сцинтилатора (детектора).

4.2.2 Комптоново расејање

У процесу Комптоновог расејања упадни фотон се еластично расејава на слободном електрону, тако да они између себе расподеле енергију упадног фотона на следећи начин:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \tag{4.2}$$

$$T_e = E_{\gamma} - E_{\gamma}' = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

$$\tag{4.3}$$

где је E_{γ} енергија упадног γ зрака, T_e енергија расејаног електрона, $\alpha = E_{\gamma}/mc^2$, а θ угао између правца упадног примарног γ зрака и расејаног фотона. На основу горњих релација може се закључити да ће се енергијски спектар расејаних електрона простирати од нулте енергије ($\theta = 0^\circ$), до максималне енергије ($\theta = 180^\circ$), која је нешто нижа од енергије упадног фотона и рачуна се на следећи начин:

$$T_{e^-}^{max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{1}{2}\frac{mc^2}{E_{\gamma}}}$$
(4.4)

Енергија расејаних фотона тада се налази између енергије упадног фотона и минималне вредности (која је увек мања од $mc^2/2 = 0.257 \text{ MeV}$). На слици 4.1 приказана је дистрибуција комптоновски расејаних електрона по енергијама, која је добијена када се интеграли диференцијални пресек расејања по свим угловима за примарну енергију фотона од 0.5 MeV.

Моноенергијски извор γ радијације ће тако произвести енергијску дистрибуцију електрона као резултат интеракције преко Комптоновог процеса.



Слика 4.1: Шематски приказ теоријске дистрибуције електрона по енергијама за комптонску и фотоелектричну интеракцију у детектору NaI(Tl) упоређене са експерименталном расподелом добијеном са детектором NaI(Tl) димензија 3″ × 3″.

4.2.3 Ефекат стварања пара електрон-позитрон

Ако је енергија упадног фотона већа од енергије мировања електронпозитронског пара (1.02 **MeV**), тада је могуће да упадни фотон у детектору креира електрон-позитронски пар. Овај процес се догађа у Кулоновом пољу језгра. У овом процесу енергија γ зрака се распоређује на стварање електрон-позитронског пара и на њихову кинетичку енергију, што се може представити изразом:

$$E_{\gamma} = 2mc^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \tag{4.5}$$

Позитрон је нестабилан ако се нађе успорен у пољу електрона, те се догоди да се ове две честице анихилирају уз емисију два фотона једнаких енергија. Енергија анихилације тачно је једнака енергији њихових маса мировања. Интеракција преко стварања електрон-позитронског пара манифестоваће се директно у губитку енергије, који је једнак примарној енергији упадног фотона умањеној за енергију $2mc^2 = 1.02 \text{ MeV}$, или

што је исто $E_{\gamma} - 1.02 \text{ MeV}$. Како позитрон приликом анихилације са фотоном ствара два гама зрака од 511 keV, уколико се оба ова гама зрака детектују, тада ће целокупна енергија гама зрака бити апсорбована унутар детектора.

У детектору, после стварања електрон-позитронског пара, упадни γ зрак може изгубити енергију од $E_{\gamma} = 1.02 \text{ MeV}$, па све до примарне вредности његове енергије.

4.2.4 Вероватноћа за детекцију γ зрака

Укупна вероватноћа за детекцију
 γ зрака може се представити на следећи начин:

$$\tau = \tau_f + \tau_c + \tau_p \tag{4.6}$$

где су τ_f , τ_c и τ_p вероватноће за одвијање фотоелектричног ефекта, Комптоновог расејања и процеса стварања пара електрон-позитрон, респективно. Ова вероватноћа је директно пропорционална тоталном масеном атенуационом коефицијенту (μ_m). Појединачни доприноси од фотоелектричног, Комптоновог и пар ефекта за NaI приказани су на слици 4.2.

Тотални атенуациони коефицијент приказан је као функција енергије упадног γ зрака. Изучавањем графика 4.2 није тешко уочити који ће тип интеракције бити доминантан за одређену енергију γ зрака.

4.3 Компоненте спектра

Еквилибријумске серије распада калијума, урана и торијума имају свака своје карактеристичне линијске спектре. Теоријски и реалан спектар торијума су приказани на Слици 4.3. На овој слици лево је представљена теоријска апстракција која представља расподелу енергије фотона емитованих у извору. Свака линија спектра приказује енергију и релативни интензитет гама зрака у радиоактивном низу. Међутим, ове енергије оригиналних фотона, које се чак и без интеракције са детектором не могу приказати као једноставне линије (услед ефеката попут релативног кретања и Хајзенберговог принципа неодређености), не остављају увек пуну енергију унутар детектора највише услед Комптоновог расејања у



Слика 4.2: Масени атенуациони коефицијент (μ_m) за NaI(Tl) дат у функцији енергије γ зрака. Црна линија - допринос расејања, црвена линија - допринос фотоелектричног ефекта, плава линија- допринос креирања пара електрон-позитрон, љубичаста линија -укупан атенуациони коефицијент, зелена линија укупан атенуациони коефицијент без доприноса кохеретног расејања [4].

извору, у детектору, као и материјалу између извора и детектора (постоје и други процеси, који ће бити касније поменути, али Комптоново расејање има главни допринос). Пример оваквог, реалног, спектра дат је на истој слици са десне стране.

Дакле, услед одређених ефеката, не остављају сви гама зраци исту количину енергије у детектору. Најбитнија компонентна гама спектра је управо врх потпуне апсорпције, који настаје када упадни гама фотон остави сву своју енергију у детектору. Врхови потпуног одброја могу представљати само мали део укупног одброја, али су они ти који дају корисну информацију. Остатак представља спектрални контину-



Слика 4.3: Теоретски торијумов емисиони спектар близу извора (лево) и спектар снимљен NaI(Tl) детектором (десно).

ум, непожељан, али неизбежан.

4.3.1 Врх потпуне апсорпције

Количина енергије депонована у детектору ће бити једнака енергији фотона само у следећим случајевима [1,2]:

- фотоелектрични ефекат;
- један или више случајева Комптоновог расејања праћеног фотоелектричним ефектом;
- производња парова праћена фотоелектричном апсорпцијом оба анихилациона фотона, што се може десити после једног или више Комптонових расејања.

Код случаја фотоелектричног ефекта потребно је да се испуне и следећи услови:

• X зраци атома детектора, који се емитују услед преуређења електронских омотача након емисије фотоелектрона, морају бити апсорбовани у кристалу. Они који избегну апсорпцију, доприносе тзв.



Слика 4.4: Шематски приказ неких од интеракција које доводе до потпуне апсорпције енергије фотона (горе) и допринос ових интеракција спектру (доле).

врховима избегавања X зрака (X ray escape peak) на енергијама нижим од врха пуне енергије;

- фотоелектрони морају да изгубе сву енергију унутар осетљиве запремине кристала. Губици на закочно зрачење и избегли фотоелектрони доприносе континууму висине импулса од нуле до пуне енергије;
- ефекти замки и губитака у сакупљању наелектрисања морају бити занемарљиво мали. Ако нису, догађај ће доприносити нискоенергијском репу врха пуне енергије.

Допринос фотоефекта гама спектру је приказан на Слици 4.4.


Слика 4.5: Шематски приказ неких од интеракција које доводе до непотпуне апсорпције енергије фотона (горе) и допринос ових интеракција спектру (доле).

4.3.2 Комптонски континуум. Комптонова ивица

Док фотоелектрични ефекат преовлађује на ниским енергијама, Комптонов ефекат је најчешћи процес у енергијском интервалу од 150 keV од 9 MeV. Они комптонски електрони чија се енергија апсорбује у детектору доприносе континуалној расподели која се протеже од нулте енергије до енергије:

$$E_{max} = \frac{E}{1 + \frac{m_0 \cdot c^2}{2E}} \tag{4.7}$$

где је Е енергија примарног фотона, а m_0c^2 енергија мировања елек-

трона. Приказ оваквог расејања је дат на Слици 4.5. Наравно, оваква идеална комптонска ивица није могућа и у пракси је, услед ограничене резолуције детектора, увек размазана. Такође, расејани фотон може опет да интерагује у кристалу. Ако интерагује преко фотоелектричног ефекта, укупни импулс доприноси врху пуне енергије. У случају да се расејани фотон поново комптонски расеје, а секундарни фотон побегне из кристала, импулс се појављује на произвољном месту у континууму испод врха укупне енергије, а изнад Комптонове ивице.

4.3.3 Остале компоненте спектра

Анихилациони врх и врхови једноструког и двоструког избегавања: Интересантна ситуација се дешава када високоенергетски фотон ($E_{\gamma} > 1022 \text{ keV}$) почиње секвенцу стварања пара електрон-позитрон након чега ће у неком тренутку доћи до анихилације позитрона и стварања два анихилациона фотона енергије 511 keV. Неки од анихилационих фотона могу да напусте детектор. Не постоји могућност разликовања два фотона који се производе анихилацијом позитрона, и могу се десити следећи екстремни случајеви (ако фотон који интерагује са детектором остави целокупну енергију), слика 4.6 [1,2]:

- Оба анихилациона фотона се тотално апсорбују, овај догађај улази у врх пуне енергије;
- само један анихилациони фотон се апсорбује, док други напушта детекор: једноструко избегавање;
- ниједан од два фотона се не апсорбује тотално: двоструко избегавање;
- ако се производња пара деси у окружујућем материјалу који представља штит детектора, постоји могућност да ће један од два анихилациона фотона оставити енергију унутар детектора. Када се ово деси, може се уочити анихилациони пик на 511 keV.

Како се ово манифестује у спектру? Ако оба кванта напусте кристал, врх двоструког избегавања се налази на енергији Е – 1022 keV, где је Е енергија фотона из извора. Ако један од њих интерагује у кристалу он или доприноси врху једноструког избегавања на енергији Е – 511 keV



Слика 4.6: Шематски приказ положаја врхова једноструког и двоструког избегавања у односу на врх пуне апсорпције.

или континууму између Е – 1022 keV и Е – 511 keV. Интеракција оба кванта са детектором може довести до сумарног импулса који одговара врху пуне енергије, или импулса у континууму између Е – 511 keV и Е.

Утицај околног материјала на облик спектра: Фотони емитовани из извора могу да интерагују и са материјалима који окружују кристал. Резултујући секундарни фотони, тј. Х-зраци, комптонски расејани и анихилациони кванти могу допрети до кристала и тако допринети мереном спектру.

Последица фотоелектричног ефекта је побуђени атом који емитује карактеристичне Х-зраке. Услед тога се у спектру могу видети карактеристични Х-зраци из елемената који се налазе у околини кристала, попут заштите колиматора.

4.4 Резолуција сцинтилационог детектора

Енергијска резолуција детектора се дефинише као способност детектора да разликује два γ зрака блиских енергија. Пошто је битна информација садржана под "фотоврхом", као практична мера за резолуцију

се узима ширина "фотоврха" на половини његове висине, или како се то још назива "инструментална линијска ширина". Инструментална линијска ширина уведена је због тога што ширина једне исте "фотолиније" зависи и од инструмента на ком се врши мерење, као и од енергије γ зрака. Међутим, комплетна дефиниција резолуције или моћи разлагања спектрометра се дефинише као однос између ширине "фотолиније" на половини висине и вредности која одговара положају врха "фотолиније" у енергијској или импулсно-амплитудној скали [1,2].

Обично се као мера квалитета неког сцинтилационог спектрометра узима резолуција за фотолинију ¹³⁷Cs. ¹³⁷Cs емитује γ зрак од 0.661 MeV и за неки сцинтилациони детектор чији сцинтилатор има димензије $3"\times 3"$ износи 7.5-8.5%.

Ако се резолуција одређује у енергијској скали и изражава у процентима, тај начин приказивања се може представити у следећој форми:

$$R = \frac{\delta E}{E_{\gamma}} \cdot 100[\%] \tag{4.8}$$

где је ΔE ширина "фотолиније" на половини висине, а E_{γ} енергија упадног γ зрака. Када се на овај начин дефинише резолуција, спектрометар мора енергијски бити калибрисан.

4.5 Опис инструмента

Сцинтилациони спектрометар се састоји од монокристала NaI(Tl), фотомултипликатора и електронике.

Сцинтилатор је монокристал NaI(Tl). По природи је хигроскопан. Због тога је добро упакован у кућиште којим је заштићен од влаге. Ако паковање није коректно изведено, услед продирања влаге кристал пожути. У том случају је лош сцинтилатор и може се догодити да буде неупотребљив. Данас разне фирме комерцијално производе кристал NaI(Tl) разних димензија и форми.

Фотомултипликатор је вакуумска цев која има равну катоду на коју се кристал лепи провидним лепцима или силиконским мастима (уљима). У фотомултипликатору су смештене катода и анода, а између њих се налазе диноде. Све се оне налазе на одређеним потенцијалима, који су обезбеђени разделником напона. Напон напајања фотомултипликатора мора бити одабран тако да би функционисао у линеарном режиму рада.

Електроника представља саставни део сцинтилационог спектрометра. Она се састоји од: 1. предпојачавача (катодног појачавача), 2. линеарног појачавача, 3. диференцијалног или амплитудног анализатора (сада се користи вишеканални анализатор), 4. скалера (уређај који броји догађаје), и 5. извора ниског и високог напона напајања. На сликама 4.7 и 4.8 шематски је приказан сцинтилациони спектрометар.



Слика 4.7: Шематски приказ сцинтилационог спектрометара. 1. Извор, 2. Кристал и фотомултипликатор, 3. Разделник напона, 4.

Предпојачавач, 5. Линеарни појачавач, 6. Амплитудни анализатор, 7. Скалер, 8. Извор високог напона, 9. Извор ниског напона, 10. Вишеканални анализатор.

Предпојачавач је електронски уређај у који се доводи сигнал (импулс) који се формира на радном отпорнику фотомултипликатора [1]. Карактеристике сигнала са фотомултипликатора морају бити прилагођене улазним карактеристикама предпојачавача (поларитет сигнала, висина и време трајања). Излазни сигнал из предпојачавача, обично није много појачан, али је излаз тако прилагођен да се сигнал може даље транспортовати коаксијалним кабелом, без губитка форме и висине амплитуде. За сцинтилационе детекторе праве се специјални предпојачавачи прилагођени за ову врсту детектора. Они често имају две врсте излаза, од којих је један обично намењен за временска мерења, а други је линеаран и користи се за спектрометријска мерења, односно за мерења енергије упадног зрачења. Предпојачавач такође има два улаза, од којих један за високонапонско напајање детектора, а други за нисконапонска напајања елемената у предпојачавачу.

Линеарни појачавач првенствено служи да импулсе ниског напонског нивоа са излаза предпојачавача, или нуклеарног детектора честица,



Слика 4.8: Шематски приказ сцинтилационог спектрометара. 1. Кристал и фотомултипликатор, 2. Разделник напона, 3. Предпојачавач М-102, 4. Извор високог напона М-3002, 5. Линеарни појачавач М-1413, 6. Једноканални анализатор М-1436, 7. Скалер М-1771, 8. Мерач времена М-1480

трансформише преко појачања и уобличивача у импулс који ће на излазу бити погодан за даља мерења и анализу [1]. Импулс на излазу линеарног појачавача мора да сачува информацију садржану на улазу овог инструмента. Исто тако, висина импулса на излазу мора бити строго линеарно зависна од улазног сигнала, тј. овај однос мора остати стабилан све време мерења, без обзира колико дуго оно трајало.

Линеарних појачавача данас има много врста и њихове карактеристике обично зависе од произвођача. Међутим, неке карактеристике су им ипак заједничке [1]. Тако например, излазни сигнали су им обично моно и биполарни, висине ≈10 V. Максимална појачања могу им бити до 3000 пута и могу се мењати у скоковима и континуално. Исто тако и време трајања сигнала се може мењати, наравно у ограниченим доменима. Они се подешавају према улазу следећег инструмента у који се сигнал води. Што се тиче стабилности рада и других карактеристика, сваки произвођач уз инструмент прилаже листу са унетим релевантним карактеристикама линеарног појачавача.

Једноканални амплитудни анализатор се користи за анализу сигнала из линеарног појачавача [1]. Из линеарног појачавача на улаз једноканалног амплитудног анализатора пристижу линеарни сигнали чије су амплитуде различитих висина. На издазу једноканалног амплитудног анализатора појавиће се логички сигнали само ако у спектру улазних сигнала има и таквих чија је висина амплитуде дефинисана диференцијалним прагом $\Delta V = V_2 - V_1$, где V_1 представља доњу вредност висине прага, а V_2 горњу вредност. Диференцијални праг се обично може мењати произвољно у границама од 0.5 до 10 V. Наравно, анализа улазних сигнала је финија уколико је диференцијални праг ΔV ужи. Када се једном одабере ширина диференцијалног прага ΔV , доња вредност прага V_1 се може мењати у границама од 0.5 до 10 V, а да праг дискриминације остане непромењен. Променом вредности доњег прага V₁ се уствари врши анализа улазних сигнала по висини амплитуда. Када инструмент ради у таквом режиму, назива се диференцијални дискриминатор или једноканални амплитудни анализатор. Ако се доњи ниво дискриминације постави на минималну вредност $V_1 = 0.5 \text{ V}$, а горњи ниво на максималну вредност $V_2 = 10 V$, за такав се уређај каже да ради у интегралном режиму, тј. инструмент постаје интегрални дискриминатор и у том случају пропушта цео спектар који је био на улазу уређаја. Без обзира у ком режиму уређај ради, сигнал на излазу му је увек логички, одређене висине и форме. Ако се поред овог сигнала појаве и сигнали мањих амплитуда, инструмент је неисправан. Као што је описано, једноканалним анализатором анализа се врши само једним каналом. Међутим, уместо овог инструмента за анализу сигнала из линеарног појачавача користе се и вишеканални анализатори. На тај начин анализа добија на брзини и квалитету.

Скалер је уређај који служи за бројање улазних сигнала који обично потичу директно из детектора или са једноканалних појачавача. По начину забележавања одброја, скалери могу бити бинарни и декадни. Данас се више користе декадни скалери. Пуштање у рад скалера се врши ручно или аутоматски помоћу уређаја који су специјално грађени за ту намену. Карактеристике улаза скалера су различите и увек су дате на листи произвођача. Мртво време скалера може бити веома кратко, нпр. 50 ns, док је капацитет одброја реда 10⁶, а може бити и већи. Висина улазног сигнала је обично од 0.2 до 2 V, минималне ширине 20 ns, док му максимална ширина није ограничена.

Мерач времена је уређај помоћу којег се у рад пушта скалер. Обично се на мерачу зада време после којег је потребно да се искључи скалер. Поред тога, мерач времена се користи за аутоматски рад скалера.

Високонапонско напајање је уређај који служи као извор високог напона, високе стабилности и са могућношћу добре регулације. Излаз високог напона је обично од 50 до 3000 V једносмерног напона (понекад и више, зависно од намене) и струје од 0 до 10 mA, који се континуално могу подешавати. Стабилност извора високог напона је веома важна, посебно за сцинтилационе детекторе и она је обично реда 0.01%.

Нисконапонско напајање служи за напајање једносмерним напонима свих поменутих уређаја. Нисконапонско напајање је кутија на чијој је задњој страни постављен извор ниског напона са прикључцима или изводима. Оно је данас стандардизовано и има 12 спојева што значи да би могло да напаја 12 инструмената, међутим неки инструменти заузимају и по два места, тако да их је најчешће прикључено мање.

4.6 Поступци у извођењу задатих експеримената

Повезати електронске јединице као што је приказано на шеми са слика 4.7 и 4.8. Постоје два параметра којима се одређује појачање система: високи напон који се прикључује на фотомултипликатор и појачање линеарног појачавача. Појачање фотомултипликаторске цеви снажно зависи од високог напона. Правило за руковање за већину фотомултипликатора је да промена високог напона од **10%** мења фактор појачања за 2.

4.6.1 Експеримент А

1. Поставити извор $^{137}\mathrm{Cs}$ испред детектора на растојању од неколико центиметара.

2. Подесити грубом и фином регулацијом појачање линеарног појачавача тако да "фотолинија" од 0.661 MeV $^{137}\rm{Cs}$ падне отприлике у 280. канал. Ако спектрометар ради у линеарном режиму, γ зрак енергије 2



Слика 4.9: Спектар ¹³⁷Cs снимљен сцинтилационим спектрометром NaI(Tl).

MeV требао би бити детектован приближно у региону од 840. до 850. канала.

3. Сакупити довољно статистичких података да би се са одговарајућом тачношћу могао одредити положај "фотолиније". Спектар ¹³⁷Cs, који се мерио, требао би да има форму као онај приказан на слици 4.9.

4. Склонити извор $^{137}\mathrm{Cs}$ и на његово место поставити извор $^{60}\mathrm{Co}$ и активирати спектрометар.

5. Сакупити довољан број статистичких података да би се са одговарајућом тачношћу могли одредити положаји "фотолинија". Спектар ⁶⁰Со, који је измерен, морао би имати форму као спектар приказан на слици 4.10.

Решити следеће задатке:

1. Нацртати спектре $^{137}\mathrm{Cs}$
и $^{60}\mathrm{Co}$ и попунити табелу 4.1.



Слика 4.10: Спектар $^{60}{\rm Co}$ снимљен сцинтилационим спектрометром NaI(Tl).

	Поредак догађаја	Енергија [MeV]	број канала
1	0.032 MeV х зрак	0.032	
1	0.661 MeV фотолинија	0.661	
2	1.17 MeV фотолинија	1.17	
3	1.33 MeV фотолинија	1.33	
4	Комптонска гр. 137 Cs		
5	Расејање од околине 137 Cs		
6	Расејање од околине ⁶⁰ Со		

Табела 4.1: Подаци о снимљеним спектрима.



Слика 4.11: Енергијска калибрациона крива за NaI(Tl) спектрометар.

2. Према подацима 1, 2 и 3 из табеле 4.1 нацртати график где се на ординати налазе енергије фотолинија, а на апсциси одговарајући бројеви канала. Ако је поступак правилно урађен треба да се добије график као на слици 4.11. Овакав график представља енергијску калибрацију спектрометра. За енергијску калибрацију спектрометра често су довољне само три тачке, међутим, ако је на располагању извор са већим бројем познатих линија, калибрација се може радити и са више тачака. Енергијска калибрација представља конверзију канала на којима су детектовани догађаји у енергије догађаја. На енергијама вишим од ≈ 200 keV (тачна вредност зависи од детектора) ова веза се може сматрати линеарном, док на нижим енергијама долази до одступања од линеарности и тада се фит најчешће ради полиномом другог реда, као што је случај и на слици 4.11.

3. Одредити ширину на половини висине фотолиније $^{137}\mathrm{Cs}$ и према формули 4.8 одредити резолуцију спектрометра.

4.6.2 Експеримент Б

Поступак при раду:

Искористити спектре из претходног експеримента и решити следеће задатке:

1. Израчунати максималну вредност комптонских електрона према формули 4.4 за ¹³⁷Cs. Добијену вредност унети у табелу 4.1. Прочитати вредност са графика (калибрационе криве) и упоредити вредности енергије са вредностима добијеним рачунски и експериментално, те проценити каква је сагласност између теорије и експеримента.

2. Израчунати вредност енергије расејаног γ зрака према формули 4.2 за угао θ већи од 120° и енергије упадних γ зрака ¹³⁷Cs и ⁶⁰Co. Добијене вредности унетги у табелу 4.1. Користити графике спектра и калибрациону криву да би се одредила енергија расејаног зрачења. Врх у нискоенергијском делу произвело је расејано зрачење од околине детектора.

4.6.3 Експеримент В

Поступак при раду:

1. Поставити цезијумски извор испред NaI детектора. Снимити неколико спектара са различитим вредностима дебљина атенуатора између извора и детектора. Маркирати у нискоенергетском делу спектра област у којој долази до накупљања расејаних фотона. Одредити однос детектованог броја расејаних фотона са бројем фотона регистрованим у пику тоталне апсорпције за различите дебљине атенуатора.

Вежба 5

Одређивање активности радиоактивног извора сцинтилационим детектором

5.1 Задатак

1. Одредити тоталну ефикасност као и сопствену ефикасност сцинтилационог детектора за две различите енергије.

2. Одредити непознате активности два тачкаста извора.

5.2 Опис задатка

5.2.1 Увод

Детекција и спектроскопија гама зрачења помоћу сцинтилационих детектора се заснива на основним механизмима интеракције високоенергетског електромагнетног зрачења са материјом: фотоефекту, Комптоновом ефекту и ефекту стварања парова. Сама детекција је посредна пошто електрони који у овим интеракцијама добију енергију, или буду створени, врше даљњу јонизацију и ексцитацију, између осталог и унутар активне запремине детектора. Створени напонски импулс који се добија након конверзије светлосне енергије је директно пропорционалан енергији коју је фотон приликом интеракције изгубио унутар активне запремине детектора. Максималан сигнал се добија када у фотоелектричној интеракцији фотон преда комплетну своју енергију једном од електрона. Већи број оваквих догађаја би у енергетском спектру требао да се покаже као оштра линија, но због статистичке природе процеса емисије и детекције зрачења, коначно се добија карактеристичан облик Гаусове криве. То се у спектроскопији назива линија фотоврха или линија (пик) тоталне апсорпције. Свакој моноенергетској групи кваната одговора једна оваква спектрална линија. Под интензитетом спектралне линије се подразумева број кваната дате енергије који се региструје у јединици времена, а мери се површином испод пика тоталне апсорпције регистрованог спектра. Код Комптоновог ефекта фотон се расејава на слободном електрону предајући му том приликом одређени део своје енергије. Како се деоба између комптонски расејаног фотона и електрона врши у свим могућим пропорцијама, фотон у активној запремини детектора може оставити енергију од готово занемарљивог износа, до неке максималне. Овакве интеракције спектру додају континуирани фон. Зрачење из околине детектора као и шум електронике додатно доприносе фону [1,2].

За спектроскопске анализе се користи пик тоталне апсорпције. Енергија детектованог зрачења се одређује из положаја максимума пика у спектру, док његова површина (интеграл) даје информацију о укупном броју детектованих фотона дате енергије. Из површине пика се може одредити интензитет зрачења или активност извора. Број кваната N који се у јединици времена детектује под пиком тоталне апсорпције је:

$$N = A \cdot p_{\gamma} \cdot \epsilon \tag{5.1}$$

где је A активност извора, p_{γ} квантни принос фотона одабране енергије (број фотона посматране енергије који се емитује приликом једног распада радиоактивног језгра), а ϵ је ефикасност детектора на посматраној енергији.

Шеме распада великог броја радиоизотопа су добро познате, тако да се у одговарајућим таблицама за сваки појединачни гама прелаз може пронаћи квантни принос p_{γ} . Уз познавање ефикасности детектора за

дату енергију, може се израчунати активност мереног извора зрачења. За тако нешто је једино потребно да се из спектра одреди интензитет одговарајуће гама линије. Пошто се спектри најчешће бележе уз помоћ вишеканалног анализатора, под интензитетом гама линије се подразумева збир детектованих импулса у свим појединачним каналима унутар граница линије. Уколико около гама линије не постоји никакав фон, површина фотоврха, тј. интензитет гама линије се добија простим сабирањем садржаја појединачних канала. Како је чешћи случај да се гама линија суперпонира на неки фон који најчешће потиче од комптонски расејаних фотона, да би се утврдио тачан интензитет линије, потребно је допринос фона одузети од збира детектованих импулса у каналима пика тоталне апсорпције. У ту сврху се одабере одређени број канала, по могућности симетрично лево и десно око линије, као што је то приказано на слици 5.1, а затим се израчуна нека средња вредност фона по једном каналу N_f :

$$N_f = \frac{N_L + N_D}{2n} \tag{5.2}$$

где је N_L укупан број детектованих импулса у n канала са леве стране а N_D укупан број импулса у n канала са десне стране линије. Могло би се очекивати да је средњи број детектованих импулса у фону на месту где се налази гама линија једнак N_f . Тада се интензитет гама линије, тј. нето број детектованих импулса у јединици времена, а који потиче од детекције фотона посматраног извора, добија као:

$$N = \frac{N_{uk} - m \cdot N_f}{t} \tag{5.3}$$

где је N_{uk} збир детектованих импулса у свих *m* канала колико је гама линија широка, док је *t* време мерења. Потребно је напоменути да је овај метод одређивања интензитета апроксимативан, али да у случајевима спектара са малим бројем линија и ниским фоном, даје задовољавајуће резултате. Иако сви софтвери за обраду гама спектара могу аутоматски да одраде овај задатак, увек је корисно прећи упрошћену процедуру мануелно како би се боље разумело како софтвер функционише и како би се софтвер могао квалитетније користити. Разлог за ово је тај што у компликованијим спектрима аутоматско рачунање одброја линије понекад може да буде лоше, и често је потребно мењати параметре фита преко којих се рачуна одброј.



Слика 5.1: Шематски приказ линије у гама спектру без присуства фона (лево) и са присуством фона (десно).

5.2.2 Ефикасност детектора

Под ефикасношћу детектора се подразумева вероватноћа да ће честица зрачења бити детектована. Тотална фотопик ефикасност се дефинише као однос броја фотона одређене енергије који су регистровани у линији тоталне апсорпције и укупног броја фотона (исте те енергије) које је у идентичном временском интервалу радиоактивни извор емитовао:

$$\epsilon = \frac{N}{N_e} \tag{5.4}$$

N је број фотона регистрованих у пику тоталне апсорпције а N_e је емитовани број фотона. Овако дефинисана ефикасност зависи од геометријске ефикасности и сопствене ефикасности детектора. Колики ће број фотона пасти на детектор из неког извора зависи од геометријских услова под којима се мерење врши. Геометријска ефикасност се може дефинисати као однос броја честица које падну на детектор и укупног броја честица које детектор емитује. Уколико се зрачење емитује изотропно, геометријска ефикасност се може представити као однос просторног угла Ω под којим честице из извора падају на детектор и укупног просторног угла од 4π стерадијана. На слици 5.2 се може видети поједностављена шема експеримента у коме се врши детекција зрачења тачкастог извора. Просторни угао Ω под којим се места тачкастог извора види детектор износи S/L^2 где је S површина детектора а L растојање између детектора и извора зрачења.

Под сопственом ефикасношћу детектора подразумева се вероватноћа да



Слика 5.2: Шематски приказ тачкасте геометрије мерења.

се честица која је доспела до детектора и региструје под пиком тоталне апсорпције. Ова ефикасност у највећој мери зависи од атенуационих својстава самог детектора и енергије упадног зрачења, а израчунава се као:

$$\epsilon_s = \frac{N}{N_u} \tag{5.5}$$

где је N_u број честица које су пале на детектор. Укупна фотопик ефикасност се може израчунати и као:

$$\epsilon = \epsilon_s \epsilon_g = \epsilon_s \frac{\Omega}{4\pi} \tag{5.6}$$

где је ϵ_g геометријска ефика
сност а Ω просторни угао под којим зрачење пада на детектор.

На овај начин се израчунава ефикасност детекције тачкастих извора, док се за изворе коначних димензија до ефикасности долази на знатно компликованији начин.

5.2.3 Одређивање непознате активности тачкастог извора

Да би се одредила непозната активност неког тачкастог извора, потребно је познавати ефикасност детекције за енергију емитованог гама зрачења и за геометријске услове под којим се мерење изводи. Стандардан поступак је да се у идентичним геометријским условима осим извора непознате активности сниме и гама спектри неких калибрационих извора, одабраних тако да се у енергетској области од интереса добије довољан број тачака на основу којих би се могла установити крива зависности ефикасности од енергије. Идеалан случај би био када и калибрациони и непознати извор емитују фотоне идентичне енергије. У том случају није неопходно установити ефикасност детектора у ширем енергетском опсегу. Калибрационим изворима је у тренутку производње прецизно утврђена активност тако да им се у сваком наредном временском интервалу може израчунати број емитованих гама фотона одређене енергије. Ако се из спектра неког калибрационог извора одреди интензитет одговарајуће гама линије N, тотална фотопик ефикасност за ту енергију се коначно може израчунати као:

$$\epsilon = \frac{N}{A_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}} \cdot p_{\gamma}} \tag{5.7}$$

 A_0 је почетна активност калибрационог узвора, t време протекло од момента за којега је почетна активност декларисана, $T_{1/2}$ период полураспада калибрационог извора а p_{γ} је квантни принос за фотоне посматране енергије.

За већину детектора ефикасност веома брзо расте са порастом енергије, све до неке максималне вредности која се налази у широј енергетској области, негде око 100 keV. На којој енергији ће се налазити максимум ефикасности, веома зависи од унутрашње структуре детектора. Након максимума, ефикасност детектора експоненцијално опада са порастом енергије.

Да би се одредила непозната активност неког извора, потребно је снимити његов гама спектар, у геометријским условима који би требали бити идентични геометријским условима под којима су снимљени и спектри калибрационих извора. Затим се одреди интензитет N_x одабране гама линије у спектру извора непознате активности, а сама непозната активност се израчунава као:

$$A_x = \frac{N_x}{\epsilon \cdot p_\gamma} \tag{5.8}$$

Где је ϵ тотална ефика
сност детекције фотона посматране енергије.

5.3 Апаратура

У експерименту се користи сцинтилациони дететектор и вишеканални анализатор као у претходној вежби.

5.4 Поступак у раду

5.4.1 Одређивање ефикасности детектора

Снимити спектре калибрационих извора 137 Сs и 241 Am. Оба извора емитују фотоне само једне енергије. На основу интензитета пикова тоталне апсорпције одредити ефикасност детекције за обе групе моноенергетских фотона.

5.4.2 Одређивање непознате активности

Снимити спектре извора 137 Cs и 241 Am непознате активности и на основу интензитета гама линија и познате ефикасности одредити колике су активности мерених извора.

Вежба 6

Спектроскопија гама-зрака и одређивање активности извора HPGe детектором

6.1 Задатак вежбе

1. Снимити спектре калибрационог извора помоћу НРСе детектора.

2. Извршити енергијску калибрацију и одредити ефикасност HPGe детектора у енергијском региону од интереса.

3. Снимити спектре непознатих извора и одредити њихову активност.

6.2 Увод

Типична крива ефикасности врха пуне енергије за HPGe детекторе је приказана на слици 6.1.

У циљу бољег разумевања понашања криве ефикасности НРСе детек-



Слика 6.1: Типичан пример криве укупне ефикасности фотопика (лево) и крива сопствене ефикасности за р- и п- спојеве (десно) [1].

тора, потребно је разумети да се апсолутна ефикасност врха пуне енергије добија производом сопствене ефикасности НРСе детектора, која зависи од енергије упадне честице, и геометријске ефикасности, која не зависи од енергије, већ зависи само од димензија извора и детектора и њиховог међусобног положаја. Дакле, геометријска ефикасност, када је експериментална поставка намештена, представља коефицијент којим се множи сопствена ефикасност. Ово значи да све карактеристике криве ефикасности потичу само од карактеристика детектора. На слици 6.1 лево је приказан генерални изглед криве апсолутне ефикасности врха пуне енергије, док су на слици 6.1 десно шематски приказане разлике између облика криве ефикасности за детекторе n - и p – типа исте запремине. Различито понашање нема никакве везе са допантима у балк материјалу, већ само са природом контакта који се мора направити на два различита типа материјала. Разлика у ефикасности проистиче само услед дебљег спољашњег контакта (у општем случају, формираног процесом дифузије) код р – типа детектора у поређењу са n – типом детектора. Одатле следи да је нагли пад ефикасности код детектора р – типа испод енергија од отприлике 150 keV узрокован апсорпцијом фотона ниске енергије приликом проласка кроз мртви слој спољашњег контакта. Детектор који је коришћен у овом раду је р – типа, тако да је неопходно разматрати понашање криве ефикасности код р – типа детектора. Са слике је лако уочљиво да услед малог контакта код детектора n – типа, овај тип детектора достиже максимум апсолутне ефикасности (која одговара сопственој ефикасности врха пуне енергије од око

100%) за енергије од неколико keV – до отприлике 100 keV, за разлику од р – типа детектора, код којег крива ефикасности расте полако према овој вредности (али је не достиже) услед тога што фотони са повећањем енергије успевају све лакше да прођу кроз мртви слој контакта и интератују у самом детектору. Максимум са слике за р – тип детектора представља ситуацију у којој фотони већим делом пролазе мртви слој, а да се и даље налазе у опсегу енергија у којој у германијуму доминира фотоелектрична апсорпција, услед чега је и пар милиметара дебљине детектора довољно за апсорпцију скоро свих упадних фотона. Како енергија расте између 100 keV и 1 MeV, већина фотона и даље интерагује у детектору, али ће сада неки интераговати са материјалом детектора путем Комптоновог расејања и, као што је већ речено, оставити само део енергије који неће доприносити врху пуне енергије. На енергијама преко 1 MeV, значајан део упадног гама зрачења може да прође кроз детектор без икаквог вида интеракције, услед чега крива ефикасности јако брзо опада.

6.2.1 Калибрација ефикасности

Свако мерење апсолутне активности емисије гама зрака захтева познавање ефикасности детектора. Брзина емитовања за тачкасти извор се тада може израчунати мерењем површине испод фотоврха за фиксни период времена.

Калибрација ефикасности се углавном ради користећи изворе познатих активности и релативних интензитета гама линија уколико извор емитује више од једне гама линије. У овој вежби за одређивање криве ефикасности биће коришћен ¹⁵²Eu који емитује задовољавајућ број гама линија у интервалу 100-1400 **keV**, као што је приказано у табели 6.1.

За сваку од енергија гама зрака из табеле 6.1 могуће је израчунати ефикасност као:

$$\epsilon = \frac{R}{A \cdot p_{\gamma}} \tag{6.1}$$

где је $R(s^{-1})$ брзина бројања под врхом укупне енергије, A(Bq) је јачина извора, а p_{γ} је квантни принос, тј. вероватноћа емисија фотона дате енергије. Активност калибрационог извора мора бити коригована на распад од дана припреме коришћењем поузданих вредности за

Радионуклид	Енергије гама зрака (keV)	$p_{\gamma} x 100$
	39.91	59.4(11)
	45.30	10.98(21)
	121.78	28.58(6)
	244.69	7.583(19)
	344.27	26.5(4)
	411.11	2.234(4)
$^{152}\mathrm{Eu}$	443.98	3.184(27)
	778.89	12.942(19)
	867.32	4.245(19)
	964.01	14.605(21)
	1112.02	13.644(21)
	1407.95	21.005(24)

Табела 6.1: Значајни гама зраци калибрационог извора ¹⁵²Eu.

полуживот датог нуклида.

6.3 Апаратура

Апаратура се састоји од HPGe детектора и одговарајућег аквизиционог система.

6.4 Поступак у раду

1. Енергетска калибрација

На основу познатих енергија у спектру $^{152}{\rm Eu}$ одредити енергетску калибрацију. Податке фитовати линеарно.

2. Одређивање криве ефикасности

За сваку енергију $^{152}{\rm Eu}$ изнад 100 keV одредити ефика
сност, након чега приступити фитовању ефика
сности.

3. Одређивање непознате активности

За пар одабраних извора извршити снимање њихових спектара, одредити интензитете њихових гама линија, и на основу криве ефикасности израчунати њихову активност. Уколико се у спектру неког извора налази више од једне добро дефинисане гама линије, одредити активност преко барем две и упоредити добијене вредности.

Вежба 7

Гама спектрометријско мерење природне радиоактивности

7.1 Задатак

1. Одредити којим члановима природних радиоактивних низова припадају гама линије идентификоване у спектру неког природног узорка.

2. Одредити однос уранијума и торијума у узорку.

7.2 Опис задатка

7.2.1 Увод

Појава природне радиоактивности везана је за процес синтезе језгара. Прва језгра, и то углавном она најлакша, формирана су пре неколико милијарди година, када је по неким теоријама настао Свемир, а процес нуклеонсинтезе се од тог момента континуирано одвија у средиштима звезда. Том приликом, осим познатих стабилних језгара, формира се и велики број нестабилних. Геолошка старост планете Земље је довољно

Име низа	Масени број	Полазно језгро	<i>T</i> _{1/2} [година]	Крајњи члан
Торијумов	4N	$^{232}\mathrm{Th}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	²⁰⁸ Pb
Нептунијумов	4N+1	$^{237}\mathrm{Np}$	$2.2\cdot 10^6$	²⁰⁹ Pb
Уранијум-радијумов	4N+2	$^{238}\mathrm{U}$	$4.5\cdot 10^9$	²⁰⁶ Pb
Уранијум-актинијумов	4N+3	$^{235}\mathrm{U}$	$7.2 \cdot 10^8$	$^{207}\mathrm{Pb}$

Табела 7.1: Неке од основних карактеристика радиоактивних низова.

дуга тако да се највећи део нестабилних језгара који је ушао у њен састав приликом формирања сунчевог система већ распао. До данашњих дана, преживели су неки дугоживећи изотопи, са периодом полураспада већим од 500 милиона година, као на пример ⁴⁰K, ²³⁵U, ²³⁸U итд.

Већина радионуклида који су присутни на Земљи се могу распоредити у три природне радиоактивне фамилије, или низа. То су уранијумрадијумски, уранијум-актинијумски и торијумски низ. Осим ова три, у лабораторијским условима, је путем нуклеарних реакција створен и четврти, нептунијумски низ. Природни радиоактивни низови настају распадом три радиоизотопа 235 U, 238 U и 232 Th који се због свог дугог периода полураспада још увек налазе у природи. Потомци ових изотопа су такође нестабилни па се распадају, стварајући нова нестабилна лакша језгра, све до стабилног изотопа, на коме се низ завршава. Основни процеси трансформације језгара код ових низова су алфа и бета распад. Како до промене масеног броја долази након емисије алфа честице, која поседује четири нуклеона, то чланови једног низа имају масе које се међусобно разликују за четири атомске јединице масе. Основне карактеристике четири радиоактивна низа, дате су у табели 7.1.

УРАН-РАДИЈУМОВ НИЗ почиње природним радиоизотопом 238 U и након 8 алфа распада, 6 бета распада и три гранања којом приликом се члан низа распада и алфа и бета распадом, долази до стварања стабилног 206 Pb. 238 U је алфа емитер, а изотопска обилност у природном уранијуму му је 99.274%. Након распада 238 U не долази до емисије интензивног гама зрачења, тако да се овај низ путем гама спектроскопије идентификује преко интензивнијих гама линија неких других чланова низа. Најзначајније гама линије у гама спектру уран-радијумовог низа су дате у табели 7.2.

Радиоизотоп	Енергија [keV] (квантни принос [%])	
226 Ra	186.1 (4.0)	
²¹⁴ Bi	$\begin{array}{c} \hline \hline 609.318 \ (46), \ 768.361 \ (4.88), \ 934.05 \ (3.66) \\ 1120.276 \ (15), \ 1238.11 \ (5.92), \ 1377.65 \ (4.02) \\ 1509.19 \ (2.19), \ 1764.51 \ (15.9), \ 2204.12 \ (4.99) \\ 2447.71 \ (1.55) \end{array}$	
$^{214}\mathrm{Pb}$	295.2 (19.2), 351.9 (37.2)	

Табела 7.2: Неке од најинтензивнијих γ-линија уранијум-радијумовог низа.

УРАН-АКТИНИЈУМОВ НИЗ почиње изотопом ²³⁵U и након 7 алфа и четири бета распада уз три гранања се завршава стабилним изотопом олова ²⁰⁷Pb. У природном уранијуму, изотопска заступљеност ²³⁵U је 0.7204%. За разлику од претходног низа који се идентификује интензивним гама линијама неких од потомака ²³⁸U, уран-актинијумов низ се може препознати на основу две гама линије карактеристичне за распад првог члана овога низа. Наиме, након алфа распада ²³⁵U долази до емисије релативно интензивног гама зрачења енергија од 143.78 keV и 185.72 keV.

Табела 7.3: Неке од најинтензивнијих γ-линија уранијум-актинијумовог низа.

Радиоизотоп	Енергија [keV] (квантни принос [%])	
$^{235}\mathrm{U}$	143.78 (10.5), 185.72 (54)	
$^{227}\mathrm{Th}$	$\begin{array}{c} 94.00 \ (1.4), \ 210.65 \ (1.13), \ 236.00 \ (11.2) \\ 256.25 \ (6.8), \ 286.15 \ (1.85), \ 299.90 \ (2.75) \\ 330.07 \ (1.3) \end{array}$	
	122.31 (1.19), 143.76 (10.5), 154.19 (5.59)	
²²³ Ra	$\begin{array}{c} 160.00 \ (1.4), \ 269.41 \ (13.6), \ 323.89 \ (3.9) \\ 338.32 \ (2.78), \ 444.94 \ (1.27) \end{array}$	
$^{219}\mathrm{Rn}$	401.78 (6.6)	
²¹¹ Bi	351.00 (12.76)	
$^{211}\mathrm{Pb}$	$\frac{1}{404.84 (3.83), 426.99 (1.72)}$	

Квантни приноси ова два прелаза су 10.5% и 54%, респективно. Најзначајније гама линије које се могу идентификовати у узорку који садржи комплетан уранијум-актинијумски низ су дате у Табели 7.3.

ТОРИЈУМОВ НИЗ почиње изотопом ²³²Th и након 6 алфа и 4 бета распада се уз два гранања завршава стабилним изотопом ²⁰⁸Pb. У природи се ²³²Th појављује као моноизотоп. Алфа распад ²³²Th је праћен емисијом гама зрачења од 59.0 keV веома слабог интензитета (квантни принос 0.15%), тако да се постојање овога низа у гама спекрометријским мерењима може установити на основу гама зрачења које емитују неки други чланови низа. Најзначајније гама линије по којима се препознаје торијумов низ су наведене у Табели 7.4.

Радиоизотоп	Енергија [keV] (квантни принос [%])
²²⁸ Ac	129.1 (2.1), 209.4 (4.6) 270.3 (3.8), 328.0 (3.4) 338.4 (12.0), 409.4 (2.2) 463.0 (4.6), 727.17 (11.83) 794.8 (4.8), 964.6 (5.5) 968.9 (17.5), 1630.4 (1.95)
$^{212}\mathrm{Pb}$	238.626 (44.6), 300.09 (3.4)
²⁰⁸ Tl	583.14 (31.06), 860.37 (12.3) 2614.61 (34.50)

Табела 7.4: Неке од најинтензивнијих ү-линија торијумовог низа.

У природи се такође може наћи и неколико нестабилних радионуклида који не припадају радиоактивним низовима. Ради се о изотопима који такође имају веома дуг период полураспада, тако да се још увек могу пронаћи на Земљи. У Табели 7.5, дата је листа ових изотопа. Од њих је свакако најзначајнији ⁴⁰K, кога у природном калијуму има само 0.0117%, но с обзиром да је калијум као елемент веома заступљен у земљиној кори, приликом гама спектрометријских мерења, неизбежно се појављује и калијумова гама линија од 1.46 MeV. Она потиче од могућег присуства калијума у узорку који се мери, или од калијума који се налази у објектима који окружују детектор.

Значајан извор природне радијације је и космичко зрачење. Примарно космичко зрачење је галактичког и соларног порекла, а састоји се од

Радиоактивни изотоп	Период полураспада [година]	Начин распада
⁴⁰ K	$1.3\cdot 10^9$	β^{-}
^{50}V	$5\cdot 10^{15}$	β^{-}
$^{87}\mathrm{Rb}$	$5\cdot 10^{10}$	β^{-}
115 In	$6\cdot 10^{14}$	β^{-}
^{138}La	$1 \cdot 10^{11}$	β^-
$^{144}\mathrm{Nd}$	$3\cdot 10^{15}$	α
$^{147}\mathrm{Sm}$	$1.3\cdot10^{11}$	α
^{176}Lu	$4.5\cdot10^{10}$	β^-
$^{187}\mathrm{Re}$	$4\cdot 10^{12}$	eta^-

Табела 7.5: Природни радиоизотопи који не припадају радиоактивним низовима.

наелектрисаних честица веома високе енергије. До земљине површине оно веома ретко доспева пошто нестаје у интеракцијама у атмосфери, којом приликом се ствара секундарно зрачење. Оно се састоји од нуклеона, мезона, миона, електрона, фотона и још неких честица енергија до неколико стотина MeV. У гама спектрима највећи део овога зрачења не производи линије већ само учествује у континууму. Неке од честица из секундарног космичког зрачења, као на пример неутрони могу ступити у нуклеарне реакције између осталог и са материјалима који сачињавају или окружују детектор. Том приликом могу настати нестабилна језгра а њихове карактеристичне гама линије могу бити детектоване. У горњим слојевима атмосфере нуклеарним реакцијама космичког зрачења са језгрима азота и кисеоника долази до стварања неколицине радиоактивних језгара, као што су то ¹⁴С и ⁷Ве. Након тога долази до њиховог равномерног распорећивања путем атмосферских транспортних процеса те на тај начин и они дају свој допринос укупној природној радиоактивности.

Осим природних радиоизотопа у атмосфери, води и у тлу могу се наћи и фисиони продукти настали приликом надземних проба нуклеарног оружја или током хаварија на нуклеарним електранама. Ови фисиони фрагменти су путем ваздушних струја и падавина готово равномерно распоређени по целој површини Земље. Један од њих је и ¹³⁷Cs, периода полураспада од 30 година, са једном интензивном гама линијом у спектру од 0.661 MeV.

7.2.2 Радиоактивна равнотежа

Сложени распад једног радиоактивног низа од n чланова се описује системом од n линеарних диференцијалних једначина са константним коефицијентима:

$$\frac{\mathrm{d}N_1(t)}{\mathrm{d}t} = -\lambda_1 N_1(t) \tag{7.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_2(t)}{\mathrm{d}t} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \tag{7.2}$$

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = \lambda_2 N_2(t) - \lambda_3 N_3(t)$$
(7.3)

$$\frac{\mathrm{d}N_n(t)}{\mathrm{d}t} = \lambda_{n-1}N_{n-1}(t) - \lambda_n N_n(t) \tag{7.4}$$

Последњи, n-ти члан низа је стабилан. Уколико је у првом тренутку постојао само почетни изотоп, горњи систем једначина се решава за почетне услове:

$$N_1(t=0) = N_{01} \tag{7.5}$$

$$N_2(t=0) = N_3(t=0) = N_4(t=0) = \dots = N_n(t=0) = 0$$
(7.6)

У том случају је решење k-те једначине, тј. број атома k-тог члана низа у одређеном временском тренутку:

$$N_{1}(t) = N_{01}e^{-\lambda_{1}t}$$

$$N_{k}(t) = \sum_{i=1}^{k} C_{i}e^{-\lambda_{i}t}, \ k = 2, 3, ..., n$$
(7.7)

где су константе C_i дате следећим изразима:

$$C_{i} = N_{01} \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \lambda_{j}}{\prod_{j=1, j \neq i}^{k} (\lambda_{j} - \lambda_{i})}, i = 1, 2, ..., k$$
(7.8)

У случају када је период полураспада првог елемента много дужи од периода полураспада осталих чланова низа, што заиста и јесте случај код сва три природна низа, применом једначина 7.7 и 7.8 се може добити

Предак (T _{1/2})	Потомак $(T_{1/2})$	Време потребно за постизање равнотеже
238 U (1.3 \cdot 10 ⁹ година)	234 U ($2.5 \cdot 10^5$ година)	(1.75 · 10 ⁶ година)
235 U (7 \cdot 10 ⁸ година)	231 Ра ($3.3 \cdot 10^4$ година)	(2.24 · 10 ⁵ година)
232 Th (1.4 \cdot 10 ¹⁰ година)	228 Ra (5.7 година)	(39.9 година)
226 Ra (1.6 \cdot 10 ³ година)	222 Rn (4.8 дана)	(28 дана)

Табела 7.6: Неки примери за вековну радиоактивну равнотежу.

да се након одређеног времена активности свих чланова низа изједначавају, тј. да настаје такозвана вековна равнотежа:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_n N_n = \text{const}$$
(7.9)

То значи да су након тренутка када је достигнута вековна равнотежа активности свих чланова низа подједнаке и константне у неком интервалу времена који је много краћи од периода полураспада првог члана низа. У табели 7.6 дати су неки примери за вековну радиоактивну равнотежу.

7.2.3 Одређивање односа активности и броја језгара торијума и уранијума у узорцима природних материјала

Активност неког радиоизотопа се помоћу интензитета одабране гама линије у снимљеном гама спектру може израчунати као:

$$A = \frac{I(E)}{\epsilon(E) \cdot p_{\gamma}(E)} \tag{7.10}$$

где је $\epsilon(E)$ ефикасност детекторског система на датој енергији, $p_{\gamma}(E)$ квантни принос или број гама прелаза дате енергије по једном распаду, а I(E) спектрални интензитет гама линије од којег је одузет фон.

Како је код природних низова постигнута радиоактивна равнотежа, тј. потпуно су идентичне активности свих чланова низа, то се за одређивање активности уранијума или торијума могу употребити гама линије било ког потомка. Ово је посебно значајно за одређивање активности ²³⁸U или ²³²Th пошто се из њихових распада не добијају довољно интензивне гама линије за спектрометријско одређивање количине неког од поменутих изотопа у мереном узорку. За одређивање ²³⁸U или ²³²Th потребно је из спектра одабрати линије великог интензитета, добро издвојене, тј. да нису део неког дублета или мултиплета блиских линија, да се налазе на што је могуће нижем фону, итд. За случај када ефикасност, као што је случај у овој вежби, није позната, могуће је одредити однос активности торијума и уранијума у неком узорку, одабиром пар линија блиских енергија као на пример:

Посебно треба обратити пажњу да одабране линије у спектру буду блиских енергија пошто је и ефикасност детектора величина зависна од енергије. Уколико су линије довољно блиске, може се апроксимирати да је ефикасност за њихову детекцију иста. Коначно, однос активности торијума и уранијума у неком узорку се на основу измереног интензитета по једне гама линије из сваког низа може израчунати као:

$$\frac{A^{Th}}{A^U} = \frac{I^{Th}}{I^U} \frac{p_{\gamma}^U}{p_{\gamma}^{Th}}$$
(7.11)

где су I^{Th} и I^U одброји испод пикова тоталне апсорпције две одабране линије из торијумовог и уранијумовог низа, док су p_{γ}^{Th} и p_{γ}^U одговарајући квантни приноси одабраних гама прелаза. Однос броја атома торијума N^{Th} и уранијума N^U у датом узорку се може израчунати као:

--

$$\frac{N^{Th}}{N^U} = \frac{I^{Th}}{I^U} \frac{p_{\gamma}^U}{p_{\gamma}^{Th}} \frac{\lambda^U}{\lambda^{Th}}$$
(7.12)

где су λ^{Th} и λ^{U} константе радиоактивног распада ²³²Th и ²³⁸U.

7.3 Апаратура

Вежба се изводи путем компјутерске обраде снимљеног спектра узорка земљишта, речног седимента или неког другог узорка узетог из природе. Будући да природни узорци садрже малу активност природних и вештачких радионуклида, да би се добила задовољавајућа статистика мерење се чак и у нискофонским условима изводе десетак и више сати, што је много дуже од термина експерименталних вежби. За потребе вежбе студенти добијају унапред припремљене спектре.

7.4 Поступак у раду

1. Енергетска калибрација

Одабрати две гама линије у спектру са познатим енергијама и на основу њих линеарном калибрацијом одредити параметре линеарне зависности броја канала и енергије.

2. Идентификација гама линија

За све гама линије које су снимљене са задовољавајућом статистиком забележити канал на коме са налази пик. Из познате енергијске калибрације одредити енергију гама линије.

3. Одређивање односа уранијума и торијума

Одабрати две блиске гама линије које припадају различитим низовима и на основу њиховог интензитета одредити однос уранијума и торијума у датом узорку.

Вежба 8

Дозиметрија

8.1 Задатак

1. Баждарити дозиметар на основу израчунате дозе за различите активности једног радиоизотопа и различита растојања између детектора и извора.

2. На основу добијене калибрације проценити активност непознатог извора зрачења.

8.2 Опис задатка

8.2.1 Увод

Основни механизми путем којих зрачење интерагује са материјом, у највећој мери су добро познати. Честице приликом проласка кроз неку материјалну средину интерагују углавном са електронима и том приликом врше јонизацију и ексцитацију. Уколико честице имају довољно високу енергију, може доћи и до њихових интеракција са језгрима, али су вероватноће за овакве процесе многоструко мање од вероватноћа интеракција са атомским омотачем. Фотони, приликом проласка кроз неку материјалну средину могу да доживе фото и Комптонов ефекат, или да створе пар. Обе врсте зрачења. и честично и електромагнетно, као коначан резултат у интеракцијама дају јоне или атоме у побуђеном стању. На тај начин зрачење оставља извесну количину своје енергије средини кроз коју пролази [3].

Уколико зрачење пролази кроз живу материју, ћелије и ткива неког организма, механизам путем кога зрачење губи своју енергију је идентичан – долази до јонизације или ексцитације атома и молекула. Након интеракције са зрачењем, може да дође и до извесних хемијских промена у макромолекулима који сачињавају неку органску структуру. Јонизовани молекули могу да ступе у различите хемијске реакције, па да на тај начин дође до промене њиховог састава или структуре. Услед комплексности структура органских молекула велики је број могућности да зрачење путем јонизације произведе неки штетан ефект. Један од начина је да се након јонизације одигра неки процес на ланцу ДНК, који за собом повуче као последицу немогућност ћелије да се дели. Оштећени ланац ДНК такође може да изгуби могућност синтезе молекула важних за одвијање процеса унутар ћелије и она услед тога одумире. Оштећења неких других ћелијских макромолекула, као на пример неких ензима може да доведе до тога да се унутар ћелије неки процеси престану одвијати, што за собом повлачи смрт ћелије.

Колико ефект зрачења може бити погубан за функционисање појединих ткива и сам организам, довољно речито говори и такозвани радиобиолошки парадокс. Доза зрачења потребна да усмрти човека одговара енергији од отприлике 3.5 J до 5 J, које по једном килограму масе тела зрачење остави у ткивима. Та је енергија пар редова величине мања од топлотне енергије коју човек добије након испијања шоље врућег чаја. То значи да изучавање ефекта интеракције живе материје са зрачењем захтева посебну пажњу. Први корак у том смеру је увођење физичке величине која би била мера енергије коју зрачење приликом свога проласка остави у ткивима, а самим тим и мера дејства зрачења на живу материју. У те сврхе је уведен појам дозе зрачења.

8.2.2 Експозициона доза

Најједноставнији начин да се измери колику је количину енергије неко зрачење предало материји кроз коју пролази је да се установи до које мере је дошло до јонизације средине кроз коју се зрачење простире. У те сврхе је најпогодније посматрати интеракцију зрачења са ваздухом или неким гасом, пошто се помоћу електричног поља може прикупити створено наелектрисање, одредити број насталих јона, а самим тим и количина енергије коју је зрачење оставило у посматраној запремини. Овај приступ је довео до дефинисања експозиционе дозе, као количине наелектрисања коју неко зрачење створи приликом проласка кроз јединичну масу неког тела. Дакле експозициона доза, или експозиција, како се често поједностављено назива, се дефинише као:

$$X = \frac{\Delta q}{\Delta m} \tag{8.1}$$

где је Δq апсолутна вредност укупне количине наелектрисања једног предзнака која се створи у ваздуху масе Δm у одређеној запремини. SI јединица за експозициону дозу је Кулон по килограму 1 С/kg. Још увек је у употреби и стара јединица која је дефинисана као она јачина експозиције која створи једну електростатичку ЦГС јединицу наелектрисања у једном кубном центиметру сувог ваздуха под нормалним условима (0.001293 g ваздуха). Ова се јединица назива Рендген и износи 1 R = $2.58 \cdot 10^{-4}$ C/kg. Са радиобилошке тачке гледишта веома је значајно и којом брзином зрачење депонује своју енергију средини кроз коју се креће. Због тога је уведена и брзина експозиционе дозе која се дефинише као:

$$\dot{X} = \frac{\Delta q}{\Delta m \cdot \Delta t} \tag{8.2}$$

где је Δt дужина временског интервала у коме је дошло до стварања количине наелектрисања Δq у укупној количини ваздуха од Δm . Јединица за брзину експозиционе дозе у SI систему је C kg⁻¹s⁻¹ или C kg⁻¹h⁻¹. Стара јединица за експозициону дозу је R s⁻¹ или R h⁻¹. Експозициона доза као и брзина експозиционе дозе су уведени да би се њима описала интеракција гама или рендгенског зрачења са материјом и не употребљавају се за алфа или бета зрачење.

Уз претпоставку да број фотона рендгенског или гама зрачења по јединици површине опада са квадратом растојања, брзина експозиционе
дозе тачкастог извора се може изразити као:

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{r^2} \tag{8.3}$$

где је са A означена активност радиактивног извора, r је растојање између извора зрачења и места у коме се мери или израчунава, док је са Γ означена гама константа. Ова је вредност карактеристична за сваки радиоизотоп а представља ону брзину експозиционе дозе која се остварује на растојању 1 метар од извора активности 1 MBq.

8.2.3 Апсорбована доза

Како ефект зрачења на ткива првенствено зависи од енергије коју је зрачење оставило у њима, уведена је нова величина – апспрбована доза. Она се дефинише као количина енергије ΔE коју зрачење преда јединици масе ткива Δm , или неког другог материјала кроз који се креће.

Јединица за апсорбовану дозу је 1 J/kg и назива се Греј (Gy). У употреби је и мања јединица rad, која износи 1 rad = 0.01 Gy. На сличан начин као и код експозиционе дозе, уводи се и брзина апсорбоване дозе као:

$$\dot{D} = \frac{\Delta E}{\Delta m \cdot \Delta t} \tag{8.4}$$

Јединица за брзину дозе је Gy s $^{-1}$ или Gy h $^{-1}$.

Веза између експозиционе и апсорбоване дозе у ваздуху може једноставно да се одреди. Уколико је средња енергија потребна за стварање једног јонског пара у ваздуху 33.7 eV, за стварање једног Кулона наелектрисања неопходно је депоновати 33.7 J. То значи да је:

$$1 \,\mathrm{Gy} = 33.7 \,\mathrm{Ckg}^{-1}$$
 (8.5)

Уколико се користе старе јединице, веза је следећа:

$$1 \,\mathrm{rad} = 0.87 \,\mathrm{R}$$
 (8.6)

Најчешћи је случај да се за одређивање дозе у некој тачки радијационог поља користе гасни детектори. На тај начин се сакупљањем наелектрисања које се под одређеним условима створи у активној запремини детектора добија експозициона или апсорбована доза у ваздуху. Доза која би се депоновала у неком другом материјалу D_m под истим геометријском условима се може добити на основу релације:

$$D_m = D_v \frac{(\mu_a)_m}{(\mu_a)_v} \tag{8.7}$$

где је D_v апсорбована доза у ваздуху, са μ_a су означени масени апсорпциони коефицијенти, док се индекси m и v односе на посматрани материјал и ваздух, респективно. На идентичан начин се може израчунати и експозициона доза у неким ткивима уколико се познаје експозициона доза у ваздуху. Однос масених апсорпционих коефицијената за меко ткиво и ваздух је приближно једнак јединици у релативно широком опсегу енергија. За коштано ткиво овај однос се креће око вредности 5 за енергије испод 100 keV, док је на енергијама од неколико MeV овај однос за кости веома близак јединици.

8.2.4 Еквивалентна доза

Примећено је да различите врсте зрачења производе различите биолошке ефекте за идентичне износе апсорбованих доза. То значи да 1 Gy одређене врсте зрачења неће произвести идентичан биолошки ефекат као иста толика доза зрачења неке друге врсте. Такође је установљено да штетан утицај зрачења на ткива такође зависи и од начина на који се озрачивање врши. Биолошки ефект идентичних доза, једне врсте зрачења могу бити сасвим различити за тачкасте изворе који озрачивање врше са једног места и за изворе који су распоређени по великом простору око самог озрачиваног ткива. Ефект различитог биолошког дејства разних врста зрачења, као и геометријски услови озрачивања, укључују се увођењем два нова бездимензионална параметра: фактора квалитета Q и фактора дистрибуције дозе DF. Помоћу ова два параметра се дефинише еквивалентна доза H:

$$H = D \cdot Q \cdot DF \tag{8.8}$$

где је са D означена апсорбована доза. Како су фактори Q и DF бездимензионални, еквивалентна доза се изражава у џулима по килограму, но да би се направила разлика у односу на апсорбовану дозу, јединица еквивалентне дозе се назива Сиверт (Sv). За DF се у једноставнијим прорачунима најчешће узима да је једнак јединици, док фактор Q поприма различите вредности у зависности о којој се врсти зрачења ради. За рендгенско, гама, бета, електронско и позитронско зрачење, фактор Q је једнак 1. За неутроне је усвојено да Q износи 10, док је за алфа честице овај фактор 20.

И коначно, да би се стекао осећај о реду величине доза као и ефеката које оне могу да произведу, наведимо неколико карактеристичних вредности. Нека средња апсорбована доза коју човек прими у току године из свих извора зрачења, природних и вештачких, је негде око 1 mSv. Доза за коју се сматра да је људи који професионално раде са радијациом могу без последица по здравље добити у току године зависи од законске регулативе разних земаља. Неке европске земље су ту границу поставиле на 20 mSv као просечну вредност у току 5 година, с тим да се ни у једној појединачној години не прекорачи 50 mSv. Апсорбована доза гама или рендгенског зрачења која изазива мучнину и повраћање је око 0.5 Gy, док смрт наступа са великом вероватноћом са примљених 5 Gy.

8.3 Апаратура

За извођење вежбе довољно је имати дозиметар и неколико извора гама зрачења.

8.4 Поступак у раду

1. Израчунати експозициону дозу која се добија од датог извора на неколико различитих растојања. Очитати дозиметар за дате локације и извршити његово баждарење. Идентичну процедуру поновити и са различитим вредностима дозе која се добија од неколико извора једног изотопа различитих активности.

2. Измерити дозу извора непознате активности и проценити на основу тог мерења његову активност.

Вежба 9

Подешавање PSA параметра на течном сцинтилационом спектрометру

9.1 Задатак вежбе

1. Одредити оптималну вредност РЅА параметра.

9.2 Теоријски увод

Природне воде садрже велики број алфа (²³⁸U, ²³⁰Th, ²²⁶Ra, ²¹⁰Po) и бета емитера који потичу из природног низа урана, торијума и актинијума, као и ⁴⁰К и вештачке изотопе, ⁹⁰Sr и ¹³⁷Cs [6].

Укупна алфа активност укључује активност свих алфа емитера, без 220 Rn, док укупна бета активност обухвата све бета емитере изузев ³H.

Течни сцинтилациони коктели апсорбују енергију коју емитују радиоизотопи и поново је емитују у виду неколико бљесака светлости. Сцин-



Слика 9.1: (а) Облици импулса за α - и β - догађаје у општем случају. Приказани су примери: (б) за ²⁴¹Am и (ц) за ³⁶Cl [7].

тилациони процес, као и светлост која се емитује, разликују се за алфа и бета процесе распада. Алфа честице производе светлост у течном сцинтилационом коктелу око 10 пута слабијег интензитета него бета честице. Ефикасност детекције за све алфа честице је готово 100%, за бета честице зависи од енергије и креће се у интервалу (90 -100)% за енергије распада изнад 100 keV, и (10-60)% за ниже енергије.

Да би се омогућило разликовање алфа од бета догађаја у спектру, и додатно редуковали позадински ефекти, потребно је пре почетка мерења на детектору подесити анализатор облика импулса PSA (Pulse Shape Analysis), снимањем кривих $\tau = f(PSA)$ помоћу калибрационих стандарда чистог алфа емитера ²⁴¹Am и чистог бета емитера ⁹⁰Sr/⁹⁰Y. Ови стандарди припремају се са сцинтилационим коктелом у истој хемијској композицији као и очекивани узорци за анализу. Анализатор облика импулса PSA обезбеђује идентификацију честица јонизујућег зрачења, што омогућује симултано снимање чистих α - и β -спектара и детекцију веома малих α -активности у присуству високе β - активности. Такође обезбеђује знатну редукцију β -позадинског зрачења, јер додатно смањује позадинско зрачење које је већ редуковано активним антикоинцидентним заштитним детектором.

Алфа честице емитују енергију од 5 MeV или више, па је могућ настанак триплетних стања у растварачу, која се деексцитују до основног стања спорије од синглетних стања продукованих β -честицама. Одложена компонента сигнала (реп сигнала) је функција броја синглетних и триплетних ексцитованих стања π -електрона који се генеришу проласком јонизујућег зрачења кроз сцинтилациони коктел, тако да алфа честице (тј. тешке наелектрисане честице) продукују више триплетних стања од лаких бета честица. Мерење времена трајања или дужине импулса омогућује идентификацију честице која је изазвала тај импулс, а то даље омогућује симултано снимање чистих α - и β -спектара. Алфа позадински ефекти су прилично редуковани применом PSA кола у односу на укупне позадинске ефекте у узорку, који је састављен већином од кратких импулса бета типа.

Принцип рада анализатора облика импулса је следећи: интеграљењем репа импулса за довољно дуг временски период постаје могуће разликовати кратке и дуге импулсе (Слика 9.1), а затим се врши нормирање информације о дужини импулса на висину импулса, чиме се постиже независност амплитуде.

Процедура калибрације подразумева снимање спектра стандарда при различитим PSA нивоима (при чему су дужи импулси у α -MCA, а краћи импулси у β -MCA). Фактори τ_{α} и τ_{β} рачунају се за сваки PSA ниво према формули:

$$\tau_{\alpha}[\%] = \frac{N_{\alpha\beta}}{N} \cdot 100 \tag{9.1}$$

$$\tau_{\beta}[\%] = \frac{N_{\beta\alpha}}{N} \cdot 100 \tag{9.2}$$

где је $N_{\alpha\beta}$ број алфа догађаја у бета прозору, $N_{\beta\alpha}$ број бета догађаја у алфа прозору, а N укупан одброј. За минимум интерференције између



Слика 9.2: Подешавање PSA параметра. τ_{α} представља однос броја алфа догађаја у бета прозору и укупног одброја, док τ_{β} представља однос бета догађаја у алфа прозору и укупног одброја.

алфа и бета догађаја у мереним узорцима бира се случај када је $\tau_{\alpha} = \tau_{\beta}$ (минималан и једнак број мискласификованих α -догађаја у β -MCA и β догађаја у α -MCA), што се још назива и spillover фактором τ [%] за дату хемијску композицију.

PSA дискриминатор се при мерењу непознатих узорака поставља на ту оптималну вредност добијену у пресеку кривих alpha-to-beta spillover и beta-to-alpha spillover, $\tau_{\alpha} = \tau_{\beta}$ (слика 9.2), и надаље представља радну вредност PSA параметра.

9.3 Поступак у раду

1. Подесити прозоре у EasyView софтверу [7] на канале од 500-800 за алфа емитере и од 1-1000 за бета емитере.

2. Одредити унупан алфа одброј, алфа одброј у бета прозору, укупан

бета одброј и бета одброј у алфа прозору за калибрационе узорке $^{241}{\rm Am}$ и $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}.$

3. Одредити τ_{α}
и τ_{β} за различите вредности PSA параметра.

4. Графички приказати зависност $\tau=f(PSA)$ и одредити оптималну вредност PSA параметра.

Вежба 10

Одређивање ⁹⁰Sr у води детекцијом Черенковљевог зрачења на течном сцинтилационом спектрометру

10.1 Задатак

1. Помоћу калибрационе праве одредити ефикасност детекције при одређивању активности $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}$ детекцијом Черенковљевог зрачења у води коришћењем сета калибрационих референтних стандарда $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}$, активности $A_1 = 0.744$ Bq, $A_2 = 2.94$ Bq, $A_3 = 4.463$ Bq, $A_4 = 6.322$ Bq, $A_5 = 9.298$ Bq, $A_6 = 12.682$ Bq, $A_7 = 18.595$ Bq и $A_8 = 37.190$ Bq са комбинованом мерном несигурношћу од 0.5%;

- 2. Одредити одброј бланка.
- 3. Одредити активности $^{90}{\rm Sr}$ у непознатом узорку.
- 4. Одредити границу детекције DL(A).

10.2 Опис задатка

Радионуклид ⁹⁰Sr је фисиони продукт са периодом полураспада 28.8 година [5]. У животну средину је испуштен услед тестирања нуклеарног оружја и хаварија на нуклеарним постројењима, као и путем отпада при раду нуклеарних реактора. По својим хемијским особинама је сличан калцијуму, па га биљке усвајају на аналоган начин. ⁹⁰Sr на исти начин као и калцијум прати ланац исхране и доспева у људско тело. ⁹⁰Sr се акумулира у костима, што представља велики ризик за људско здравље. На основу наведеног следи да је одређивање активности ⁹⁰Sr у окружењу веома важно са становишта заштите од зрачења.

Радиокативни ⁹⁰Sr се бета распадом распада на потомак ⁹⁰Y емитујући бета честице са максималном енергијом од $E_{max} = 546 \text{ keV}$, као што је приказано на Слици 10.1. ⁹⁰Y је такође бета емитер. Максимална енергија емитованих бета честица ⁹⁰Y је $E_{max} = 2280 \text{ keV}$, а време полураспада 90 Y је 64 h. Због кратког периода полураспада, ⁹⁰Y је у равнотежи са својим претком ⁹⁰Sr. Чак и у случају нуклеарног акцидента, када ова два радионуклида нису у равнотежи, равнотежно стање се може постићи у кратком временском периоду (више од 80% у 7 дана). На тај начин се мерењем активности ⁹⁰Y у узорку може проценити активност ⁹⁰Sr у датом узорку.

Брзи електрони емитовани распадом ⁹⁰Ү производе Черенковљев ефекат у води. Минимална енергија коју треба да имају брзи електрони да би произвели Черенковљев ефекат у води је 256 keV. Черенковљево зрачење лежи у оптичком и UV делу електромагнетног спектра, тако да се може детектовати фотомултипликатором на течном сцинтилационом детектору.

На основу Правилника о границама садржаја радионуклида у води за пиће, животним намирницама, сточној храни, лековима, предметима опште употребе, грађевинском материјалу и другој роби која се ставља у промет ("Сл. Гасник РС", бр. 86/2011 и 97/2013, Члан 6. Табела 1 и Табела 2) прописују се изведене активности у води за пиће радионуклида ⁹⁰Sr која износи 4.9 BqL⁻¹. У случају нуклеарног акцидента или у случају другог ванредног радиолошког догађаја, граница садржаја радионуклида у води ⁹⁰Sr износи 750 Bq L⁻¹.



Слика 10.1: Шема распада ⁹⁰Sr и ⁹⁰Y [5].

10.3 Апаратура

Као детекор за мерење активности 90 Sr/ 90 Y користи се нискофонски алфа/бета спектрометар Quantulus 1220TM произвођача PerkinElmer [7]. За аквизицију спектра се користи софтвер WinQ, а спектар се обрађује помоћу програма EASYView.

- 10.4 Поступак у раду
- 10.4.1 Подешавање детекторског система Quantulus 1220 за детекциј
у $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}$

За калибрацију детекторског система коришћен је стандардни радиоактивни материјал (водени раствор ${}^{90}\text{Sr}/{}^{90}\text{Y}$) произведен од стране Чешког Метролошког Института, Инспекторијат за Јонизујуће зрачење, сертификоване активности $A({}^{90}\text{Sr}) = 38.18 \text{ Bq} \cdot \text{ml}^{-1}$ са комбинованом мерном несигурношћу од 0.5%, на дан 1.10.2013.

Канал	Ефикасност (%)	Фонски одброј (cps)	FOM
130-430	45.86(9)	0.008	26.3
150-400	45.606(24)	0.008	26.0
180-370	42.56(7)	0.007	25.9
190-360	40.35(6)	0.007	23.3
200-350	37.62(8)	0.006	23.6

Табела 10.1: Оптимално подешавање прозора за одређивање активности ⁹⁰Sr (коришћене су пластичне бочице).

10.4.2 Одређивање ефикасности детекције

За одређивање ефика
сности детекције за одређене активности $^{90}{\rm Sr}$ коришћен је сет калибрационих референтних стандард
а $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}$, активности $A_1=0.744$ Bq,
 $A_2=2.94$ Bq, $A_3=4.463$ Bq,
 $A_4=6.322$ Bq, $A_5=9.298$ Bq,
 $A_6=12.682$ Bq, $A_7=18.595$ Bq и $A_8=37.190$ Bq са комбинованом мерном несигурношћу од
 0.5%.

Да би се проценила ефикасност за мерење активности 90 Sr/ 90 Y у води, користе се пластичне бочице запремине 20 ml. Да би се умањиле статистичке грешке, типично време мерења бланка износи 60 000 s.

На основу калибрационе праве $y(cps) = a \cdot x(Bq)$ одређује се ефикасност детекције при оптималном прозору који се одређује преко вредности *FOM*.

Оптималан прозор при одређивању активност
и $^{90}{\rm Sr}/^{90}{\rm Y}$ одређује се на основу вредност
иFOM (Figure of Merit) која се израчунава као:

$$FOM = \frac{efficiency^2}{background}$$
(10.1)

Резулати добијени за *FOM* приказани су у Табели 10.1.

10.4.3 Одређивање активности ⁹⁰Sr у води детекцијом Черенковљевог зрачења

Активност стронцијума у узорку
 $A[\mathrm{BqL}^{-1}]$ се одређује коришћењем израза:

$$A = \frac{R_s - R_b}{\epsilon V} \tag{10.2}$$

где су R_s и R_b одброји у (cps) узорка и бланка, V[mL] је запремина анализираног узорка воде и ϵ ефикасност детекције.



Слика 10.2: Минимална детектибилна активност ⁹⁰Sr у води детекцијом Черенковљевог зрачења.

10.4.4 Процена мерне несигурности u_c и границе детекције DL

Комбинована мерна несигуност $u_c(A)$ одређује се коришћењем израза:

$$u_{c}(A) = A \sqrt{\frac{u_{RN}^{2}}{R_{N}^{2}} + \frac{u_{e}^{2}}{e^{2}} + \frac{u_{V}^{2}}{V^{2}}}$$
(10.3)

где је $R_N = R_s - R_b$, нето брзина бројања узорка (cps), u_{RN} је комбинована мерна несигурност при израчунавању нето брзине бројања и израчунава се као $u_{RN} = (u_{Rs}^2 + u_{Rb}^2)^{1/2}$ где су u_{Rs} и u_{Rb} стандардне несигурности при мерењу укупне и брзине бројања бланка, ϵ и u_{ϵ} представљају ефикасност и одговарајућу мерну несигурност, док су V и u_V запремина узорка и одговарајућа мерна несигурност.

Граница детекције *DL*(*A*) се одређује као:

$$DL(A) = 3.29 \frac{u_{Rb}\sqrt{2}}{\epsilon V} \tag{10.4}$$

и зависи од мерне несигурности са којом се одређује одброј бланка u_{Rb} . Запремина узорка је $V = (20.0 \pm 0.1)$ mL. Минимална детектибилна активност MDA за одређивање ⁹⁰Sr у узорку воде је приказана на слици 10.2.

Вежба 11

Одређивање масе деутерона

11.1 Задатак

1. Одредити масу деутеријума.

2. Проценити експерименталну неодређеност добијеног резултата и упоредити је са табличним вредностима.

3. Са добијеном масом деутеријума одредити енергију која се ослободи у d–d нуклеарној реакцији и упоредити резултат са табличним вредностима.

11.2 Опис задатка

Деутеријум учествује у неколико нуклеарних реакција које су од суштинског значаја за фузионе процесе [8]. За познавање енергетског биланса фузионог процеса који се одвија у звездама неопходно је имати веома тачну процену масе деутеријума. Масе језгара или атома се могу одредити до високог нивоа тачности методом масене спектроскопије. Други начин одређивања масе неког језгра је из енергетског биланса неког процеса у коме то језгро учествује. Деутеријум настаје захватом неутрона на језгрима водоника у реакцији

$${}^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n \to {}^{2}_{1}D + \gamma \tag{11.1}$$

Уобичајено је да се деутеријум означава са ${}^{2}_{1}$ H, док се само језгро деутеријума назива деутерон и означава се као ${}^{2}_{1}$ D. У овој реакцији се ослобађа енергија у виду гама зрачења. У случају када се захват изводи са термалним неутронима, енергија која се у овој реакцији ослобађа једнака је енергији везе језгра деутеријума. У случају формирања деутеријума енергија везе је:

$$\boldsymbol{E}_{v} = \left(\boldsymbol{m}_{p} + \boldsymbol{m}_{n} - \boldsymbol{M} \begin{pmatrix} 2\\ 1 \boldsymbol{D} \end{pmatrix}\right) \cdot \boldsymbol{c}^{2} \tag{11.2}$$

где су са m_p и m_n означене масе протона и неутрона, респективно. Из горње једначине се лако може изразити маса деутерона као:

$$M\binom{2}{1}D = m_p + m_n - \frac{E_v}{c^2}$$
(11.3)

Дакле, маса деутерона је мања од збира маса протона и неутрона за масени еквивалент енергије везе. Евидентно је да се у случају нуклеарне реакције захвата термалног неутрона на језгрима водоника може добити маса деутерона, уколико се познају маса протона и неутрона, као и износ енергије који се ослобађа у облику гама зрачења. Дакле, неопходно је само одредити, што је могуће тачније, енергију гама зрачења које се ослободи у реакцији 11.1.

11.3 Поступак у раду

11.3.1 Мерење

Најједноставнији начин да се изведе реакција захвата неутрона на водонику је да се упути сноп неутрона на контејнер са водом. Уколико је извор неутрона изотоп 252 Cf, улога воде је и да успори неутроне до термалних енергија, када реакција захвата постаје знатно вероватнија. Један такав контејнер се постави испред полупроводничког детектора, заједно са извором 252 Cf, као што је то приказано на слици 11.1, и у добијеном спектру се може очекивати гама линија од 2.22 MeV која настаје након захвата неутрона на језгру водоника. У случају када се



Слика 11.1: Шематски приказ експерименталне поставке.

користи извор 252 Cf, потребно је додатном оловном заштитом редуковати гама зрачење које потиче од фисионих продуката акумулираних у самом извору.

Спектар гама зрачења које се може регистровати у експерименталној поставци, како је то на слици 11.1 приказано, сакупља се током дужег интервала времена, што углавном зависи од активности ²⁵²Cf извора, тј. од броја емитованих неутрона. Како је у овом експерименту неопходно само тачно одредити енергију гама зрачења, геометријски услови под којим се експеримент изводи нису од посебног значаја.

Да би се одредила енергија емитованог гама зрачења са задовољавајућом тачношћу, неопходно је са посебном пажњом извршити енергетску калибрацију полупроводничког детектора. Зависност канал – енергија се код полупроводничког детектора може сматрати линеарном, али се за неки шири распон енергија могу укључити и чланови вишег реда. С обзиром да је у овом експерименту неопходно одредити тачну вредност гама линије која се налази у високоенергетском делу спектра, неопходно је пронаћи калибрациони извор који емитује гама зрачење добро познатих енергија, у истој тој енергетској области. За одговарајућу енергетску калибрацију потребно је снимити и гама спектар тог калибрационог извора у потпуно идентичним условима као и спектар гама зрачења емитованог након неутронског захвата.

11.3.2 Обрада података

С обзиром да детекција гама зрачења контејнера са водом као и калибрационог извора траје знатно дуже од термина вежби, студенти ће добити припремљен експериментални материјал у виду два снимљена спектра гама зрачења. Оба спектра имају енергетску калибрацију која задовољава рутинска мерења тако да ће гама линије од значаја бити лако и брзо идентификоване.

Из гама спектра калибрационог извора се одабере одређени број гама линија и на основу табличних вредности нихових енергија, направи се оптимална енергетска калибрација. Одабрати енергетски интервал у коме се врши калибрација на начин који ће обезбедити најмању неодређеност параметара калибрационе функције. Такође проверити да ли се оптимална калибрација добија употребом линеарне функције или треба укључити и чланове вишег степена. Циљ је добити калибрациону функцију која ће обезбедити најмању неодређеност енергије која се мери. На основу тако добијене калибрације, одреди се енергија гама зрачења емитованог у реакцији захвата неутрона на језгрима водоника.

11.4 Очекивани резултати

1. Користећи табличне вредности маса протона и неутрона, са израчунатом вредношћу енергије одредити масу језгра деутеријума и оценити са колико сигурних цифара се тај резултат може исказати.

2. Упоредити добијени резултат са табличним вредностима и изразити релативну грешку мерења.

3. Проверити са коликом тачношћу се могу одредити енергије у реакцијама фузије два деутеријума.

Вежба 12

Гама прелази са побуђених стања деформисаног језгра

12.1 Задатак

1. На основу познате шеме побуђених стања ¹⁵²Gd одредити могуће енергије гама зрачења које би се емитовале приликом деексцитације овог радионуклида. Из мереног гама спектра ¹⁵²Eu одредити који се од предвиђених прелаза реализују.

2. Одредити квантни принос p_{γ} детектованих гама прелаза.

3. На основу спинских стања и парности нивоа између којих се прелаз врши проценити његову мултиполност.

12.2 Опис задатка

Својства деформисаних језгара су веома често испитивана због одређених специфичности њихових побуђених стања и начина њихове деексцитације [8]. Основна својства побуђених стања су енергија побуде, момент импулса побуђеног језгра (колоквијално се назива спин побуђеног стања), парност побуђеног нивоа, начин његове деексцитације, итд [3]. Са побуђеног енергетског стања језгра прелазе на нижа или основно емисијом гама зрачења или интерном конверзијом. Код прелаза се посматра њихова енергија, мултиполност, угаона дистрибуција итд. Својства побуђених стања и прелаза су се показала као веома сензитиван тест за нуклеарне моделе. Наиме, ваљаност неког модела се углавном проверавала на основу тога колико је моделни рачун био у могућности да репродукује експериментално установљене параметре који описују својства побуђених стања и прелаза између њих. Из тог разлога је први задатак приликом истраживања неког језгра да се установи шема побуђених нивоа и лоцирају прелази између њих.

Језгро бива побуђено уколико му се један или неколико нуклеона нађу у неком вишем енергетском стању. Осим тога, деформисана језгра могу енергију побуде да манифестују кроз колективна кретања свих нуклеона, при чему долази до осцилација облика језгра. Кажемо да језгро тада поседује вибрациону енергију, а стања побуђена на тај начин се називају вибрациона стања. Језгра са сталном деформацијом могу да врше ротацију, а повишен садржај енергије коју поседују у том случају их доводи до такозваних ротационих нивоа. И вибрациони и ротапиони нивои имају стриктно дискретну природу. Језгро на основном енергетском стању путем ротације може бити доведено у низ побуђених енергетских стања која се називају ротациона трака основног стања. Исто тако, језгро које поседује вибрациону побуду може да ротира, па се и изнад вибрационог стања може препознати скуп побуђених нивоа, који такође чине ротациону траку. На слици 12.1 приказана је шема побуђених стања ¹⁵²Gd, који су груписани по ротационим тракама. Радиоактивни распад је најједноставнији начин да се неко језгро добије у побућеном стању. Приликом распада језгра претка, језгра која том приликом настају се најчешће могу наћи у неком од побуђених стања. Из тог разлога се радиоактивни распад језгра претка користи за изучавање побуђених стања језгра потомка. У овом експерименту ће се користити распад језгра ¹⁵²Еи да би се установили неки детаљи побуђених стања језгра ¹⁵²Gd које том приликом настаје.

		17~ 4609
0 ⁺ 1 16 ⁺ 4142.6		15- 3938
		13- 3338
<u>14 3499</u> ,1	7* 2301,9	11 2814
$\frac{12^{+} \ 2883,7}{10^{+} \ 2691,1}$	$ \begin{array}{r} 2^{+}_{3} \\ 3^{+} 2201, \\ 3^{+} 1997.79 \\ 3^{+} 1941 \end{array} $	9 2331
<u>10* 2300,4</u> <u>8* 2138,7</u>	5^+ 1861,52 3^+ 1839,63	<u>7⁻ 1880,2</u> 4 ⁻ 1807,7 <u>3⁻ 1771,5</u>
<u>8* 1746,70</u> <u>6* 1668,06</u> <u>4* 1692,38</u>	2* 1605,629	1- 1755,8
0* 148	$\begin{array}{c} 4^{+} \underline{1550,182} \underline{2^{+}_{2}} (\beta\gamma) \\ \underline{34} \underline{3^{+} 1433,975} \end{array}$	2^{-} 1643,4 5^{-} 1470,47 1_{1}^{-}
4 ⁺ 1282,276 2 ⁺ 1318,34		<u>1⁻ 1314,67</u>
6 ⁺ 1227,29 0 ⁺ 1047,84	$\frac{2^{+} 1109,183}{2^{+} (\gamma)}$	$\frac{3^{-} 1123,189}{0_{1}^{-}}$
$2^+ 930,582$ 0^+_3		
4* 755,397		
$\frac{0^{*} 615, 416}{0^{*}_{2} \ (\beta)}$		5
2* 344,282		
0 ⁺ 0		

.

Слика 12.1: Нивои побуђених стања ¹⁵²Gd груписани по ротационим тракама [6].



Слика 12.2: Део шематског приказа изобарног ланца A = 152 [6].

12.3 Поступак у раду

12.3.1 Мерење

Језгро 152 Gd настаје распадом нестабилног 152 Eu. Будући да се овде ради о члановима изобарног низа са парним бројем нуклеона, постоје два стабилна језгра у њему, а 152 Eu се распада на оба од њих, како се то може видети на слици 12.2. То значи да се у измереном спектру гама зрачења налазе линије које потичу од прелаза са побуђених стања оба радионуклида.

Само мерење спектра се изводи на начин у коме је брзина бројања полупроводничког детектора довољно мала да се избегне сумирање сигнала. Жељена брзина бројања се најлакше постиже избором дистанце између извора и детектора [2]. Да би статистика бројања била задовољавајућа и да би се у спектру могле уочити и гама линије малог интензитета, само мерење траје дуже од термина вежби. Из тог разлога студенти добијају већ снимљене спектре. У мерењу се користи калибрациони извор ¹⁵²Eu, познате активности. Димензије извора су довољно мале у односу на растојање извор – детектор, тако да се може сматрати да су мерења вршена у такозваној тачкастој геометрији.

12.3.2 Обрада података

Увидом у шему побуђених нивоа ¹⁵²Gd приказаних на слици 12.1, могуће је проценити које енергије зрачења ће бити емитоване од стране овог радионуклида. Анализом добијеног гама спектра се верификује да ли постоји гама зрачење те енергије и након тога се прелаз лоцира у шеми између посматраних нивоа. Посебно је значајно уочити како су распоређени прелази унутар једне ротационе траке.

За све гама линије у спектру, а које припадају нуклиду ¹⁵²Gd је потребно одредити интензитете. То се може обавити за сваку линију интеграљењем области у којој се налази пик уз одузимање фона, или се може употребити опција аутоматске обраде спектра комерцијалним софтвером. На вежбама ће бити демонстриране обе технике. С обзиром да је активност калибрационог извора сертификована, са датом кривом ефикасности за тачкасти извор и добијеним интензитетима гама линија, квантни принос p_{γ} се израчунава на следећи начин:

$$p_{\gamma}(E) = \frac{N_d(E)}{A \cdot \epsilon(E) \cdot t} \tag{12.1}$$

где је N_d укупан број гама фотона енергије E детектован током интервала t испод пика тоталне апсорпције, A је активност извора а $\epsilon(E)$ тотална ефикасност детекторског система на посматраној енергији.

12.4 Очекивани резултати

Анализом енергија побуђених стања језгра 152 Gd уз помоћ гама спектра добијеног из распада 152 Eu ће се одредити који се све прелази одвијају између тих стања и сваки од прелаза лоцирати у шеми. На тај ће се начин добити једна грана шеме распада 152 Eu. На основу те шеме распада да могуће је уочити неке правилности у енергетским прелазима унутар једне ротационе траке.

Као један од резултата овог експеримента, добиће се квантни приноси p_{γ} за детектоване гама линије.

Вежба 13

Ротациона стања и момент инерције деформисаних језгара

13.1 Задатак

1. Одредити момент инерције језгра ¹⁷⁸Нf на основу енергија енергетских нивоа ротационе траке основног стања. Упоредити табличне и теоријске вредности енергија прелаза и нивоа ротационе траке основног стања.

2. На основу енергија побуђених стања ротационе траке ниво
а 8^- која се уочава у распаду $^{178m}{\rm Hf},$ лоцирати све гама прелазе који су детектовани.

3. Одредити момент инерције стања
 8^- и упоредити га са моментом инерције основног стања.

13.2 Опис задатка

Примећено је да језгра у области 150 < A < 190 поседују трајну деформацију, тј. да немају сферносиметричан облик [8]. То је уочено мерењем

квадруполног момента и установљено је да језгра у тој области имају облик ротационог елипсоида. Ротација у свету квантних објеката може да постоји само уколико језгро није сферносиметрично. То значи да повишен садржај енергије једног асиметричног јегра може потицати и од његове ротације. У том случају би нека од побуђених енергетских стања језгра могла имати ротациони карактер. Из класичне механике је познато да је енергија тела које ротира једнака:

$$E = \frac{1}{2}J\omega^2 \tag{13.1}$$

где је J момент инерције језгра а ω угаона брзина ротације. Одабран је J симбол пошто је уобичајено да се спин језгра означава са I. Како је момент импулса ротирајућег тела $L = I\omega$, лако се добија:

$$E = \frac{L^2}{2J} \tag{13.2}$$

С обзиром да енергије коју микроскопски објекти могу поседовати имају стриктно дискретан карактер, језгро се ротацијом може побудити до тачно одређених стања. Квантовање се у овом случају врши преко момента импулса што коначно даје да енергија ротације језгра може бити:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J}I(I+1) \tag{13.3}$$

За парно – парна језгра, којима је I = 0, путем ротације се могу добити само енергетска стања парних вредности спинова. Како је спин основног стања језгра I = 0, испоставља се да су енергије његових ротационих стања одређене парним вредностима момента импулса I. Скуп енергетских нивоа који настају ротацијом језгра у основном стању поседује енергије које се могу одредити помоћу једначине 13.3, и називају се ротациона трака основног стања.

На сличан начин језгро може поседовати ротациону енергију и у неком од својих побуђених стања. То значи да се у неком једночестичном или вибрационом побуђеном стању језгро може довести до ротације. У том случају се изнад тог побуђеног нивоа ствара ротациона трака коју сачињавају дискретна енергетска стања ротације. Енергија ротације се у том случају може изразити као:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} (I(I+1) - K(K+1))$$
(13.4)

где је K пројекција момента импулса I на осу ротације језгра. У горњој релацији вредност K је константна и представља у ствари момент импулса побуђеног стања изнад кога се формира ротациона трака. Уколико је $K \neq 0$ посматрано стање се побуђује путем ротације до нивоа са вредностима спина K + 1, K + 2, K + 3, итд.

13.3 Поступак у раду

13.3.1 Мерење

У експерименту се користи спектар гама зрачења ¹⁷⁸m Hf измерен на Обједињеном институту за нуклеарна истраживања у Дубни [9]. Спектар је мерен полупроводничким детектором. Сам изотоп ¹⁷⁸m Hf је произведен спалационом реакцијом изазваном брзим протонима на језгру од природног тантала. Изотоп ¹⁷⁸m Hf представља један од примера језгара у изомерном стању који имају веома дугачак период полураспада. Време полураспада изомерног стања ¹⁷⁸m Hf од 2446 keV износи 31 годину. Спин овог стања је веома висок и износи I = 16. Шема нивоа који се попуњавају распадом изомерног стања ¹⁷⁸m Hf је приказана на слици 13.1.

13.3.2 Обрада података

Са слике 13.1 се може видети да распад ^{178m}Нf попуњава енергетске нивое који припадају двема ротационим тракама, и то до високих спинских стања. Једна од њих је ротациона трака основног стања ¹⁷⁸Нf док је друга ротациона трака стања $K = 8^-$. У експерименталном делу вежбе је неопходно идентификовати у спектру гама линије које припадају ротационој траци основног стања и лоцирати их у шеми распада. Следећи корак је да се на основу енергије првог побуђеног 2^+ стања израчуна колика је вредност коефицијента $\frac{\hbar^2}{2J}$. Са добијеном вредношћу је неопходно израчунати колике би требале бити енергије ротационих нивоа основног енергетског стања, на основу модела, и упоредити те величине са експериментално установљеним вредностима. Користећи тачне вредности енергије и познате спинове нивоа ротационе траке основног стања, одредити колики је момент инерције језгра у основном стању.

16+		$2446.07~\mathrm{keV}$
(13)-	31 година	2433.34 keV
11-		2202.52 keV
(12)-		2136.527 keV
(11)-		1859.123 keV
10-		1601.488 keV
9-		1364.083 keV
8-	 4.0 a	1147.421 keV
8+	4.0 8	1058.548 keV
6+		632.187 keV
4+		306.627 keV
2+		93.193 keV
0+		0 keV
	170	

¹⁷⁸₇₂Hf₁₀₆

Слика 13.1: Шематски приказ енергетских нивоа који се попуњавају распадом ^{178m}Hf [5].

На основу шеме нивоа ротационе траке 8⁻ побуђеног стања, лоцирати све остале гама линије. Уочити разлику између прелаза који се одвијају међу ротационим нивоима две посматране траке. Користећи познате вредности енергетских нивоа одредити вредност $\frac{\hbar^2}{2J}$ а одатле и момент инерције језгра у побуђеном стању 8⁻.

13.4 Очекивани резултати

Анализом теоријски израчунатих вредности енергија побуђених нивоа ротационе траке и измерених вредности проверити до које мере је ротациони модел у могућности да предвиди неке од енергија побуђених стања једног карактеристичног деформисаног језгра. На основу шеме нивоа проценити колики је момент инерције језгра ¹⁷⁸Нf у основном енергетском стању.

Идентификацијом гама линије у спектру добиће се распоред прелаза између нивоа ротационе траке једног побуђеног стања. Одатле се ла-

ко може уочити разлика у прелазима између ротационих нивоа побуђеног ног и основног енергетског стања. Одредити момент инерције побуђеног стања и упоредити га са моментом инерције језгра у основном енергетском стању.

Вежба 14

Неутронска активациона анализа

14.1 Задатак

1. Одредити концентрацију задатих елемената у узорку применом методе неутронске активационе анализе.

14.2 Опис задатка

Путем детекције радиоактивног зрачења могуће је установити присуство веома малих количина неког елемента, чак битно мањих него што се то може учинити било којом од познатих хемијских аналитичких техника [1,10]. Ово је искоришћено као основни принцип активационе анализе. То је добро познат и често примењиван метод одређивања састава материјала мерењем радиоактивног зрачења које се јавља након активације атомских језгара. Под активацијом се подразумева свака промена састава или енергетског стања језгра до које долази када се оно изложи снопу честица или фотона. Као резултат нуклеарних реакција које се том приликом одигравају, део стабилних језгара се претвара у радиоактивне - долази до активације. Идентификација елемената у озраченом узорку изводи се путем мерења енергије зрачења које емитују активна



Слика 14.1: Шематски приказ процеса неутронске активационе анализе [10].

језгра - потомци нуклеарних реакција, док је интензитет посматраног зрачења директно пропорционалан количини елемента чија се присутност жели установити.

Најчешћи је случај да се активност у узорку који се испитује индукује неутронима док се мерењем гама зрачења карактеристичног за настале продукте активације могу добити све жељене квалитативне и квантитативне информације. Сама неутронска активација се одвија кроз процес захвата неутрона. Један неутрон, као честица без наелектрисања, бива захваћен од стране језгра након чега се ствара такозвано сложено језгро, са једним неутроном вишка. Како је на тај начин настало језгро увек у побуђеном енергетском стању, оно се вишка енергије ослобађа готово тренутном емисијом гама зрачења. Вишак енергије које језгро непосредно након захвата неутрона поседује је приближно једнак везивној енергији неутрона. Гама зрачење, путем кога новонастало језгро прелази у своје основно енергетско стање се назива промптно гама зрачење. Уколико је новонастало језгро нестабилно, што у највећем броју случајева и бива, оно се даље распада и том приликом долази до емисије честичног и пропратног гама зрачења. Спектар гама зрачења је карактеристичан за сваки појединачни изотоп, и може се употребити како за квалитативну, тако и за квантитативну анализу. Процес неутронске активације шематски је приказан на слици 14.1.

За анализу присутности одабраног елемента у неком узорку методом

Н																	He
Li	Be											В	С	Ν	0	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	Р	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	\mathbf{Sr}	Y	Zr	Nb	Mo	Тс	Ru	$\mathbf{R}\mathbf{h}$	Pd	Ag	Cd	In	Sn	\mathbf{Sb}	Те	Ι	Xe
\mathbf{Cs}	Ba	*	Hf	Та	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Ti	Pb	Bi	Ро	At	Rn
\mathbf{Fr}	Ra	**	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og
		*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Но	Er	Tm	Yb	Lu
		**	Ac	$^{\mathrm{Th}}$	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr



неутронске активације, потребно је да буду испуњени следећи услови:

- Да је продукт нуклеарне реакције радиоактиван;
- да је период полураспада продукта реакције довољно дуг да би се мерење могло извршити;
- да продукт реакције има довољно интензивно гама зрачење;
- да је принос нуклеарне реакције довољно висок; На слици 14.2 приказани су елементи чије концентрације могу да се одређују методом неутронске активационе анализе.

До широке примене неутронске активационе анализе дошло је првенствено захваљујући чињеници да се ради о веома осетљивој методи помоћу које је могуће установити присуство неких елемената у знатно нижим концентрацијама од милионитог дела процента. Томе је свакако

Осетљивост [pg]	Елемент		
1	Dy, Eu		
1-10	In, Lu, Mn		
10-100	Au, Ho, Ir, Re, Sm, W		
100- 10³	Ag, Ar, As, Br, Cl, Cs, Cu, Er, Ga, Hf, La Sb, Sc, Se, Ta, Tb, Th, Tm, U, V, Yb		
10^{3} - 10^{4}	Al, Ba, Cd, Ce, Cr, Hg, Kr, Gd, Ge, Mo, Na, Nd, Ni, Os, Pd, Rb, Rh, Ru, Sr, Te, Zn, Zr		
10^4 - 10^5	Bi, Ca, K, Mg, P, Pt, Si, Sn, Ti, Tl, Xe, Y		
10^{5} - 10^{6}	F, Fe, Nb, Ne		
107	Pb, S		

Табела 14.1: Осетљивост неутронске активационе анализе за поједине елементе [10].

погодовала и чињеница да је изграђен већи број снажних извора неутрона, као што су то нуклеарни реактори или ређе акцелератори. Колика је осетљивост неутронске активационе анализе у детекцији појединих елемената приказано је у Табели 14.1. Напоменимо овде још и да се у стандардним анализама у највећој мери користе снопови неутрона веома малих енергија, такозваних термалних неутрона, али и да се извесне експерименталне погодности могу добити и брзим неутронима. Неутронска активациона анализа се заснива на процесима у атомском језгру тако да добијени резултати концентрација појединих елемената уопште не зависе од хемијског једињења у коме се налазе.

Што се детекције емитоване радијације активираних језгара тиче, испоставило се да гама зрачење пружа највише могућности. Гама зрачење има дискретан карактер, што даје линијске спектре у којима су енергије као и интензитети појединих линија карактеристични за сваки изотоп. На основу гама спектра је могуће извршити квалитативну и квантитативну анализу. У табели 14.2 приказани су изотопи на основу којих се доказује присуство неког елемента, њихов период полураспада, као и енергија гама линије у спектру која се обично користи за идентификацију и израчунавање количине посматраног елемента у неком узорку који се испитује.

Елемент	Изотоп	Период полураспада	Енергија [keV]
Na	²⁴ Na	15.0 часова	2753.0
Mg	$^{28}\mathrm{Al}$	2.24 минута	1778.9
CĨ	$^{38}\mathrm{Cl}$	37.3 минута	2167.5
Κ	$^{42}\mathrm{K}$	12.4 часова	1524.7
Ca	^{49}Ca	8.7 минута	3084.4
Sc	$^{46}\mathrm{Sc}$	83.8 дана	889.2
V	^{52}V	3.76 минута	1434.1
Cr	$^{51}\mathrm{Cr}$	27.7 дана	310.1
Mn	$^{56}\mathrm{Mn}$	2.58 часова	1810.7
Fe	⁵⁹ Fe	44.5 дана	1291.6
Co	⁶⁰ Co	5.27 година	1332.4
Ni	$^{58}\mathrm{Co}$	71.3 дана	810.8
Cu	$^{66}\mathrm{Cu}$	12.7 часова	1039.4
Zn	$^{65}\mathrm{Zn}$	243.9 дана	1116.0
As	^{76}As	26.3 часова	559.1
Se	$^{75}\mathrm{Se}$	119.8 часова	264.7
Br	$^{82}\mathrm{Br}$	35.3 часова	776.5
Rb	$^{85}\mathrm{Rb}$	18.7 дана	1076.6
Sr	85 Sr	50.6 дана	514.0
Mo	^{99m} Tc	60.0 часова	140.5
Ag	^{110m}Ag	249.7 дана	657.8
Cd	^{115}Cd	44.6 дана	527.9
Sb	^{124}Sb	60.2 дана	1691.0
Ι	^{128}I	25.0 минута	442.3
\mathbf{Cs}	^{134}Cs	2.06 година	795.8
Ba	^{131}Ba	11.8 дана	496.8
$_{ m Hf}$	¹⁸¹ Hf	42.4 дана	482.0
Ta	182 Ta	115 дана	1221.4
W	187W	23.9 часова	685.8
Au	¹⁹⁸ Au	2.7 дана	411.8
La	140 La	40.3 часова	1596.5
Ce	^{140}Ce	32.5 дана	151.2
Sm	^{153}Sm	46.8 часова	103.2
Tb	¹⁶⁰ Tb	72.1 дана	879.4
Yb	¹⁶⁹ Yt	30.7 дана	198.0
Lu	¹⁷⁷ Lu	6.75 дана	208.4
Th	²³³ Pa	27.4 дана	312.0
U	²³⁹ Np	2.35 дана	228.2

Табела 14.2: Изотопи настали неутронском активационом анализом, периоди полураспада и карактеристичне енергије гама зрачења [5].

Канал	$\phi_{th} \cdot 10^{12}$ (n/cm · s) 0 - 0.55 eV	$\phi_{epi} \cdot 10^{12}$ (n/cm · s) $0.5 - 5 \cdot 10^5 \text{ eV}$	$\phi_{fast} \cdot 10^{12} \ ({ m n/cm} \cdot { m s}) \ 0.1 - 25 \ { m MeV}$
$\begin{array}{c} \mathrm{Ch1} \ \mathrm{(Cd)} \\ \mathrm{Ch2} \end{array}$	$0.023 \\ 1.23$	$3.31 \\ 2.96$	$4.32 \\ 4.10$

Табела 14.3: Параметри експерименталних канала коришћених у активацији узорака.

Сама детекција се изводи полупроводничким детекторима који се одликују високом резолуцијом тако да је из једног озрачивања неутронима неког узорка и снимања једног спектра гама зрачења полупроводничким детектором могуће одредити концентрације преко 40 елемената.

14.3 Поступак у раду

14.3.1 Мерење

Комплетна експериментална процедура – озрачивање и детекција спектара изведени су у Франковој лабораторији неутронске физике Обједињеног института за нуклеарна истраживања у Дубни. За потребе активације узорака као извор неутрона је био на располагању пулсни реактор ИБР-2 [9]. Излагање узорака неутронском флуксу је вршено у два експериментална канала у које су узорци уношени пнеуматичком техником. Реактор у Дубни је пулсног типа, фреквенције 5 Hz са неутронским пулсевима трајања око 200 μ s. Средње вредности неутронских флуксева у три области: термалној, епитермалној и брзој за два канала у којима је озрачивање вршено су дате у табели 14.3.

Краткоживећи изотопи су добијани у флуксу термалних неутрона. У те сврхе је коришћен канал 2 са високим флуксом термалних неутрона. Озрачивање је трајало 5 минута, да би се одмах затим вршило детектовање гама спектара полупроводничким детектором. Вршена су по два мерења, једно у трајању 5-8 минута и друго до 30 минута. Ови су спектри употребљени за одређивање присутности и концентрације оних елемената који након неутронског захвата дају краткоживеће потомке. То су: натријум, магнезијум, алуминијум, калијум, калцијум, титан, ванадијум, манган, арсен, кадмијум и антимон.

Уколико елементи након активације у неутронском снопу дају дугоживеће продукте, за одређивање њихове концентрације процедура је мало другачија. Ови су узорци озрачивани брзим неутронима у првом каналу са неутронским филтром од природног кадмијума који редукује флукс термалних неутрона за два реда величине. Озрачивање узорака неутронима је вршено непрекидно у току пет дана. Затим су активирани узорци одлагани да би након 20 дана, пошто су се распали сви краткоживећи изотопи, били мерени у току једног до пет сати.

Гама спектри су такође снимани на полупроводничком детектору. На овај начин је даљњом обрадом спектара и стандардним рачунским поступком могуће добити концентрације следећих елемената: хлора, скандијума, хрома, гвожђа, кобалта, никла, бакра, цинка, селена, брома, рубидијума, стронцијума, молибдена, сребра, индијума, јода, цезијума, баријума, лантана, церијума, неодинијума, самаријума, еуропијума, тербијума, итербијума, лутецијума, хафнијума, титана, волфрама, злата, живе, торијума и уранијума.

Приликом излагања неког узорка који унутар себе има одређену количину истоветних атома укупне масе m_x снопу неутрона флукса Φ услед захвата неутрона индуковаће се одређена активност у озраченом материјалу. Ова активност износи:

$$A = \frac{m_x \cdot N_{AV}}{M} \cdot \sigma \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_{zr}})$$
(14.1)

 N_{AV} је Авогадров број, M је атомска маса озраченог материјала, σ је ефикасни пресек за захват неутрона, λ је константа радиоактивног распада продукта реакције, а t_{zr} је време током кога је узорак био изложен неутронима.

Будући да је продукт реакције неутронског захвата активан, мерењем његовог гама спектра се могу добити карактеристичне линије. Интензитет једне такве линије, или број детектованих фотона посматране енергије се може изразити као

$$N_d = A p_{\gamma} \epsilon e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) \tag{14.2}$$

 p_{γ} је квантни принос фотона посматране енергије, ϵ је ефика
сност детекторског система за дату енергију, Δt је временски интервал
 протекао

између краја озрачивања и почетка мерења, а $t_{\rm m}$ је време мерења. Из горње две једначине се лако може изразити колика је маса m_x посматраног елемента била у мереном узорку:

$$m_{x} = \frac{N_{d}\lambda M}{\epsilon p_{\gamma} N_{AV} \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t_{zr}})(1 - e^{-\lambda t_{m}}) e^{-\lambda \Delta t}}$$
(14.3)

Из горње једначине се може видети да се уз познавање неутронског флукса којем је узорак био изложен веома лако може одредити непозната маса. Потребно је само одредити интензитет гама линије карактеристичне за радионуклид који се добија неутронским захватом.

Процедура одређивања непознате масе се може знатно поједноставити уколико се у идентичним експерименталним условима озрачи и измери неки узорак познатог састава. Уколико познати узорак у себи садржи елемент чије се присуство жели детектовати у мереном узорку, и ако се након мерења спектра тог калибрационог узорка добије интензитет посматране гама линије од детектованих фотона, непозната маса се може одредити знатно једноставније:

$$m_x = \frac{N_d}{N_0} m_0 \tag{14.4}$$

14.3.2 Обрада података

Студенти ће добити измерен спектар референтног материјала као и гама спектар добијен мерењем непознатог узорка. На основу неколицине најинтензивнијих гама линија у спектру се изврши енергетска калибрација спектара. Затим се у сваком спектру одабере неколико добро дефинисаних гама линија за које је посебно значајно да не припадају неком дублету, и на основу њих се изврши и калибрација на облик линије (shape calibration). У следећем кораку се одреде интензитети гама линија у гама спектру стандардног материјала који је био изложен неутронском флуксу када и непознати узорак. Идентификују се гама линије које припадају елементима чија се концентрација тражи, па се за њих одреде интензитети. Иста се процедура понови и за спектар добијен мерењем непознатог узорка. Са познатим вредностима одговарајућих линија у спектру референтног материјала и непознатог узорка, одреде се концентрације тражених елемената.
14.4 Очекивани резултати

Обрадом гама спектара референтних материјала, за које су концентрације присутних елемената декларисане, као и обрадом гама спектара непознатих узорака, као резултат вежбе ће се добити концентрације неколико елемената у одабраним узорцима.

Вежба 15

Одређивање вредности ефикасног пресека за нуклеарне реакције

15.1 Задатак

1. Одредити ефикасне пресеке за неутронске реакције $^{187}{\rm Re}(n,\alpha)^{184}{\rm Ta},$ $^{187}{\rm Re}(n,2n)^{186}{\rm Re}$ и $^{185}{\rm Re}(n,2n)^{184}{\rm Re}$ при енергији неутрона од 18.1(2) MeV.

15.2 Опис задатка

Ефикасни пресек одређује вероватноћу за одвијање одређене нуклеарне реакције. Познавање вредности ефикасних пресека је битно како за фундаментална изучавања нуклеарних процеса тако и за примену одређених изотопа и нуклеарних реакција у индустрији, нуклеарној енергетици или медицини [8].

Установљено је, на основу тога што у природи постоји око 300 изотопа различитих елемената, да је могућ број нуклеарних реакција око 10000. Међутим, само за око 200 нуклеарних реакција постоји више од



Слика 15.1: Постојећи експериментални и теоријски подаци за нуклеарну реакцију ⁵⁸Ni(n,p)⁵⁸Co [5].

2 сета експерименталних мерења [5]. На слици 15.1 приказани су постојећи експериментални подаци и теоријска израчунавања за вредности ефикасних пресека за нуклеарну реакцију 61 Ni(n, p)⁵⁸Co. Тачке са грешкама одређују мерене вредности, док су линијама представљени резултати различитих израчунавања. За ову нуклеарну реакцију можемо рећи да је ефикасни пресек добро одређен и то у широком енергетском опсегу. Запажамо да постоји велики број експерименталних података и задовољавајуће слагање између резултата различитих експеримената и теоријских предвиђања. Међутим, на слици 15.2 приказани су постојећи подаци за вредности ефикасних пресека за нуклеарну реакцију 187 Re(n, α) 184 Ta. Са графика видимо да за ову нуклеарну реакцију постоје неслагања између различитих теоријских прорачуна, мали број експерименталних података и потпуно одсуство мерених вредности у енергетском опсегу испод 15 MeV. Управо овај график нам показује колико су битна нова мерења ефикасних пресека за различите нуклеарне реакције, јер да би одређен изотоп могао да нађе неку примену у нуклеарној технологији, ефикасни пресеци за могуђе нуклеарне реакције на том изотопу морају бити што је могуће тачније и прецизније одређени.

Да би се направила систематизација постојећих података о ефикасним



Слика 15.2: Постојећи експериментални и теоријски подаци за нуклеарну реакцију $^{187}\mathrm{Re}(\mathrm{n},\alpha)^{184}\mathrm{Ta}$ [5].

пресецима за одвијање нуклеарних реакција установљено је неколико међународних база података. База података која приказује резултате теоријских израчунавања и евалуација је ENDF (Evaluated Nuclear Data File [11]). Што се тиче експериментално одређених вредности, оне се могу пронаћи у базама података попут EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data [12]) или IRDFF (International Reactor Dosimetry and Fusion File [5]).

У овој вежби биће одређени ефикасни пресеци за три неутронске реакције са два изотопа ренијума ¹⁸⁷Re(n, α)¹⁸⁴Ta, ¹⁸⁷Re(n, 2n)¹⁸⁶Re и ¹⁸⁵Re (n, 2n)¹⁸⁴Re при енергијама неутрона од 18.1(2) MeV. Ренијум је елемент који се састоји од два изотопа, стабилног ¹⁸⁵Re и ¹⁸⁷Re који има период полураспада од 4.12·10¹⁰ година. Природна заступљеност ових изотопа је 37.4% за ¹⁸⁵Re и 62.6% за ¹⁸⁷Re. Важна карактеристика овог метала је висока температурна стабилност због чега може да постане значајан материјал за примену у конструкцијама нових типова нуклеарних реактора. До сада је овај елемент нашао примену у авиоиндустрији за производњу млазних мотора и у медицини за производњу изотопа ¹⁸²Ta и ¹⁸⁸W који се користе у терапији канцера. Међутим, за примену ренијума у нуклеарним технологијама потребно је добро познавање ефикасних пресека за неутронске интеракције на овом елементу. Прегледом база података може се установити да су постојећи експериментални подаци о томе веома оскудни. Чак постоји потпуно одсуство мерених вредности за енергије неутрона веће од 14 MeV [5,13,14].

Ефикасни пресек за ове три нуклеарне реакције, ¹⁸⁷Re(n, α)¹⁸⁴Ta, ¹⁸⁷Re (n,2n)¹⁸⁶Re и ¹⁸⁵Re (n,2n)¹⁸⁴Re, је одређен на тај начин што је мета познате масе од чистог природног ренијума озрачавана снопом неутрона енергије од 18.1(2) MeV [14]. Потом је извршено гама спектроскопско мерење активности која прати распад продуката испитиваних нуклеарних реакција ¹⁸⁴Ta, ¹⁸⁶Re и ¹⁸⁴Re. На основу тога се одређује колико је настало продуката нуклеарних реакција током озрачивања. Специфична сатурациона активност по једном атому одређена је производом флукса и ефикасног пресека:

$$A_s = \sigma \cdot \Phi \tag{15.1}$$

Ако се помоћу гама спектроскопских мерења одреди специфична сатурациона активност и ако се знају вредности флукса неутрона који је коришћен за активацију, могу се одредити вредности ефикасних пресека.

15.3 Поступак у раду

15.3.1 Озрачивање мете

Озрачивање мете ренијума је извршено у Институту за референтне материјале и мерења (ИРММ) у Белгији [15]. Извор квази-мононергетских неутрона је био Ван Дер Графов акцелератор. Помоћу овога уређаја сноп неутрона се добија на тај начин што се протони или деутеријум убрзавају помоћу акцелератора и потом се усмеравају на мету од литијума, деутеријума или трицијума при чему долази од одређених нуклеарних реакција чији продукти су и неутрони. Енергија убрзаних јона, протона или деутеријума, се може мењати и на тај начин се мења и енергија насталих неутрона. Са овим акцелератором максимална енергија до које се могу убрзати јони је 7.5 MeV. У табели 15.1 дат је преглед нуклеарних реакција које се користе за производњу неутрона као и могући опсег енергија неутрона. Када су неутрони створени на овај начин, у сноп неутрона се ставља узорак који се жели озрачити, што је у овом

Нуклеарна реакција	Могуће енергије неутрона [MeV]
⁷ Li(p,n) ⁷ Be	0-5.3
$T(p,n)^3He$	0-6.2
$D(d,n)^3He$	2.4-10.1
$T(d,n)^4He$	12.1-24.1

Табела 15.1: Нуклеарне реакције које се користе за продукцију неутрона и опсег могућих енергија неутрона.

случају био метални диск ренијума. На слици 15.3 је приказана принципијална шема Ван Дер Графовог акцелератора који се користи као извор неутрона.

У овом експерименту је било потребно добити неутроне енергије од 18 MeV. Због тога су акцелератором убрзавани јони деутеријума и за продукцију неутрона је коришћена нуклеарна реакција ³H(d, n)⁴He. Мета за продукцију неутрона била је сачињена од трицијума површинске густине од 2.293 mgcm⁻². Да би се добили неутрони енергије од 18 MeV, јони деутеријума су убрзавани до енергије од 2.0 MeV.

Озрачивање мете ренијума је урађено на тај начин што је диск пречника 2 cm и дебљине 5 mm постављен на растојање од 20 cm од трицијумске мете где се стварају неутрони (слика 15.4). Маса диска ренијума је била 29.774 g.

Подаци о озрачивању су следећи:

- 1. Почетак озрачивања: 12.08.2014. 16:25:55
- 2. Крај озрачивања: 12.08.2014. 16:25:55
- 3. Време озрачивања: 166564 s

15.3.2 Одређивање флукса неутрона

Да би могли да се одреде ефикасни пресеци за неутронске реакције активационим мерењима потребно је да се зна тачна вредност коришћеног флукса неутрона. У овом експерименту флукс неутрона је одређен мерењем са јонизационом комором. У јонизациону комору је била



Слика 15.3: Принцип рада Ван Дер Графовог акцелератора као извора неутрона.

смештена мета од изотопа уранијума ²³⁸U масе m=0.861(16) mg (слика 15.5). Пре озрачивања диска ренијума ова јонизациона комора је била постављена на исту позицију на којој се и током озрачивања налазио диск ренијума и пуштен је сноп неутрона. Упадни неутрони изазивају фисију на мети урана и потом се јонизационом комором детектују фисиони фрагменти након фисије урана. Мерењем је утврђен број детектованих фисионих фрагмената, па је тиме одређен и број фисија урана изазваних неутронима дате енергије од 18 MeV. С обзиром да су ефикасни пресеци за фисију урана за различите енергије неутрона добро познати, могуће је одредити флукс неутрона. Утврђено је да флукс неутрона износи $\Phi = 28198$ n/(cm·s). Након мерења интензитета неутронског флукса извршено је озрачивање мете.



Слика 15.4: Поставка експеримента током озрачивања.



Слика 15.5: Слика експерименталног уређаја током мерења флукса неутрона.

15.3.3 Гама спектроскопска мерења

По завршетку озрачивања извршено је снимање гама спектара озраченог узорка ренијума. У снимљеним спектрима уочени су гама пикови који одговарају енергијама гама кваната који се емитују приликом распада ¹⁸⁴Ta, ¹⁸⁶Re и ¹⁸⁴Re, тj. продуката нуклеарних реакција, ¹⁸⁷ Re(*n*, *a*)¹⁸⁴ Ta, ¹⁸⁷ Re(*n*, 2*n*)¹⁸⁶ Re и ¹⁸⁵ Re(*n*, 2*n*)¹⁸⁴ Re. У табели 15.2 дати су подаци о најинтензивнијим гама прелазима при распаду ових изотопа као и вредности њихових периода полураспада. Распадом ових изотопа емитују се гама кванти блиских или истих енергија. Због тога у снимљеним гама спектрима долази до интерференције гама пикова који потичу од распада различитих изотопа, што ствара проблем за тачно одређивање детектованих активности. Да би се елиминисао проблем сумирања гама кваната од различитих изотопа извршена су два снимања гама спектара озраченог узорка. Снимање првог спектра је почело око 20 минута након завршетка озрачивања, а снимање другог око 3 дана након тога. Ако се погледају вредности периода полураспада за дате изотопе запажа се да се пре другог мерења изотоп ¹⁸⁴Та фактички у потпуности распао. На овај начин се из првог снимљеног спектра може одредити активност изотопа 184 Та а и из другог 186 Re и 184 Re (ова два изотопа не емитују гама кванте који међусобно интерферирају). Гама спектроскопска мерења су извршена у Лабораторији за радионуклиде на IRMM, и у подземној лабораторији HADES (слика 15.6).

На основу детектованог интезитета одређене гама линије може се израчунати сатурациона активност за дати изотоп:

$$A_{s} = \frac{N_{d} \cdot \lambda \cdot M}{\epsilon \cdot p_{\gamma} \cdot N_{AV} \cdot m \cdot I_{a} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{m}}) \cdot e^{-\lambda \Delta t}}$$
(15.2)

где је N_{AV} Авогадров број, M је атомска маса озраченог материјала, λ је константа радиоактивног распада продукта реакције, t_{zr} је време током кога је узорак био изложен неутронима, p_{γ} је квантни принос фотона посматране енергије, ϵ је ефикасност детекторског система за дату енергију, Δt је временски интервал протекао између краја озрачивања и почетка мерења, t_m је време мерења, I_a изотопска заступљеност датог изотопа мете, m маса мете и N_d број детектованих догађаја у одређеном гама пику.

Подаци о временима мерења спектра дати су у табели 15.3.



Слика 15.6: Мерење гама активности у Лабораторији за гама спектроскопију, ИРММ.

Табела 15.2: Подаци о испитиваним радионуклидима.

Радионуклид	$E_{\gamma} \; [\mathrm{MeV}] \; (I_{\gamma} [\%])$	$\mathrm{T}_{1\!/\!2}~[\mathrm{s}]$	Ефикасност детекције
¹⁸⁶ Re (из другог спектра)	137.2 (9.4)	321261.12	0.0010754
¹⁸⁴ Та (из првог спектра)	414.0(73.9)	31320	0.0217519
¹⁸⁴ Re (из другог спектра)	903.282 (37.9)	3058560	0.01080774

Табела 15.3: Подаци о мерењима гама спектара.

Број спектра	Ознака спектра	Старт мерења	Живо време мерења $[\mathbf{s}]$
1	SPT51494-670	14.08.2014 15:09:19	334617
2	SP53028	$18.08.2014 \ 11:38:56$	929687.89

15.3.4 Израчунавање ефикасних пресека

На основу израчунате сатурационе активности, израза 15.2 и измереног флукса неутрона, ефикасни пресеци се рачунају коришћењем израза 15.1.

15.4 Обрада података

Студенти ће добити два снимљена гама спектра. Из првог спектра је потребно одредити интензитет (број детектованих догађаја) карактеристичне гама линије која прати распад ¹⁸⁴Та, а из другог спектра интензитете гама линија које потичу од распада ¹⁸⁶Re и ¹⁸⁴Re. На основу тога израчунати специфичне сатурационе активности. Коришћењем измерене вредности флукса неутрона одредити ефикасне пресеке за нуклеарне реакције ¹⁸⁷Re(n, α)¹⁸⁴Ta, ¹⁸⁷Re(n, 2n)¹⁸⁶Re и ¹⁸⁵Re(n, 2n)¹⁸⁴Re. Ови ефикасни пресеци одговарају енергијама неутрона од 18.1 MeV. Добијене вредности упоредити са подацима из база података.

15.5 Очекивани резултати

Обрадом експерименталних података добиће се ефикасни пресеци за $^{187}\mathrm{Re}(n,\alpha)^{184}\mathrm{Ta},~^{187}\mathrm{Re}(n,2n)^{186}\mathrm{Re}$ и $^{185}\mathrm{Re}(n,2n)^{184}\mathrm{Re}$ нуклеарне реакције. Очекиване вредности за ефикасне пресеке за $^{187}\mathrm{Re}(n,2n)^{186}\mathrm{Re}$ и $^{185}\mathrm{Re}(n,2n)^{184}\mathrm{Re}$ реакције су 0.6-0.9 барна а за $^{187}\mathrm{Re}(n,\alpha)^{184}\mathrm{Ta}$ 0.001-0.002 барна.

Вежба 16

Одређивање приноса фотонуклеарних реакција на језгрима бизмута

16.1 Задатак

1. Одредити приносе за реакције ${}^{209}\text{Bi}(\gamma,2n){}^{207}\text{Bi}$, ${}^{209}\text{Bi}(\gamma,3n){}^{206}\text{Bi}$ и ${}^{209}\text{Bi}(\gamma,4n){}^{205}\text{Bi}$ изведене у сноповима закочног зрачења максималних енергија од 40 MeV, 60 MeV, 80 MeV и 100 MeV.

2. Упоредити вредности приноса добијене за појединачне продукте реакције на разним енергијама.

3. Упоредити вредности приноса добијене за различите продукте реакције на истој енергији.

16.2 Опис задатка

Фотонуклеарне реакције представљају један веома занимљив феномен. За разлику од највећег броја нуклеарних реакција које се изводе у сноповима нуклеона и тешких јона (па и неких елементарних честица), до којих долази под дејством јаке (нуклеарне) интеракције, фотонуклеарне реакције се одвијају путем електромагнетног дејства. У овим реакцијама под дејством фотона високих енергија, из језгра бивају емитоване честице, најчешће неутрони пошто они не морају да савладају Кулонову баријеру. Енергије фотона морају бити више од енергије потребне за издвајање једног или више нуклеона из језгра [8].

Сам механизам предаје енергије у или х-зрачења језгру се најједноставније може објаснити уколико се упадно електромагнетно зрачење високе енергије посматра као талас. Под дејством електричног поља, као једне од компоненти електромагнетног зрачења, долази до колективног кретања свих протона у односу на неутроне. Језгро се деформише и том приликом долази до стварања електричног диполног момента. Под дејством јаких нуклеарних сила које теже да језгру врате првобитни облик. долази до осцилација облика језгра које трају све док се оно не ослободи вишка енергије путем емисије гама зрачења, или емисије једне или више честица. У овом процесу најдоминантнија је електрична диполна интеракција Е1, али свој, знатно мањи, допринос дају и магнетна диполна М1 као и електрична квадруполна Е2 интеракција. На слици 16.1 је приказана енергетска зависност ефикасног пресека за фотонуклеарну реакцију која ће као резултат дати емисију једног или више неутрона из језгра побуђеног високоенергетским електромагнетним зрачењем.

По правилу, ефикасни пресеци за (γ, n) и донекле $(\gamma, 2n)$ нуклеарне реакције су добијене мерењима, док се у случају емисије већег броја неутрона до пресека дошло теоријским прорачунима. Будући да ефикасни пресек за фотонуклеарне реакције има облик широке резонантне криве, сам процес апсорпције фотона од стране језгра, највећим делом путем електричне диполне интеракције, и емисије једне или више честица се назива гигантска диполна резонанца.

Као извор електромагнетног зрачења високих енергија најчешће се користи закочно зрачење произведено након интеракција убрзаних електрона са метом од волфрама или неког другог тешког елемента. Елек-



Слика 16.1: Ефикасни пресек за фотонуклеарне реакције са емисијом једног или више неутрона [5].



Слика 16.2: Облик енергетског спектра закочног зрачења за неколико различитих енергија упадних електрона.

трони се до енергија које превазилазе и неколико стотина MeV-а убрзавају у акцелераторима. Спектар закочног зрачења је континуиран са максималном енергијом једнакој енергији до које су убрзани електрони. Облик енергетског спектра закочног зрачења за неколико различитих енергија убрзаних електрона је приказан на слици 16.2 [8].

Када се нека одабрана мета (у нашем случају је то ²⁰⁹Ві, природни моноизотоп) изложи снопу високоенергетског закочног зрачења, дешаваће се фотонуклеарне реакције и доћи ће до стварања лакших изотопа, којима недостаје један или више неутрона. Уколико се мета која садржи атоме одабраног изотопа изложи флуксу закочног зрачења , након времена озрачивања у мети ће доћи до индуковања активности посматраног потомка нуклеарне реакције:

$$A = N_m \cdot (1 - e^{\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE$$
(16.1)

где је λ константа распада створеног радионуклида, $\sigma(E)$ функција која показује енергетску зависност ефикасног пресека посматране реакције, E_0 је енергетски праг нуклеарне реакције док је E_{max} максимална енергија закочног зрачења. Интеграл се назива сатурациона активност и бројно је једнак оној активности добијеног продукта реакције која би се створила након бесконачно дуге експозиције и мера је вероватноће дешавања нуклеарне реакције. Уколико се озрачена мета постави испред детектора током времена t_{mer} , број детектованих гама кваната неке посматране енергије ће бити:

$$N_{\gamma}(E) = \frac{1}{\lambda} \cdot \epsilon(E) \cdot p_{\gamma}(E) \cdot N_m \cdot e^{-\lambda \delta t} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \cdot \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE$$
(16.2)

где је $\epsilon(E)$ ефикасност детекције гама фотона посматране енергије, $p_{\gamma}(E)$ је квантни принос фотона посматране енергије док је Δt време протекло од краја озрачивања до почетка мерења, такозвано време хлађења. Принос нуклеарне реакције Y се дефинише као производ броја атома мете и сатурационе активности:

$$Y = N_m \cdot \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE = \frac{N_{\gamma}(E) \cdot \lambda}{\epsilon(E) \cdot p_{\gamma}(E) \cdot e^{-\lambda \delta t} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{zr}})}$$
(16.3)

Задатак вежбе је да се из спектара гама зрачења мете од природног бизмута мерених полупроводничким НРGе детектором одаберу карактеристичне гама линије неколицине изотопа насталих фотонуклеарним реакцијама и да им се одреде интензитети N_{γ} . Са познатим вредностима времена хлађења, времена зрачења и времена мерења се може израчунати принос нуклеарних реакција ²⁰⁹Bi $(\gamma, 2n)^{207}$ Bi, ²⁰⁹Bi $(\gamma, 3n)^{206}$ Bi и ²⁰⁹Bi $(\gamma, 4n)^{205}$ Bi за случајеве када је мета од природног бизмута била експонирана у сноповима закочног зрачења енергија 40 MeV, 60 MeV, 80 MeV и 100 MeV. Квантни принос за сваку од одабраних гама линија се налази из таблица, а ефикасност детекције се одређује из гама спектра калибрационог извора мереног под истим геометријским условима као што је мерена и озрачена мета бизмута.

16.3 Поступак у раду

16.3.1 Озрачивање и мерење

Мете од чистог природног бизмута, масе око једног грама, су експониране у фотонском снопу линеарног акцелератора ЛИНАК 200 на Обједињеном институту за нуклеарна истрживања у Дубни, Русија. Шематски приказ акцелератора као и изглед експерименталног постројења су приказани на сликама 16.3 и 16.4. Електрони су убрзавани до енергија од 40 MeV, 60 MeV, 80 MeV и 100 MeV да би затим били упућивани на мету од волфрама дебљине 3 mm. На тај начин су добијани снопови закочног зрачења високих енергија. Озрачивање је трајало од петнаест минута до сат времена у зависности од енергије. Након тога су активиране мете од бизмута постављане испред полупроводничког детектора на растојање од отприлике 30 cm да би се снимали спектри емитованог гама зрачења. У зависности од добијене активности, спектри су снимани од два сата па све до шеснаест часова.

С обзиром да је ефикасност детекције гама фотона посматране енергије ϵ неопходан параметар који фигурише у једначини 16.3, потребно ју је одредити употребом неког калибрационог извора. У те сврхе је послужио ¹⁵²Eu. Гама спектри овог калибрационог извора су снимани у потпуно идентичним геометријским условим као што је то рађено са озраченим узорцима бизмута.

Сам извор ¹⁵²Eu је веома малих димензија као и озрачивани узорци бизмута (маса им је била реда величине једног грама) тако да се може сматрати да апсорпција зрачења у самом извору зрачења, како еуропијума тако и бизмута, може да се занемари.

16.3.2 Обрада података

Студенти добијају снимљене гама спектре за обраду. За сваки од изотопа бизмута који се стварају путем гама-неутронских реакција одабране су најпогодније гама линије за анализу. Задатак студента је да у спектрима пронађу гама линије са списка и да за сваку од њих понаособ одреде интензитет тј. број детектованих фотона посматране енергије испод пика тоталне апсорпције $N_{\gamma}(E)$. Уз списак енергија гама линија



Слика 16.3: Шематски приказ експерименталне поставке ЛИНАК 200.

које ће бити анализиране, студенти добијају и одговарајуће вредности квантних приноса $p_{\gamma}(E)$. Времена озрачивања t_{zr} , хлађења δt и детекције t_{mer} су током извођења експеримента забележена и студенти ће добити ове податке за сваки од анализираних спектара.

За сваку од посматраних енергија потребно је познавати ефикасност детекције $\epsilon(E)$. Калибрација ефикасности детекције се изводи са десетак одабраних гама линија из спектра еуропијума. Потребне вредности квантних приноса p_{γ} и времена мерења студенти ће добити са осталим подацима. На основу старости калибрационог извора и његове почетне активности, студенти треба да одреде активност извора у моменту мерења.

Подсетимо се само да се ефикасност детекције гама фотона одређене енергије израчунава као:

$$\epsilon(E) = \frac{N_{\gamma}}{A \cdot t_{mer} \cdot p_{\gamma}(E)} \tag{16.4}$$

где је $N_{\gamma}(E)$ интензитет посматране гама линије калибрационог извора, A активност калибрационог извора у тренутку мерења, t_{mer} време мерења калибрационог извора а p_{γ} је квантни принос посмтране гама линије. Активност калибрационог извора у тренутку мерења се одређује



Слика 16.4: Изглед експерименталне поставке ЛИНАК 200.

као $A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$ где је са A_0 означена почетна активност калибрационог извора у моменту када је сертификован, а t је време протекло од момента производње извора до тренутка његове употребе. Студенти ће добити вредност периода полураспада калибрационог извора.

Из спектара калибрационог извора ¹⁵²Eu се одреде интензитети гама линија датих у табели и за сваку од њих се израчуна ефикасност детекције. За израчунавање приноса одређене нуклеарне реакције је потребно познавати ефикасност детектора за ону енергију гама зрачења коју продукт реакције емитује. Те енергије се по правилу разликују од енергија гама зрачења које емитује калибрациони извор. Из тог разлога је неопходно методом фита од вредности ефикасности детекције које су добијене из спектра калибрационог извора пронаћи функцију која описује зависност ефикасности од енергије. Употребом ове функције се израчунава ефикасност детекције за енергије гама зрачења које емитују посматрани изотопи бизмута. За потребе ове вежбе довољно је за фит одабрати полином или експоненцијалну функцију.

Након што се из спектара очитају вредности интензитета одабраних гама линија $N_{\gamma}(E)$ добијених изотопа бизмута, употребом једначине 16.3 се израчунају вредности приноса за ²⁰⁹Ві $(\gamma, 2n)^{207}$ Ві, ²⁰⁹Ві $(\gamma, 3n)^{206}$ Ві и ²⁰⁹Ві $(\gamma, 4n)^{205}$ Ві нуклеарне реакције.

16.4 Очекивани резултати

У овој вежби се као резултат добијају вредности приноса за три фотонуклеарне реакције. Добијене вредности је потребно нормирати на вредности једне одабране реакције како би се добиле релативне вредности. Поређењем добијених вредности се може видети како вероватноћа за реакцију опада са бројем неутрона који се емитују из језгра и како се мења однос приноса различитих реакција са променом енергије.

Упоређивањем добијених вредности за принос добијен за различите енергије једног истог бизмутовог изотопа проверити како принос реакције зависи од максималне енергије фотонског снопа.

Радионуклид	Енергије гама линија (keV)	$p_{\gamma} x 100$
	244.69	7.583
	344.27	26.5
	367.7887	0.861
	411.11	2.234
	443.98	3.148
$^{152}\mathrm{Eu}$	778.904	12.942
	867.32	4.245
	964.01	14.605
	1112.02	13.644
	1212.948	1.422
	1299.14	1.623

Табела 16.1: Подаци о гама пралазима ¹⁵²Eu [5].

16.5 Додатак

16.5.1 Ефикасност детектора

За одређивање енергетске зависности ефикасности детекције употребити гама прелазе калибрационог извора ¹⁵²Еu из табеле 16.1.

Активност калибрационог извора 152 Eu је на дан 15.09.2011. износила $A_0 = 5.43 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Спектар је сниман 5400 s.

16.5.2 Енергије гама линија

У понуђеним спектрима је потребно одредити интензитете гама линија наведених у табели 16.2 и са њима израчунати принос нуклеарне реакције. У случајевима када су дате две гама линије, пронаћи средњу вредност приноса за посматрану реакцију.

Изотоп	$T_{1/2}$	E_{γ}	p_{γ}
²⁰⁷ Bi	31.55 година	569.7	97.74
²⁰⁶ Bi	6.243 дана	803.1	99
²⁰⁶ Bi	6.243 дана	881.0	66.2
²⁰⁵ Bi	15.31 дана	703.44	31
²⁰⁵ Bi	15.31 дана	1043.72	7.51

Табела 16.2: Подаци о енергијама гама линија изотопа бизмута [5].

16.5.3 Времена зрачења, хлађења и мерења

Спектар	$t_{zr}(\mathbf{s})$	Δt	t_{mer}
$40~{\rm MeV}$	1800	42454	36000
$60 { m MeV}$	3600	39720	43200
$80 { m MeV}$	1800	7920	10800
$100~{\rm MeV}$	900	7680	16200

Табела 16.3: Подаци о снимљеним спектрима.

Вежба 17

Мерење магнетног момента језгра

17.1 Задатак вежбе

1) Направити теоријску процену вредности магнетног диполног момента језгра $^{177}{\rm Hf}.$

2) На основу добијених експерименталних резултата, одредити резонантну фреквенцију и израчунати магнетни диполни момент језгра ¹⁷⁷Нf. Упоредити добијену вредност са теоријским предвиђањем.

17.2 Теоријски увод

Магнетни момент језгра је индукован орбиталним наелектрисаним честицама (протонима) које повећавају вредност орбиталног магнетног поља (окарактерисаног са g_l) и унутрашњим спином нуклеона s = 1/2, што индукује њихово унутрашње магнетно поље (окарактерисано са g_s) [3,8]. Диполни оператор, изражен преко ова два доприноса, дат је релацијом:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^{A} g_l^i \vec{l}^i + \sum_{i=1}^{A} g_s^i \vec{s}^i$$
(17.1)

Жиромагнетни фактори (ослобођених нуклеона) за протоне и неутроне су $g_l^{(p)}=1,\;g_l^{(n)}=0,\;g_s^{(p)}=+5.587,\;g_s^{(n)}=-3.826$. Магнетни диполни момент μ_l представља очекивану вредностzкомпоненте диполног оператора $\vec{\mu}$:

$$\mu(I) = \langle I, n = I | m u_z | I, m = I \rangle \tag{17.2}$$

Ово је у вези са спином језгра преко жиромагнетног односа: $\vec{\mu} = g_l \vec{I} \mu_N$, где је μ_N - нуклеарни магнетон, g је нуклеарни жиромагнетни однос. Експериментални магнетни моменти се увек изражавају у јединицама нуклеарног магнетона μ_N . Треба истаћи да се неким експерименталним методама мере магнетни моменти, док се другим мере g - фактори. У оба случаја, то представља начин да се одреди непознати спин егзотичног стања језгра. Ово се може урадити поређењем измерених вредности са вредностима сличних стања или поређењем експериментално добијених вредности магнетних момената (уз претпоставку одређеног спина) са неким прорачуном модела.

У оквиру слике коју даје "shell" модел особине језгара са непарним A близу затворених љуски директно су описане карактеристикама неспареног валентног нуклеона. Магнетни момент оваквог нуклеарног стања са валентним нуклеоном у орбити са укупним угаоним моментом \vec{j} и орбиталним моментом \vec{l} , може се израчунати као функција g – фактора без нуклеона, и то су такозвани Schmidt-ови моменти, изражени на следећи начин:

$$\mu \left(l + \frac{1}{2} \right) = \left(\left(j - \frac{1}{2} \right) g_l + \frac{1}{2} g_s \right) \mu_N \tag{17.3}$$

$$\mu\left(l - \frac{1}{2}\right) = \frac{j}{j+1} \left(\left(j + \frac{3}{2}\right)g_l + \frac{1}{2}g_s \right) \mu_N$$
(17.4)

У реалним језгрима на вредност магнетног момента утичу и други нуклеони који су ту пристуни. Ово се може урачунати употребом "ефективних" g- фактора протона и неутрона, помоћу којих би се рачунали ефективни једночестични магнетни моменти $\mu(lj)^{eff}$ за нуклеон на посматраној орбити. Једночестични g – фактори нуклеона обично су око 70% редуковани у односу на "без-нуклеонску" вредност у тешким језгрима, док се код лаких језгара вредности момента које се експериментално добијају веома лепо слажу са предвиђеним "без-нуклеонским" g- факторима.

Нуклеарни магнетни моменти веома су осетљива проба на то које су орбите окупиране (попуњене) валентним честицама (или шупљинама).

Због тога магнетни моменти представљају добар тест "чистоће" одређене конфигурације. Најосетљивији су на орбите у којима се честице померају, а веома мало су осетљиви на број упарених честица или шупљина (докле год су оне упарене са спином нула). Магнетни моменти нису јако осетљиви на квадруполне интеракције спаривања честица-језгро (што обично изазива повећање деформације), за разлику од квадруполних, електричних момената који су јако осетљиви на ове процесе. У складу са тим, магнетни момент је константан у ланцу изотопа и из истих разлога магненти моменти нису јако осетљиви на то да ли је орбита "нормално" окупирана (попуњена) или има неког "уљеза" у орбити (који се може посматрати као побуђено стање честица-шупљина у слици сферног модела љуске "shell").

За мерење различитих особина језгара доступан је широк опсег експерименталних техника. Нуклеарне оријентације на ниским температурама (применом јаких магнетних поља на ниским температурама), примењене на радиоактивним изворима, имају за циљ да поравнају (односно оријентишу) спин "ансамбла" језгара и потом да мере угаону дистрибуцију емитованог зрачења.

За сва језгра са спином различитим од нуле може се реално очекивати да поседују укупни магнетни момент, састављен од доприноса из три извора: орбитално кретање протона, и унутрашњих момената протона и неутрона. Скала нуклеарних магнетних момената је екстремно уска; нуклеарни магнетон μ_N је скоро две хиљаде пута мањи од Боровог магнетона μ_B који је у вези са атомским електронима. Растојање између нуклеарних нивоа у магнетном пољу је у складу са тим одговарајуће уско, реда . Просечна термална енергија од око 10 neV одговара температури од само 100 μK :

$$\Delta E = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{I} \tag{17.5}$$

Укупна нуклеарна оријентација се може постићи хлађењем узорка, тако да просечна термална енергија $k \cdot T$ буде реда величине растојања између нивоа. Поднивои су представљени на Слици 17.1.

Ради бољег објашњења утицаја температуре, можемо посматрати поларизацију језгара методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Овај метод комбинује јако магнетно поље, које интерагује са нуклеарним моментима, на веома ниским температурама. Као што је већ поменуто, интеракција између језгара са спином различитим од ну-



Слика 17.1: Нуклеарно стање са спином $\frac{3}{2}\hbar \rightarrow$ у магнетном пољу, ниво се дели у поднивое \rightarrow са смањењем температуре, насељеност поднивоа постаје неједнака \rightarrow под утицајем резонантне радиофреквенције, насељеност поднивоа се поново изједначава.

ле и магнетног поља подразумева деобу нивоа, на пример, класично Zeeman-ово цепање нуклеарних поднивоа. На собној температури, сви ови нивои су подједнако насељени јер је термална енергија значајно већа од енергије цепања. Али са снижавањем температуре, нивои са нижом енегијом се све више попуњавају (Слика 17.2). Насељеност различитих m – нивоа ансамбла језгра дата је Boltzmann-овом расподелом:

$$p(m) = \frac{e^{\frac{m\Delta E}{kT}}}{\sum_{m} e^{\frac{m\Delta E}{kT}}}$$
(17.6)

У претходној релацији, $\Delta E = \mu B/I$ је енергетска разлика између два стања, B је јачина магнетног поља.

Да би се постигао задовољавајући ниво поларизације, термална енергија kT мора бити истог реда величине као и Zeeman-ово цепање, $\mu B/I$. Овај услов захтева магнетна поља јачине од око 10 T и јача и температуре реда неколико миликелвина. Најниже практично достижне температуре су око 10 mK, које се могу постићи у хелијумским ³He/⁴He "dilution refrigerator" – системима за хлађење. Другим, сложенијим техникама хлађења могу се достићи и ниже температуре, али се не постиже релативно висока моћ хлађења криостата. За типична језгра, ово означава да поларизујуће поље мора бити у опсегу 10-100 T. Могуће је применити



Слика 17.2: Принцип LTNO: језгро са спином I (на пример, I = 2) и нуклеарним моментом μ у магнетном пољу B има 2I + 1 (у конкретном примеру, I = 5) енергетских нивоа, са енергијском разликом од $\mu B/I$ између нивоа. Када је температура довољно ниска, најнижи ниво ће бити највише насељен. Насељеност различитих нивоа је дата Boltzmann-овом расподелом.

поља јачине 10 T са великим суперпроводним магнетима, али ово решење носи са собом неке очекиване техничке проблеме. Један од начина је да се искористи хиперфино поље B_{HF} које се добија имплантацијом језгара у кристалну решетку феромагнетног метала. Хиперфина поља нечистоћа у феромагнетним металима су паралелна (или антипаралелна) у односу на локалну магнетизацију, и крећу се до неколико стотина тесла у зависности од комбинованих нечистоћа матрице у коју је извршена имплантација. Типични феромагнетни материјали у којима се врши имплантација су гвожђе или никал, и они се могу намагнетисати до потпуне сатурације релативно слабим пољима од 0.1 до 0.5 T – која се једноставно могу постићи малим суперпроводним магнетима. Сва суперпроводна поља су ко-аксијална са пољем електромагнета, па су тиме дефинисане осе поларизације за сва језгра у решетки матрице.

17.3 Мерење нуклеарних оријентација

Посматрамо усамљено, нестабилно језгро, са дефинисаном осом симетрије. Прилком свог распада језгро ће емитовати честицу под неким углом Φ у односу на осу. Понављањем овог процеса више пута, у општем случају ће се наћи да угаона дистрибуција емитованог зрачења није изотропна у односу на осу.

Егзактна дистрибуција је функција иницијалног и финалног нуклеарног стања и типа распада. У практичном експерименту није могуће потпуно поларизовати језгро које се испитује; на коначним температурама сви могући поднивои су насељени у складу са Boltzmann-овом расподелом. Из тог разлога јако је битно пратити температуру у току експеримента, и узети у обзир и степен поларизације. Један од начина мерења је употреба Нуклеарне магнетне резонанце NMR [8].

NMR техника подразумева мерење енергијског цепања између магнетних поднивоа, ово цепање изазива хиперфина интеракција. На језгра узорка примени се снага радиофреквентног поља и на резонантној фреквенцији, када је hv једнако енергији цепања поднивоа, радиофреквентни фотони стимулишу прелазе између ових поднивоа (овај ефекат се може упоредити са стимулисаним атомским прелазима у ласерској техници). Насељеност поднивоа нагло опада, а самим тим и степен поларизације језгра је значајно редукован. Резонанца се у овом случају региструје као резултат смањења анизотропије зрачења приликом распада. Резонантна фреквенција је дата као:

$$h\mu = \Delta E = B_N \frac{\mu}{I} = g\mu_N B_N \tag{17.7}$$

Са B_N је обележено магнетно поље које осећа језгро, дефинисано као:

$$B_N = B_{HF} + B_{app}(1+K) \tag{17.8}$$

 B_{HF} представља интензитет хиперфиног поља, а B_{app} је споља примењено поље које је неопходно да би поларизовало кристалну решетку језгра матрице. K је Knight померање, које се јавља када је матрица метал због поларизације проводних електрона. Knight померање је обично < 10% од B_{app} , и има занемарљив утицај на B_N .

Студенти ће обрађивати експерименталне податке добијене на NICOLE експерименту (Слика 17.3) који је смештен у ISOLDE хали у CERNу [16]. У овом експерименту користе се методе нискотемпературских нуклеарних оријентација (OL-LTNO1) за мерење пре свега магнетних диполних момената на оријентисаним језгрима охлађеним до изузетно ниских температура реда неколико миликелвина. Данас је доступан широк опсег техника за мерење различитих особина језгара. Експерименти нуклеарних оријентација, примењени на радиоактивне изворе, имају за циљ да поравнају спин "ансамбла" језгара и потом да мере угаону дистрибуцију емитованог зрачења. Конкретно, угаоне дистрибуције носе информације о природи мултипола у нуклеарним прелазима, из којих се може одредити спин-парност нивоа у шеми распада. Нуклеарном магнетном резонанцом (NMR) оријентисаних језгара могу се врло прецизно мерити g фактори језгара у основном стању, а помоћу њих се једноставно може израчунати нуклеарни магнетни диполни момент. Магнетни момент обезбеђује директну проверу нуклеарне таласне функције и као такав веома је добар тест нуклеарних модела.

Експериментом одређени параметри језгра, а пре свега вредности диполних магнетних момената захтевају високу тачност и морају бити одређени са релативном грешком реда величине максимално 10^{-3} . Једна од метода којом је ово могуће остварити је управо метода "on-line" нискотемпературске нуклеарне оријентације (OL-LTNO) и посебно примена нуклеарне магнетне резонанце (NMR) као метода детекције деструкције анизотропије угаоне расподеле зрачења изотопа имплантираних на ниској температури у феромагнетни материјал. Да би се овај услов могао



Слика 17.3: NICOLE експериментална поставка у ISOLDE [16].

остварити неопходно је да сваки поједини део експерименталне технике омогући добијање резултата са поменутом тачношћу (количина изотопа на располагању у "on-line" и "off-line" експериментима, јачина хиперфиног поља, време релаксације, квалитет детекционог система и сл.). За добијање изотопа од интереса, искоришћена је постојећа инфраструктура ISOLDE (сноп протона, одговарајућа мета, масени сепаратор). Само мерење је обављено на NICOLE ³He/⁴He уређају за хлађење, којим се у "on line" условима могу остварити температуре и ниже. У сваком експерименту користи се адекватан број детектора за детекцију гама зрачења и бета зрачења, као и генератор радио фреквентних сигнала за деструкцију анизотропије.

NICOLE је "on line" LTNO уређај за хлађење који користи комбинацију спољашњих магнетних поља и хиперфине интеракције за поларизацију језгара."On line" означава да је систем повезан са снопом, па се радиоактивни сноп може имплантирати директно у охлађену фолију са узорком.Услед тога се имплантација и мерење могу урадити симултано, што омогућава мерење изотопа са веома кратким временом живота, што је углавном ограничено на време релаксације радиоактивног јона који је искоришћен као матрица.



Слика 17.4: Шема распада хафнијума ¹⁷⁷Нf [5].

Део који ће бити анализиран у овој вежби припада експерименту у коме су мерене електромагнетне особине високих К изомера и група око њих у језгру ¹⁷⁷Hf (Слика 17.4) у оквиру ISOLDE-NICOLE колаборације у CERN-у. У контексту модела јаког купловања у деформисаном језгру, резултати, у комбинацији са већ објављеним резултатима других, сличних, система, користе се да би се истражила веза између колективних g - фактора за g_R индивидуалне групе и да би се испитала поставка квази-честичног стања на коме су те групе изграђене.

17.4 Поступак у раду

Ова експериментална вежба би требала да прикаже сегменте анализе резултата мерења угаоних расподела гама прелаза у распадима и резултата мерења нуклеарне магнетне резонанце на **37**/2⁻ високим К изо-



Слика 17.5: Експериментална поставка.

мерима језгра ¹⁷⁷Нf "on line" методом нискотемпературских нуклеарних оријентација (Слика 17.5).

Одброји фото пика за сваки прелаз у сваком спектру и за сваки коришћени гама детектор одређени су употребом кода за фитовање спектара "DAMM". Одброји сакупљени када је узорак на температури жељене оријентације нормализовани су у односу на одброје неполаризованих, "топлих" спектара. Анизотропије гама прелаза, **A**, одређене су за свака два пара детектора на основу односа:

$$W(\theta, T) = \frac{N(\theta, T)}{N(\theta, warm)}$$
(17.9)

$$A = \left[\frac{W(\theta^{\circ}, T)}{W(90^{\circ}, T)} - 1\right]$$
(17.10)

Анизотропије су даље анализиране коришћењем стандардних релација из формализма нуклеарних оријентација:

$$W(\theta, T) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$
(17.11)

У конкретном случају користићемо:

$$W(\theta, T) = 1 + A_2 B_2 P_2(\cos \theta) + A_4 B_4 P_4(\cos \theta)$$
(17.12)

У претходним релацијама B_{λ} су параметри оријентације који директно утичу на степен поларизације у језгрима узорка и они су функције нуклеарног магнетног диполног момента, хиперфиног поља, спина језгра и температуре кристалне решетке. A_{λ} су коефицијенти угаоне расподеле, њих одређују спинови нивоа који учествују у мултиполностима прелаза. У оквиру овог параметра укључени су и регистровани и нерегистровани интермедијарни прелази. P_{λ} су Лежандрови полиноми, а θ се одређује у односу на осу поларизације. Неопходно је такође утврдити да ли језгра која су имплантирана насумичном оријентацијом, живе довољно дуго у односу на време релаксације спин-решетке T_1 , да би била поларизована у термалној равнотежи са фолијом пре него што се распадну. Значи неопходно је проценити време релаксације спин-решетке T_1 за сваки систем.

Први прелаз емитован од стране изомера $37/2^-$ је на енергији 214 keV чист E3 прелаз.У шеми распада ово је нерешен дублет са помешаним нижим прелазима и због тога се не може искористити за одређивање константе f. Вредности за U_{λ} код овог чистог мултиполног прелаза су познате па се f може израчунати из анизотропије чистог E2, 638 keV, $(31/2^+ - 27/2^-)$ прелаза. Обзиром да се други параметри који су неопходни за израчунавање U_{λ} за нижа енергијска стања сви могу изразити из експерименталних резултата, вредности за f се такође могу одредити из података о осталим E2 прелазима између парова на нижим нивоима изграђеним на 23/2 К-изомеру. Резултати су приказани у Табели 17.1.

У овој вежби посматрамо прелаз $29/2^+ - 25/2^+$ који је чисти E2 прелаз на енергији 606.5 keV. Овај прелаз ћемо искористити за рачунање магнетног момента $37/2^-$ изомера хафнијума-177. Из табеле читамо добијену вредност константе f за овај прелаз. Најпре ћемо преко релације дате у оквиру формализма нуклеарних оријентација израчунати теоријско предвиђање поређењем експерименталних резултата добијених за анизотропије у зависности од температуре и теоријских прорачуна са познатим параметрима варирањем вредности за магнетни момент у опсегу од 5 до 10 нуклеарних магнетона (са кораком 1) како бисмо лоцирали у ком опсегу је најреалније очекивати да се израчуната вредност магнетног момента за посматрани изомер налази.

Пре I_1	елаз I ₂	Енергија [keV]	Фитована вредност <i>f</i>
Изна,	д 23/2+	К-изомера	
31/2	27/2	638.2	0.755(7)
29/2	25/2	606.5	0.786(12)
27/2	23/2	572.4	0.768(12)
Испод	д 23/2+	К-изомера	
23/2	19/2	228.5	0.773(6)
21/2	17/2	418.5	0.773(13)
19/2	15/2	378.5	0.773(6)
15/2	11/2	281.8	0.779(9)
13/2	9/2	233.9	0.802(21)

Табела 17.1: Константа имплантираних језгара одређена фитовањем Е2 прелаза са познатим параметрима распада.

Студенти ће добити сет резултата на основу којих је потребно нацртати зависност величине $\frac{W(0^{\circ})}{W(90^{\circ})} - 1$ од реципрочне вредности температуре. Крива која се добије је у вези са магнетним моментом преко параметра оријентације (овај параметар директно утиче на степен поларизације у језгрима узорка, односно он је функција магнетног диполног момента, спина језгра и температуре кристалне решетке).

1. У самом експерименту тражена је нуклеарна магнетна резонанца (NMR) изомера $37/2^-$ скенирањем помоћу радифреквентног генератора (RF) у опсегу фреквенција између 180 MHz – 230 MHz са кораком од 1 MHz и RF модулацијом од 1 MHz. Фитовањем добијених података на Гаусову расподелу добија се резонанца. Са ове резонантне криве је потребно очитати резонантну фреквенцију на основу које се може израчунати тачна вредност магнетног диполног момента.

2. Ова фреквенција у комбинацији са познатим интензитетом хиперфиног поља од 67.4(9) T, коригована за интензитет спољашњег магнетног поља од 0.5 T које је примењено на Fe фолију током NMR мерења, даје вредност за магнетни момент $37/2^-$ изомера. Уколико се израчуната вредност магнетног диполног момента налази у оквирима полуемпиријског предвиђања онда је то задовољавајућа вредност.

Литература

- G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 4th Edition, John Wiley & Sons, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0 (2010).
- G. R. Gilmore, Practical Gamma-ray Spectrometry 2nd Edition, John Wiley & Sons, ISBN: 978-0-470-86196-7 (2008).
- [3] М. Крмар, Увод у нуклеарну физику, Универзитет у Новом Саду, ISBN 978-86-7031-250-0 (2013).
- [4] PhysRefData/Xcom, https://physics.nist.gov/PhysRefData/ Xcom/html/xcom1.html.
- [5] IAEA Nuclear Data Services, https://www-nds.iaea.org/.
- [6] N. Todorovic, et al., Radioactivity in drinking water supplies in the Vojvodina region, Serbia, and health implication, Environmental Earth Sciences, 79(7), 162 (2020).
- [7] INSTRUMENT MANUAL 1220 Quantulus, https: //www.perkinelmer.com/content/manuals/gde_ quantulusinstrumentmanual.pdf.
- [8] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, ISBN:0-471-80553-X (1988).
- [9] JINR, Dubna, http://www.jinr.ru/main-en/.
- [10] G. L. Molnar, Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis, Springer, Boston, MA. ISBN: 978-0-387-23359-8 (2004).
- [11] The ENDF, Evaluated Nuclear Data File, https://www-nds.iaea. org/exfor/endf.htm.
- [12] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), https://www-nds. iaea.org/exfor/exfor.htm.
- [13] N. Jovančević, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, et al., The cross section functions for neutron induced reactions with Rhenium in the energy range 13.0–19.5 MeV, in: EPJ Web of Conferences, Vol. 146, EDP Sciences, 2017, p. 11025.
- [14] N. Jovančević, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, et al., The neutron cross-section functions for the reactions 187Re (n, α) 184Ta, 187Re (n, 2n) 186Re and 185Re (n, 2n) 184Re in the energy range 13.08-19.5 MeV, The European Physical Journal A 52 (5) (2016) 148.
- [15] JRC-Geel, https://ec.europa.eu/jrc/en/about/jrc-site/geel.
- [16] ISOLDE-CERN, https://home.cern/science/experiments/isolde.

CIР - Каталогизација у публикацији

Библиотеке Матице српске, Нови Сад

539.1(075.8)(076)

ЈОВАНЧЕВИЋ, Никола, 1982-

Експерименталне вежбе из нуклеарне физике [Електронски извор] / Никола Јованчевић, Давид Кнежевић, Јована Николов. - Нови Сад : Универзитет у Новом Саду, Природно-математички факултет, Департман за физику, 2022

Начин приступа (URL): https://www.df.uns.ac.rs/wp-content/uploads/ publikacije/Eksperimentalne_vezbe_iz_nuklearne_fizike.pdf. - Запис заснован на стању на дан 21.02.2022. - Насл. са насловног екрана. -Библиографија.

ISBN 978-86-7031-441-2

1. Кнежевић, Давид, 1988- [аутор] 2. Николов, Јована, 1985- [аутор]

а) Нуклеарна физика – Вежбе

 $\rm COBISS.SR\text{-}ID \ 58640905$