



Физически факултет
Катедра "Атомна физика"

Специалност: "Ядрена техника и ядрена енергетика",

Дипломна работа

за

придобиване на образователно-квалификационна
степен "бакалавър"

на

Кристиян Бойчо Гълъбов, факултетен №7РН0730006

Тема: Изследване функцията на
отклик на сцинтилационни детектори
изработени от LBC и EJ-256

Научен ръководител:

Рецензент:

/Доц. д-р Стефан Лалковски/ /Доц. д-р Борислав Павлов/

София, септември 2025

Съдържание

1	Увод	3
2	Общи характеристики	3
2.1	Общи характеристики на детектори	3
2.2	Сцинтилационни детектори	7
2.3	Фотоелектронен умножител	9
2.4	Спектрометричен тракт	11
2.5	Характерен γ -спектр	13
2.6	Стабилност на усилването на фотоелектронен умножител (ФЕУ)	14
3	Експерименти	16
3.1	Пластмасов сцинтилатор, обогатен с олово (EJ-256)	16
3.2	Сцинтилационен детектор от $\text{LaBr}_{2.85}\text{Cl}_{0.15}\text{:Ce}$	29
4	Заклучение	35
5	Литература	36

1 Увод

Функцията на отклика на детектора е ключов фактор при измерване на спектри по енергия. Чрез нея се описва как импулсите, възникнали при взаимодействие на падащото лъчение с детектора, се разпределят по амплитуда [3]. Когато зависимостта между енергията и амплитудата е линейна, се постига директна корелация между спектъра на излъчването и измерения амплитуден спектър. На практика обаче, при γ - и рентгенови лъчи, функцията на отклика има по-сложен характер и включва компоненти като фотопик, комптъново плато и възможни линии, породени от образуване на електрон-позитронни двойки. Формата на функцията зависи както от енергията на падащите фотони, така и от характеристиките на използвания детектор. В настоящата дипломна работа ще разгледаме точно тези функции и характеристики. [3]

Експерименталната програма включва регистриране на γ -лъчи, K_{α} -линии от подбрани елементи, възбуждани от външни γ -източници. На базата на събраните данни се изследват: (1) линейният коефициент на поглъщане като функция на енергията за рентгенови лъчи; (2) ефективност на органичен сцинтилатор за подбрани енергии; (3) разделителната способност по енергия; (4) стабилността на усилването и възможни систематични измествания при различни времена на работа.

2 Общи характеристики

2.1 Общи характеристики на детектори

Детекторите на йонизиращи лъчения са основен инструмент в ядрената физика. Те се разделят на броячи и спектрометри. Броячите установяват наличието и интензитета на радиация, а спектрометрите дават сведения и за заряда, траекторията, енергията и скоростта на частиците. Когато лъчението предава енергията си на детектора, тя се преобразува в сигнал, достъпен за наблюдение – светлина, звук, електричен импулс или изображение.

Заредените частици взаимодействат със средата, като възбуждат и йонизират атоми. Неутралните лъчения първо преминават през някои от характерните им взаимодействия, превръщайки се в заредени частици, които на свой ред йонизират средата. В зависимост от вида на детектора, енергията се преобразува по различни начини – чрез събиране на носители на заряд, чрез предизвикване на светене или чрез химични реакции, които оставят видима следа [3].

В съвременните експерименти се предпочитат детектори, които дават електрически сигнал, тъй като улесняват прилагането на съвременни електронни системи и компютърни методи за обработка на данните.

В следващата част се разглеждат основните характеристики на детекторите.

Чувствителност

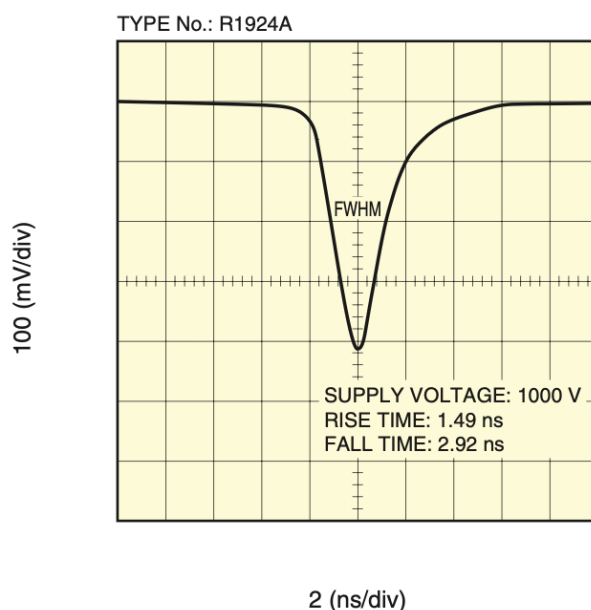
"Чувствителността на детектора е неговата способност да регистрира сигнал при определен вид лъчение и енергия" [3]. Тъй като не съществува универсален детектор, който да е еднакво ефективен за всички частици и енергии, при избор за експеримент винаги трябва да се отчита какъв е пробегът и какъв е типът на излъчването. Ефективността се определя от редица фактори – вероятността за протичане на йонизационни реакции, геометрията и масата на самия детектор, нивото на собствените шумове в разглеждания енергиен диапазон, както и от свойствата на материала, от който той е изграден и конструктивно оформен. [3].

Отклик на детектора

Освен да регистрират наличие на радиация, много детектори дават информация и за енергията на частиците. Това са така наречените спектрометри. Това се реализира благодарение на процесите на йонизация, при които частицата отдава енергията си в

активния обем на детектора. Когато енергията се предаде напълно, получената йонизация може да се използва като количествена мярка за енергията на частицата.

В повечето случаи сигналът от електрически детектори се проявява под формата на токов импулс. Този импулс съдържа информация за количеството генерирани йонизации и съответно за енергията на падащото лъчение (Фиг. 1). Интегралът на импулса е пропорционален на амплитудата му, което също е мярка за енергията. Зависимостта между енергията на лъчението и импулса се нарича „отклик на детектора“ [3].



Фиг. 1: Примерен сигнал от анода на фотоумножителя [7].

В идеален случай зависимостта между енергията и амплитудата на импулса е линейна, което позволява лесна интерпретация на спектрите. В реални условия обаче това не винаги е така – линейността зависи както от вида на частицата, така и от механизма ѝ на взаимодействие със средата. Например, органичните сцинтилатори показват линеен отклик за нискоенергетични електрони, докато при тежки заредени частици се наблюдават значителни отклонения от линейността, породени от различните физични процеси в средата. [3].

Разделителна способност по енергия

Разделителната способност по енергия е сред основните параметри на всеки детектор, тъй като тя показва доколко близки по енергия събития могат да бъдат разграничени при регистрация. За да се определи разделителната способност, се измерва спектърът на лъчение. Ако детекторът имаше „безкрайно добро разделяне“, спектърът би изглеждал като идеална δ -функция, но реалните условия водят до разширяване на пика. В действителност пикът има форма на гаусова функция с определена ширина, която е резултат от статистическите флуктуации в броя на йонизациите и възбужданията в активния обем.

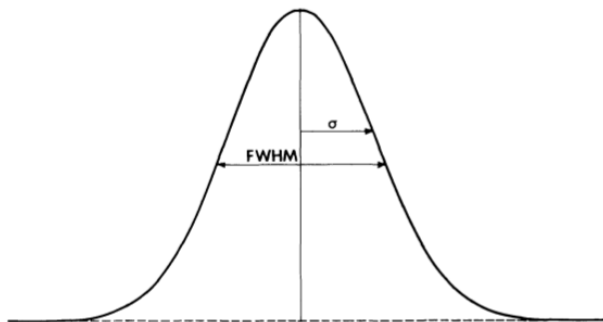
Разделителната способност по енергия се характеризира чрез параметъра FWHM (Full Width at Half Maximum), който се определя като пълната ширина на пика при половината му височина, както е показано на Фиг. 2. В някои приложения обаче се използва друг параметър - стандартното отклонение (σ), което съответства на половината от ширината на върха при около 60% от пълната височина. Връзката между двете величини е следната:

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} = 2.35\sigma \quad (1)$$

Ако разстоянието между два пика е по-малко от тази стойност (FWHM), те на практика не могат да бъдат различени. Разделителната способност по енергия се изразява с отношението:

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (2)$$

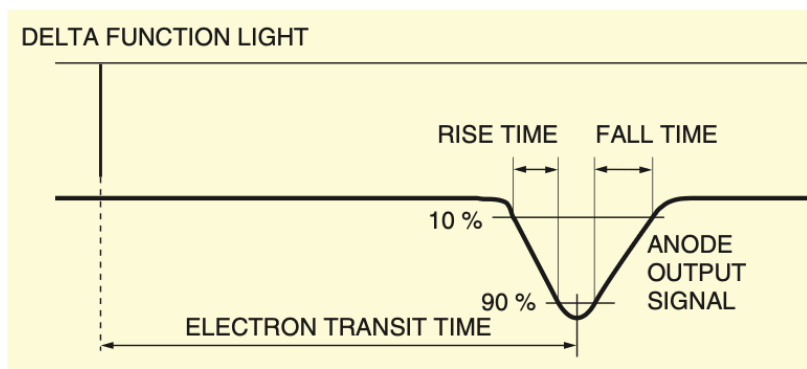
и обикновено се дава в проценти [1, 3].



Фиг. 2: Разделителна способност по енергия [1].

Времеви характеристики

"Времето на отклик (*electron transit time*) характеризира интервала от момента на навлизане на лъчението до получаването на сигнал" [3] (Фиг. 3). Желателно е това време да е колкото може по-кратко, за да може импулсът да има стръмен фронт. Фронтът на нарастване (*rise time*) се определя като времето, необходимо на изходния импулс да се увеличи от 10% до 90% от максималната си височина, докато фронтът на спадане (*fall time*) е времето, за което импулсът намалява от 90% до 10% от тази височина [7]. Продължителността на сигнала също е съществена – ако следваща частица попадне в този интервал, тя може да не бъде регистрирана или сигналите да се наслагат (*pile-up* ефект).



Фиг. 3: Схематично представяне на сигнал от сцинтилационен детектор [7].

Това води до явлението мъртво време на детектора, което ограничава скоростта на броене. При нечувствителен детектор броят регистрирани импулси намалява, а при чувствителен – импулсите се сумират. И в двата случая информацията за броя частици се изкривява.

Затова при работа с високи интензивности скоростта на броене не трябва да е прекалено голяма. Ако все пак има значителни загуби, се прави корекция за мъртво време при обработката на резултатите [3].

Ефективност

Пълната ефективност на детектора се определя като отношението между броя частици, регистрирани от детектора и броя частици, излъчени от източника. Тя се задава по следния начин:

$$\epsilon_{tot} = \frac{\text{регистрирани частици}}{\text{излъчени частици}} \quad (3)$$

Тя е произведение от две ефективности, които определят вероятността източника да излъчи γ -квант в пространствения ъгъл, под който вижда детектора, и вероятността γ -кванта да бъде регистриран в пика на пълно поглъщане.

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{geom}\epsilon_{int} \quad (4)$$

Геометричната ефективност (ϵ_{geom}) е онази част от излъченото от източника лъчение, която геометрично се прихваща от детектора. Тя зависи от разположението и формата на детектора и източника, както и от пространствения ъгъл, който детекторът заема в полето на излъчване на източника.

Вътрешната ефективност (ϵ_{int}) на детектора показва каква част от попадналите върху него частици се регистрират. Тя се определя като отношението между броя на регистрираните частици и общия брой частици, попаднали върху детектора.

$$\epsilon_{int}^{ph} = \frac{N_p}{N_0} \cdot 100\% \quad (5)$$

Стойността ѝ зависи най-вече от вида на лъчението и от геометрията на детектора. Заредените частици обикновено се регистрират почти със 100% ефективност, докато за неутрални лъчения (фотони, неутрони) ефективността е много по-ниска, понякога едва няколко процента.

Да разгледаме тесен колимиран сноп моноенергетични фотони, който пада върху слой материал с дебелина t . При преминаването си през този слой, има вероятност фотоните да претърпят различни взаимодействия в зависимост от енергията си. Те могат да се погълнат чрез фотоефект или чрез процес на образуване на електрон-позитронна двойка. Възможно е също да се разсеят чрез Комптънов ефект и да бъдат отклонени встрани, така че да не достигнат до детектора.

Фотоните, които все пак стигат до детектора, са тези, които не са претърпели никакви взаимодействия. Техният брой обаче е по-малък в сравнение с броя на фотоните в първоначалния сноп.

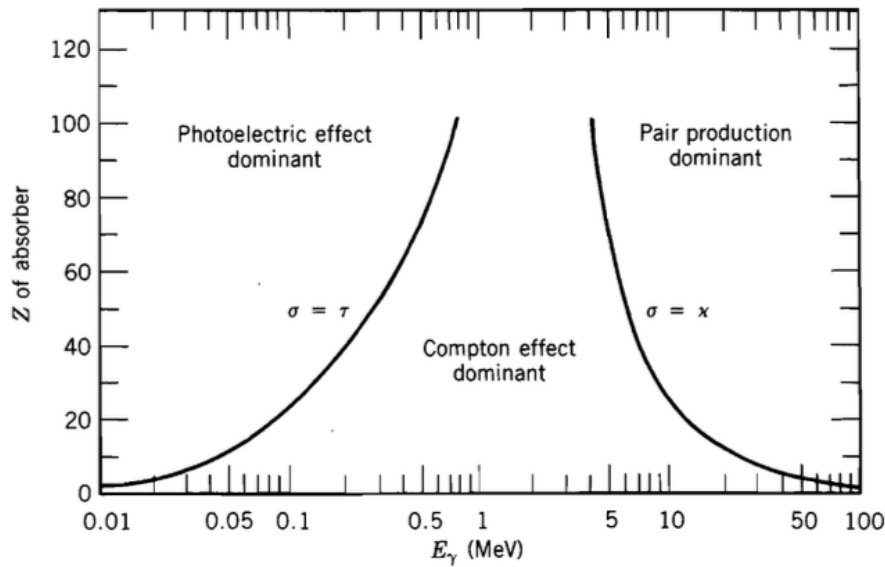
За да се опише вероятността за премахване на фотон в резултат на тези процеси при преминаване през единица дължина от материала, се въвежда величината линеен коефициент на поглъщане, означаващ с μ и характеризира степента, до която даден материал отслабва интензитета на преминаващо през него йонизиращо лъчение. Той е сума от всички вероятности за взаимодействие – фотоефект (τ), Комптъново разсейване, образуване на двойка и други [1].

$$\mu = \sum_{i=1}^N \mu_i \quad [cm^{-1}] \quad (6)$$

Тази зависимост се описва с експоненциалния закон:

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad [s^{-1}] \quad (7)$$

където I_0 е началният интензитет, а I е интензитетът след преминаване през детектора [4].



Фиг. 4: Трите взаимодействия на γ -лъчите с веществото и регионите в които доминират [4]

Пълната ефективност на брояча показва вероятността на дадено лъчение да бъде депозирано в активния обем. Това зависи от линейния коефициент на поглъщане μ на средата. Връзката между двете величини е следната:

$$\epsilon_{tot} = 1 - \frac{I}{I_0} \quad \Rightarrow \quad \epsilon_{tot} = 1 - e^{-\mu t} \quad (8)$$

Тази зависимост е строго специфична, тъй като зависи и от Z на съответния поглъстител (детектор) (Фиг. 4).

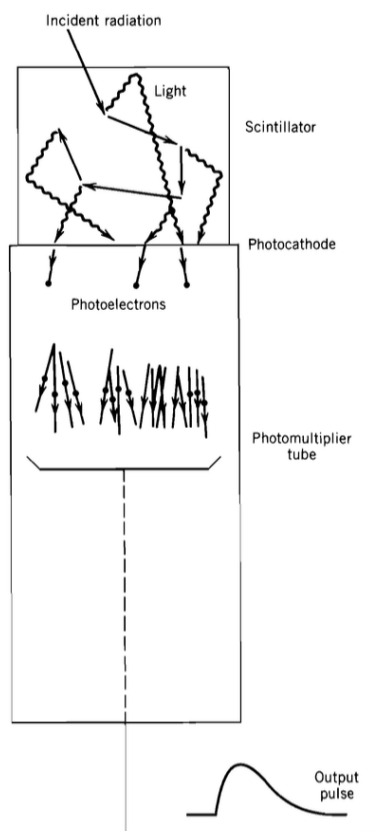
При детектори, чийто отклик зависи от енергията, се използва крива на ефективността, която показва как ефективността се изменя според енергията на лъчението. Това е важно при определяне на интензитет или активност на източник на радиация. Така кривата на ефективността служи като точна основа за измервания в широк енергиен диапазон [1, 3].

2.2 Сцинтилационни детектори

Сцинтилационният детектор е едно от най-често използваните устройства за регистриране на частици в ядрената физика и физиката на елементарни частици днес. Това е и първият детектор, приложен в ядрената физика, с чиято помощ сътрудници на Ръдърфорд успяват да открият атомното ядро. Той се базира на основата, че определени материали, когато попадне йонизираща частица в тях, излъчват малък светлинен проблясък - сцинтилация. Когато бъдат преобразувани в електрически импулси, те могат да бъдат анализирани и преброени електронно, за да предоставят информация за инцидентното лъчение (Фиг. 5) [1, 3].

С изобретяването на газово-йонизационните детектори, сцинтилационният детектор бързо излезъл от употреба. Около три десетилетия по-късно, с изобретяването на фотоелектронния умножител (ФЕУ), използването на сцинтилационния метод получава истински тласък. Сцинтилационните детектори се отличават с опростена конструкция, надеждност и дълготрайност, висока ефективност за γ -кванти, а и амплитудата на сигнала им зависи от енергията на частиците — все предимства, които ги правят много удобни за регистрация на радиация. Едва в средата на 60-те години започва разработването и въвеждането на

полупроводникови детектори. Макар да имат по-добра разделителна способност по енергия, по-ниската им ефективност и практическите неудобства (например нуждата от охлаждане до температури на течен азот) не обосновават напълно отпадане на сцинтилационните детектори от ядрено-физичните лаборатории. [3].



Фиг. 5: Основни процеси в системата със сцинтилационен детектор [4]

2.2.1 Характеристики на сцинтилаторите

Конверсионна ефективност

Конверсионна ефективност се нарича съотношението между светлинната енергия, излъчвана от сцинтилатора, и енергията, която детекторът е погълнал от падащата частица или квант.

Стойността на конверсионната ефективност зависи от вида на сцинтилатора и може да варира – от части от процента до около 28% [13].

Средно време на изсветвяне

Това е средното време, което отнема на един сцинтилатор да изсветне, след попадането на йонизираща частица в работния му обем [3].

Светлинен добив

Светлинният добив представлява броя на фотоните, излъчени на единица погълната енергия. Тя се измерва в броя фотони за единица погълната енергия (ph/eV). По-високият светлинен добив води до по-добра разделителна способност по енергия [3].

2.2.2 Принцип на работа на сцинтилаторите

Тъй като неорганичните сцинтилатори (напр. NaI(Tl)) са най-широко използвани сред сцинтилаторите за регистриране и спектроскопия на γ -лъчение, а в настоящата работа се използва и органичен сцинтилатор, по-долу разглеждаме последователно етапите, които протичат при попадането на моноенергетични γ -кванти в тях.

Неорганични сцинтилатори

Първи етап.

Попаднал в сцинтилатора γ -квант, целим да отдава енергията си на средата главно чрез фотоелектричен ефект (в спектрометричен режим това е най-важният процес). Той я отдава също и чрез Комптъново разсейване и при достатъчно високи енергии – чрез раждане на e^-e^+ двойка. Нека γ -квантът е взаимодействал с фотоефект в К-обвивката, като се получава фотоелектрон. Останалата дупка в обвивката се запълва – излъчва се характеристично рентгеново лъчение ($K\alpha$ или др.) или Оже-електрон. Следва същото с дупката в L-слоя и така до последния слой. На своя страна, рентгеново лъчение от К-слоя може да избие някой от електроните от L-слоя. Така се получава електронно излъчване; ако цялата енергия остане в кристала, сумата от кинетичните енергии на електроните, е равна на енергията на първичния квант [3].

Втори етап.

Електроните се забавят в средата, като предават енергията си чрез йонизация, възбуждане и еластични удари. Процесът на възбуждане за кристали е обяснен в рамките на зонната теория. В неорганичните сцинтилатори от типа NaI(Tl) следва от теорията, създаването на множество двойки електрон–дупка. Броят на тези двойки е практически пропорционален на депозираната енергия. Част от енергията обаче се губи в еластични удари или йонизация и не води до изсветляване [3].

Трети етап.

За да се излъчи фотон, електронът и дупката трябва да рекомбинират радиационно. За да не се погълнат от кристала, получените от рекомбинацията фотони, се внасят примесни атоми – активатори (в NaI най-често талий), които внасят нива на активатора в забранената зона. Електроните и дупките мигрират и се улавят от тези съответно акцепторни или донорни нива. При последвалата рекомбинация се излъчва светлина с енергия, определена от нивата на активатора (за NaI(Tl) около 3 eV, т.е. виолетова/близка UV светлина), която вече може да напусне кристала [3].

Органични сцинтилатори

При органичните (пластмаси, течности) сцинтилацията идва от свойството на ароматни молекули да сцинтилират, когато бъдат изложени на радиация. Процесът отново е триетапен: (1) поглъщане и възбуждане (10^{-12} – 10^{-10} s), (2) бърз пренос на енергията между молекули ($\approx 10^{-9}$ s) което се прави от π -електроните в молекулата, (3) излъчване на фотони (време на затихване 10^{-9} – 10^{-8} s). Те изсветлят бързо (пластмасите 2–3 ns), но имат по-ниска енергийна разделителна способност и част от молекулите им се разлагат в първия етап; затова са отлични за бърза времева детекция и за леки заредени частици [3].

2.3 Фотоелектронен умножител

Конструкцията на фотоелектронния умножител включва няколко основни елемента. Първият е фотокатодът – тънък слой от фоточувствителен материал, разположен върху прозрачен прозорец. При попадане на фотон върху фотокатода, ако енергията на фотона

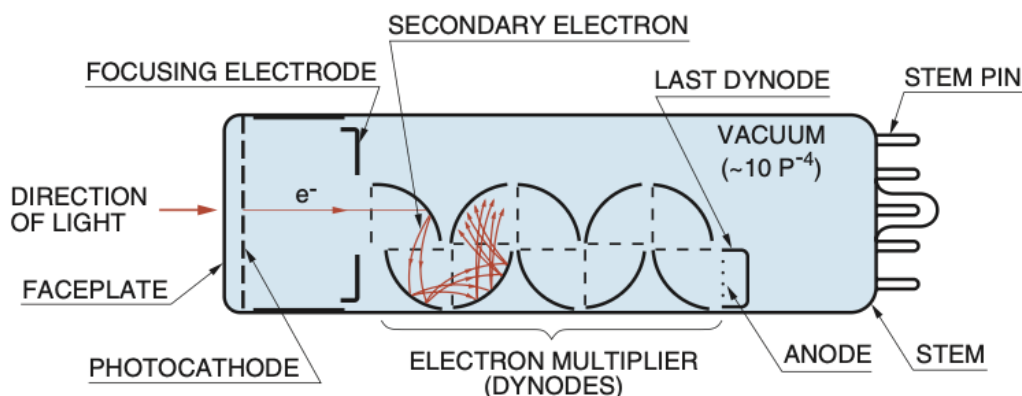
надвишава отделителната работа на материала, се отделя електрон с енергия, равна на разликата. Този процес представлява т.нар. външен фотоелектричен ефект. Отделеният фотоелектрон се ускорява от приложено електрическо поле и се насочва към първия от поредица електроди, наречени диноди [1, 4, 7].

2.3.1 Фотокатод

Фотокатодът (*photocathode*) е от ключово значение за работата на сцинтилационния детектор, тъй като осигурява връзката между светлинния сигнал, генериран в сцинтилатора, и ФЕУ. За да бъде ефективен, фотокатодът трябва да притежава висока чувствителност към дължината на вълната на излъчената светлина (около 400 до 450 nm), нисък шум и устойчивост на външни влияния. От подбора на фотокатада зависи качеството на регистрацията на сигнала. [14]

2.3.2 Принцип на работа на ФЕУ

Фотоелектронният умножител е вакуумно електронно устройство, с цел да умножава електроните, избити от фотокатада [3] (Фиг. 6). Използва явлението външен фотоелектричен ефект и последователно електронно умножение чрез вторична електронна емисия, за образуване на измерим електрически сигнал [3].



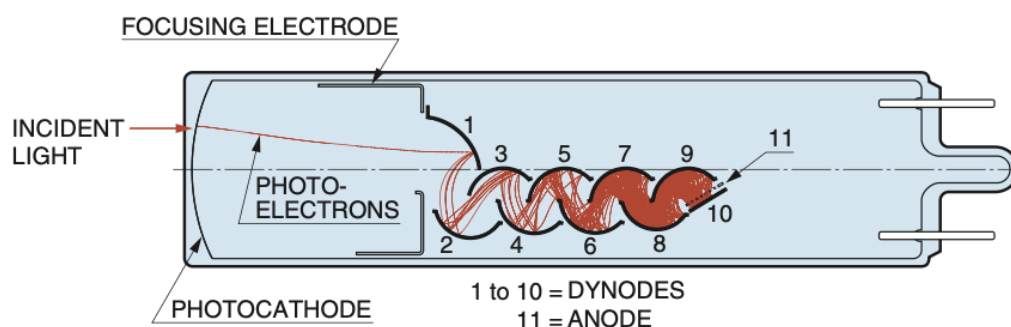
Фиг. 6: Схематично представяне на принципа на работа на ФЕУ [7]

Динодите (*dynodes*) представляват повърхности с положителен потенциал спрямо предходните електроди (Фиг. 7). Когато електрон удари повърхността на динод, се отделят няколко вторични електрона (обикновено между 3 и 5). Всеки от тях след това се насочва към следващия динод, където процесът се повтаря. След последния динод, електроните достигат до анода (*anode*), където се събират и се регистрират като електрически импулс. Коефициентът на усилване на ФЕУ може да достигне стойности от порядъка на 10^6 до 10^8 в зависимост от броя на динодите и приложеното напрежение [3].

Характеристики на ФЕУ

Типичните характеристики на фотоелектронните умножители включват:

Квантов добив Под квантов добив се разбира съотношението между броя на електроните, които се отделят от фотокатада, и броя на фотони, които падат върху него [13]. Това отношение обикновено се изразява в проценти. При най-разпространените фотокатади –



Фиг. 7: Принцип на каскадно усиление чрез диноди [7]

антимоново-цезиеви – максималният квантов добив в спектралната област на чувствителност достига около 30% [13].

Интегрална чувствителност Интегралната чувствителност показва реакцията на фотокатода спрямо интегралния спектър на източник с температура 2850 К. Тя се определя като отношението между фототока i_ϕ и светлинния поток Φ , измерен в лумени [13]. Изразява се в микроампери на лумен ($\mu\text{ A/lm}$). За най-често използваните фотоелектронни умножители (ФЕУ) тази чувствителност варира между 30 и 100 $\mu\text{ A/lm}$ [13].

Анодна чувствителност Чувствителността на ФЕУ като цяло често се описва чрез анодната чувствителност Z_a . Тя се дефинира като отношението между анодния ток i_a и падащия върху фотокатода светлинен поток Φ [13]:

$$Z_a = \frac{i_a}{\Phi} \quad (9)$$

Съвременните ФЕУ се характеризират с анодна чувствителност около 20 до 1000 A/lm , в зависимост от напрежението, което им се прилага [13].

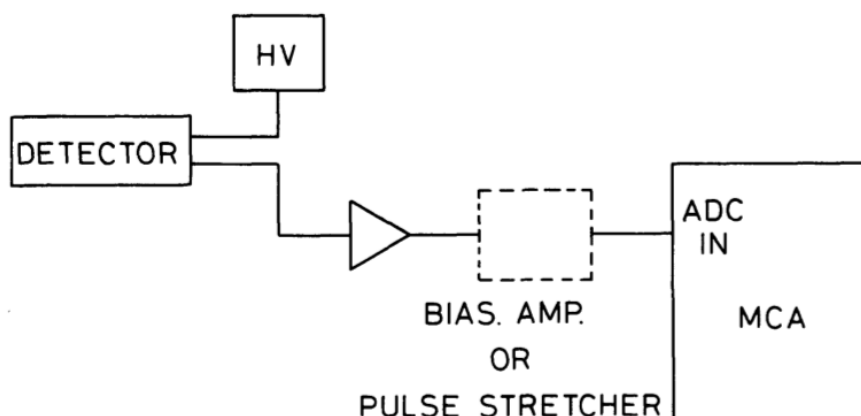
Сред ограниченията на ФЕУ са необходимостта от високо работно напрежение (обикновено между 800V и 2000V), чувствителността им към външни магнитни полета и тяхната относително обемиста и крехка конструкция (вследствие на вакуумната им природа). Друг недостатък е появата на импулси, които се генерират дори при липса на светлина („на тъмно“). Термoeлектронната емисия е основният източник на тези импулси от първите диноди и фотокатода при стайна температура. Тези термoeлектрони също се умножават във фотоумножителя и създават значителен брой паразитни импулси. По-ниският ток на тъмно, позволява по-ниски енергии да могат да бъдат регистрирани от фотоелектронния умножител [13].

Въпреки тези ограничения, ФЕУ остават незаменими в редица области, при които се изисква изключително нисък праг на регистрация, добра разделителна способност по време и стабилна работа. Те продължават да бъдат основен избор в сцинтилационни спектрометри, гама-детектори, детектори на неутрино и редица високочувствителни измервателни системи [1, 4, 7].

2.4 Спектрометричен тракт

Спектрометричният тракт представлява съвкупност от електронни компоненти и устройства, които служат за регистриране, обработка и анализ на сигналите, получени от детектор при взаимодействие с йонизиращо лъчение (Фиг. 8). В зависимост от конкретното приложение, спектрометричният тракт може да включва различни електронни компоненти, които формират логическа последователност на обработка.

Първият елемент в спектрометричния тракт е детекторната система (*detector*), която включва сцинтилационен кристал и фотоумножител. При взаимодействие на йонизиращо лъчение със сцинтилатора се генерира светлинен импулс, чиято интензивност е пропорционална на енергията на частицата, т.е. от един γ -фотон се получават много сцинтилационни фотони. Този светлинен сигнал се преобразува в електрически от фотокатода, умножава се от фотоелектронния умножител и се подава към линеен импулсен усилвател.



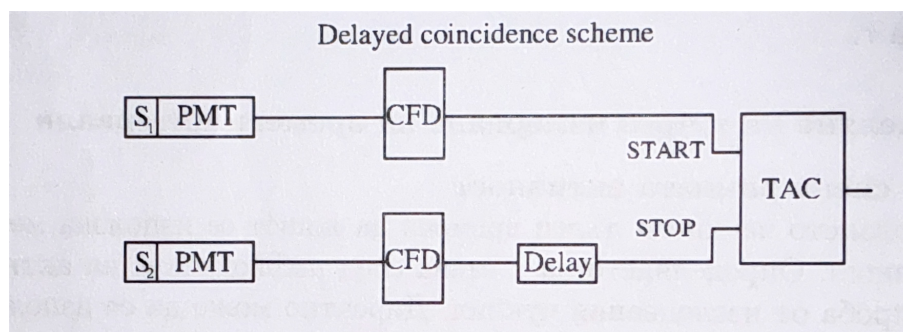
Фиг. 8: Схематично представяне на спектрометричен тракт [1]

Главният усилвател (*AMP.*), известен още като линеен импулсен усилвател (*ЛИУ*), осигурява необходимото усилване и задава подходяща форма/времеконстанта на импулса за анализ.

Мултиканалният амплитуден анализатор (*MCA*) е уред, който приема електрически импулси и ги сортира според амплитудата им и брой колко импулса попадат във всеки канал. Каналите са равни по ширина интервали на амплитуда. Натрупаните бройки могат да бъдат представени като спектър според височината на импулса [1].

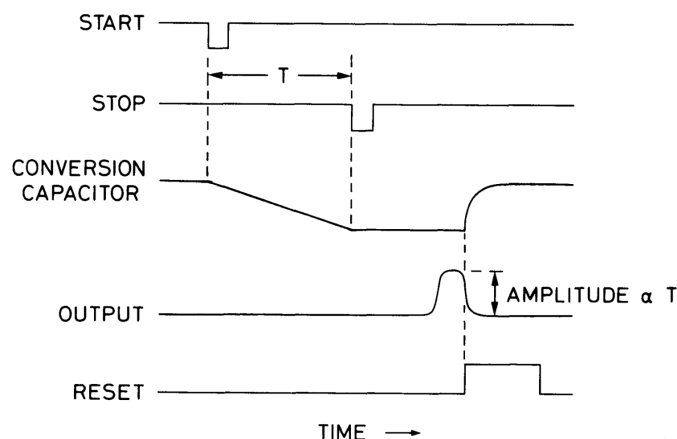
Вместо мултиканален амплитуден анализатор, може да се използва аналогово-цифров преобразувател (*ADC*). Неговата цел е преобразуването на аналоговия сигнал в цифров код. Получената цифрова стойност е пропорционална на енергията на събитието [3].

В нашия експеримент също така използваме и *TAC* (*Time-to-Amplitude Converter*). Това е устройство, което превръща времевия интервал между два логически импулса в изходен импулс, чиято височина (амплитуда) е пропорционална на този интервал. Този импулс може да се подаде към многоканален амплитуден анализатор за получаване на спектър като функция от времето (Фиг. 9) [1].



Фиг. 9: Схема на забавени съвпадения с два сцинтилационни детектора [2].

Измерването започва с импулс START и се прекратява с импулс STOP. Един прост начин за реализиране е следният: при START започва равномерно разреждане на кондензатор, а при STOP разреждането се прекъсва. Натрупаният заряд е пропорционален на времевата разлика между двата импулса, така че и изходната амплитуда е пропорционална на интервала време. Това е показано на Фиг. 10 [1].



Фиг. 10: Принцип на работа на ТАС [1].

Понеже във сцинтилационния детектор всеки етап — образуването на двойки електрон — дупка, излъчването на фотони, освобождаването на вторични електрони във ФЕУ и усиляването им в ЛИУ — е пропорционален на енергията на попадналата частица, разпределението на импулсите по амплитуда описва функцията на отклика на детектора. Тази функция се определя експериментално чрез измерване на спектъра на йонизиращо лъчение [3].

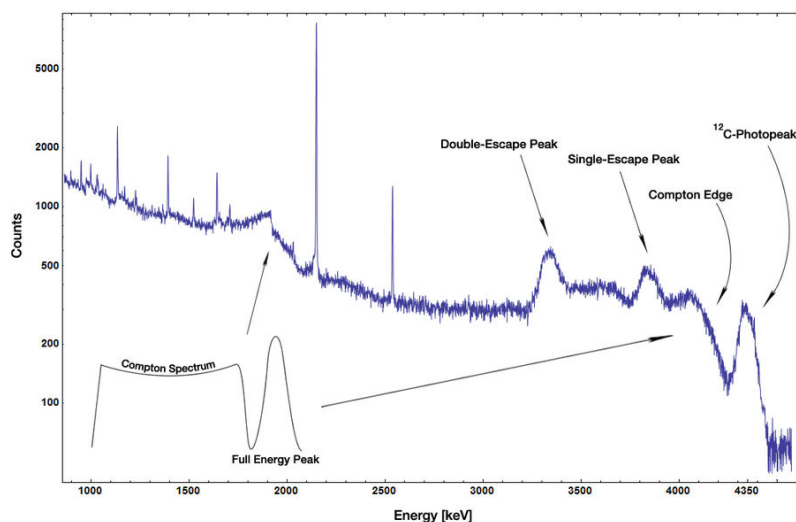
2.5 Характерен γ -спектр

При регистриране на йонизиращо лъчение, крайният резултат е спектър, който представлява амплитудното разпределение на регистрираните импулси (Фиг. 11). Този спектър съдържа няколко характерни области и пика, всеки от които носи информация за физиката на взаимодействията между лъчението и средата. Формата на спектъра зависи от множество фактори, като типа и енергията на лъчението, използвания детектор, геометрията на експеримента и разделителната способност по време и енергия на системата [8].

Най-изразеният елемент в спектъра е т.нар. **фотопик** (*photopeak*), който съответства на пълното поглъщане на енергията на лъчението в детектора и представлява дискретна линия. В този случай цялата енергия на лъчението се преобразува в светлина в сцинтилатора и впоследствие се генерира електрически импулс с максимална амплитуда, характерна за съответната енергия. Положението на фотопика служи като основа за калибриране по енергия на системата [8].

В спектъра се наблюдава и т.нар. **комптъново плато**, което представлява непрекъснатото разпределение от събития с по-ниска енергия. Това се дължи на Комптъново разсейване на лъчението в детектора, при което само част от енергията на фотона се пренася на електрона, а останалата енергия напуска детектора с разсеяния фотон. Максималната енергия, която може да се пренесе при такова взаимодействие, определя ръба на платото, известен като **Комптънов ръб** (Compton edge) [8].

При детектори с достатъчно големи размери и γ -фотони с висока енергия може да се регистрира и **пик на обратно разсейване** (backscatter peak). Този пик се получава, когато лъчите не взаимодействат първоначално със средата на детектора, а претърпят обратно Комптъново разсейване в средата след него. След това навлизат обратно в детектора с намалена енергия, съответстваща на максималния енергиен трансфер в процеса на обратно Комптъново разсейване [8].



Фиг. 11: Примерен енергиен спектър от скинтилационен детектор [8]

Ако енергията на лъчите надвишава прага за образуване на двойки ($2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$), в спектъра могат да се появят и **анихилационни пикове**. Те възникват при образуване на електрон-позитронна двойка в материала на детектора, след което настъпва аниhilация на позитрона с електрон, като се излъчват два фотона, всеки с енергия от 511 keV. Ако единият или двата анихилационни фотона напуснат детектора без да бъдат абсорбирани, се появяват съответно пикове на единично (*single escape*) и двойно (*double escape*) отлитане. Те се намират съответно на разстояние 511 keV и 1022 keV вляво от пика на пълно поглъщане [8].

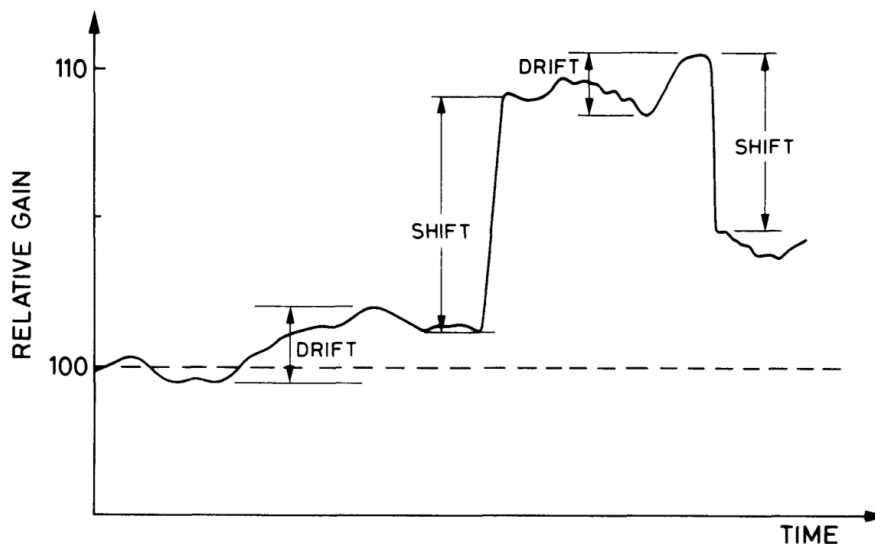
Формата на фотопика съдържа информация за разделителната способност по енергия на системата. Колкото по-тесен е пикът, толкова по-добра е разделителната способност на системата. Формата се апроксимира с гаусова крива, върху която могат да се наслагват и асиметрии, предизвикани от шум или електронни смущения.

Тълкуването на спектъра позволява не само оценка на работата на системата – калибриране по енергия, ефективността на регистрацията и наличието на разсейващи материали, но и идентификация на източниците на радиация. Разбирането на отделните компоненти в спектъра е основополагащо за успешното приложение на спектрометричните методи в ядрената физика и радиационния контрол [8].

2.6 Стабилност на усилването на фотоелектронен умножител (ФЕУ)

Стабилността описва доколко усилването на фотоумножителя остава постоянно при неизменни външни условия и постоянна осветеност. В §8.9 от *Techniques for nuclear and particle physics experiments* [1], У. Р. Лео разглежда два характерни режима на изменение на усилването (Фиг. 12), които имат различен експериментален отпечатък и различни причини в умножителната система (динодите): бавна промяна на усилването във времето

при фиксирано осветяване (*дрейф*), скокообразна промяна в усилването след рязка промяна на средния ток или скорост на броене (*шифт*). И в двата случая източникът на нестабилност обикновено е в умножителната част (вторичната емисия и електродните условия), поради което ефектите понякога се означават и като „умора“ на умножителя [1].



Фиг. 12: Поведение на усилването на фотоумножителите във времето. С *drift* и *shift* са обозначени плавната и скокообразната промени, съответно [1].

Температурата също влияе на усилването: за типичен ФЕУ изменението е от порядъка на *няколко десети от процента на келвин*. Лео изрично подчертава, че този коефициент варира не само между различни типове, но и между екземпляри от един и същ тип, поради което числата трябва да се третираат като *порядъчни оценки*, а не като универсални константи. Тази зависимост се свързва косвено с температурно чувствителни параметри като повърхностните свойства на динодите и фотокатода [1].

Процедура за оценка на стабилността на усилването на ФЕУ. Лео предлага практическа процедура, при която ФЕУ е оптично свързано със сцинтилатор и МСА, при която се следи позицията на фото-пика при 662 keV от ^{137}Cs . Първо се измерва *дрейфа*: настройва се скоростта на броене около 1000 s^{-1} , оставя се системата да работи 3 часа, след което веднъж на час за приблизително 20 часа се записва каналът на пика; дрейфът се оценява спрямо средната позиция на пика. Непосредствено след това се изследва *шифта*: източникът се приближава, за да се достигне около 10^4 s^{-1} , и позицията на пика се записва през 10 мин., за 4–5 последователни отчета; шифтът се оценява като относителната разлика в позицията на пика преди и след увеличени броячен товар [1].

За количествена оценка на *дрейфа* Лео използва средното относително отклонение на позицията на пика:

$$\text{DRIFT} = \frac{1}{n\bar{P}} \sum_{i=1}^n |P_i - P|, \quad (10)$$

където P_i е измерената позиция на пика при i -тото отчитане, P е средната позиция за всички n отчета. Като практически критерий, приемлива трябва не бива да показва дрейф, надхвърлящ процент при стабилни условия на работа [1].

За оценка на *шифта* се използва:

$$\text{SHIFT} = \frac{1}{m P_n} \sum_{i=1}^n |P_i - P_n|, \quad (11)$$

където P_i е измерената позиция на пика при i -тото отчитане, P_n е последното измерване за *дрейф* при скорост на броене $1000 \text{ [s}^{-1}\text{]}$, m е броят на всички отчети. Като практически критерий, приемлив ФЕУ не бива да показва *шифт*, надхвърлящ процент при стабилни условия на работа [1].

Физическа интуиция и последствия. При рязко повишаване на скоростта на броене нараства средният аноден ток и част от падовете по делителя се преразпределят — напреженията върху късните диоди се изменят, което води до ново ефективно усилване (*шифт*). Затова ФУЕ-та с по-полегата зависимост „усилване–напрежение“ са по-слабо чувствителни към подобни вариации. В резултат, при измервания, всяка промяна на натоварването (източник, геометрия) трябва да се съпровожда с проверка/корекция на усилването, за да се избегнат изкуствени енергетични отмествания. (Съпоставими практични бележки се намират и в ръководството на Hamamatsu за стабилност [7].)

3 Експерименти

Използваме сцинтилационен детектор от тип EJ-256, тъй като той има висока ефективност за откриване на фотони с енергии под 100 keV , каквито са рентгеновите лъчи. Целта е да се определи оптималната дебелина на сцинтилатора, така че за рентгенови лъчи с енергия 30 keV от сребро да се постигне около 90% ефективност на регистриране. В този случай EJ-256 служи като брояч, осигуряващ надеждно детектиране на слабите нискоенергийни фотони в схема на съвпадение заедно с LBC детектор.

В експеримента също се използва и LBC сцинтилатор, който служи като спектрометър в схемата на съвпадения. Схемата на съвпадения е необходима за изследване на времето на живот на възбудено състояние на сребро (^{105}Ag). Ролята на LBC детектора е да отделя само рентгеновите лъчи с правилната енергия, като по този начин се елиминират фотоните, които водят до случайни съвпадения или такива, които са претърпели разсейване и съответно биха променили времената и резултатите от измерването. Така се гарантира по-точно и надеждно определяне на времето на живот.

3.1 Пластмасов сцинтилатор, обогатен с олово (EJ-256)

EJ-256 е хомогенен, прозрачен пластмасов сцинтилатор, в който оловото е добавено чрез метално-органична химия. Типичното съдържание на олово варира от 1% до 5% по тегло. Изработени са варианти с до 10% съдържание, но не се препоръчват за практическа употреба. С увеличаването на съдържанието на олово има съответни загуби в сцинтилаторната ефективност и оптичната яснота на крайния материал [6].

EJ-256 е най-подходящ за регистрация на лъчи с енергии под 100 keV , където оловото има значително влияние върху линейния коефициент на поглъщане, което е от съществено значение. Това е най-забележимо при 60 keV и по-ниски стойности, където фотоелектричното сечение е значително увеличено. При тези енергии амплитудите на сигнала от EJ-256 често са по-големи от тези на по-светъл пластмасов сцинтилатор, който не съдържа тежки атоми, поради фотоелектричния принос в процеса на регистрация. Също така, ефективността за регистрация на пълната енергия на лъчението е значително повишена [6].

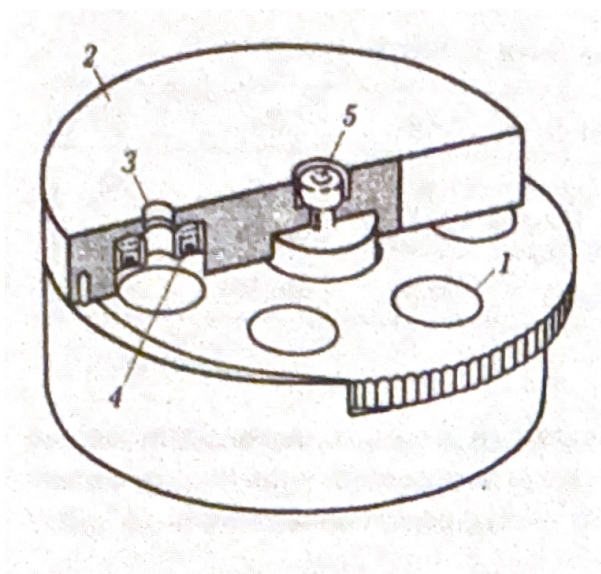
В Приложението на документа [6] са дадени таблични стойности на μ за различни енергии и проценти олово, които могат да се използват за сравнение с експериментално получените стойности.

3.1.1 Описание на опитната постановка за тестване на EJ-256

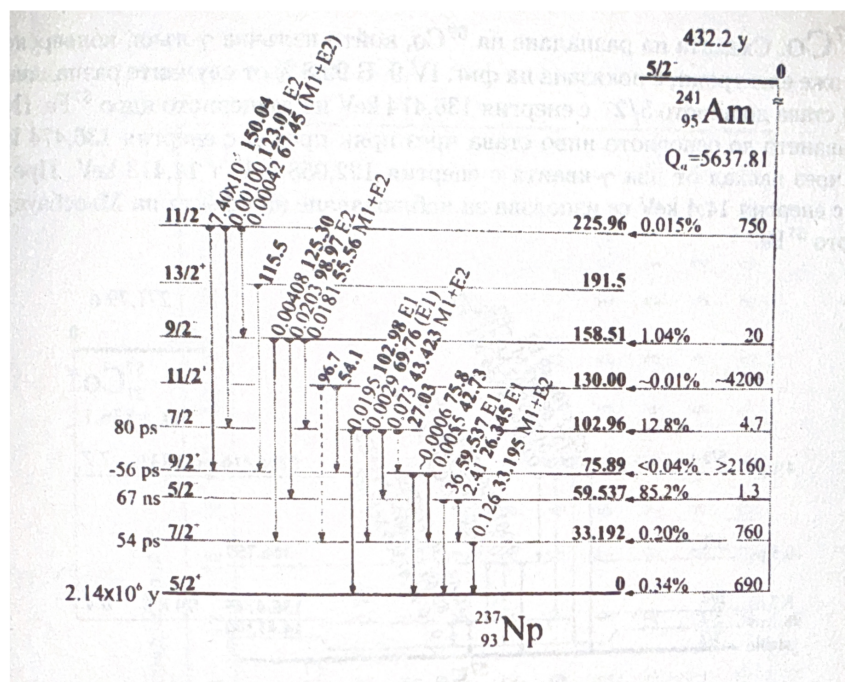
Опитната постановка се състои от сложен източник с променливи енергии (Фиг. 13), сцинтилатор EJ-256 и HPGe детектор. Сцинтилаторът е поставен между източника и германиевия детектор, като не поглъща всички фотони, а част от тях преминават и достигат до HPGe детектора. Чрез измерването на интензитета на преминалото излъчване с HPGe може да се определи коефициентът на линейно поглъщане на сцинтилатора и съответно неговата ефективност при различни енергии. Така постановката позволява да се изследват свойствата на поглъщане на EJ-256 и за прецизно определяне на спектъра на преминалите рентгенови лъчи чрез високата разделителна способност по енергия на HPGe детектора.

3.1.2 Описание на източника

В този експеримент е използван източник от америций-241 (^{241}Am), който се разпада предимно чрез алфа-разпад до възбудено състояние на нептуний-237 $^{237}\text{Np}^*$. Това възбудено ядро на нептуний се разпада до основното си състояние чрез излъчване на гама-фотон с енергия около 59.5 keV, както е показано на Фиг. 14. Именно този гама-фотон, при взаимодействието си с облъчвания материал, води до възникване на характеристично рентгеново лъчение. Вторичните рентгенови лъчи се използват за анализа на свойствата на EJ-256 и за определяне на линейния коефициент на поглъщане.



Фиг. 13: Източник ^{241}Am който се използва за възникване на характеристични рентгенови лъчи от различни метали, разположени във въртящ се диск; 1 – метали; 2 – капака; 3 – отвор през който излитат рентгенови лъчи; 4 – източник ^{241}Am , излъчващ γ -лъчи с енергия около 60keV; 5 – ос около която се върти диска [3].



Фиг. 14: Схема на нивата, които се заселват при разпадането на ^{241}Am [3].

Определение. Характеристични рентгенови лъчи се получават, когато от дълбоките електронни слоеве на атома липсва електрон (възниква ваканция) и друг електрон от по-висок слой запълва ваканцията, като при това излъчва фотон с определена енергия. Слоевите традиционно се отбелязват с букви: K е най-дълбокият ($n = 1$), следват L ($n = 2$) и M ($n = 3$). Линията K_α означава преход от L към K (обикновено $2p \rightarrow 1s$); K_β е преход от M към K (обикновено $3p \rightarrow 1s$), както е показано на Фиг. 15. Понеже при K_β електронът е от по-високия слой, тази линия е с по-висока енергия от K_α .

Мозли установява експериментално, че енергията E на характеристичните рентгенови линии нараства систематично с атомния номер Z (броя на протоните в ядрото). По-точно, квадратният корен от енергията е линейна функция на Z :

$$\sqrt{E} \propto Z \quad (12)$$

В опростената картина на Бор това може да се запише и чрез енергията:

$$E_{K\alpha} \propto (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad \Rightarrow \quad \sqrt{E_{K\alpha}} \propto Z - \sigma, \quad (13)$$

Практическото значение е голямо: по измерената енергия на линия като K_α можем да разпознаем елемента (анализ по елементен състав) и да калибрираме по енергия спектрометъра [3].

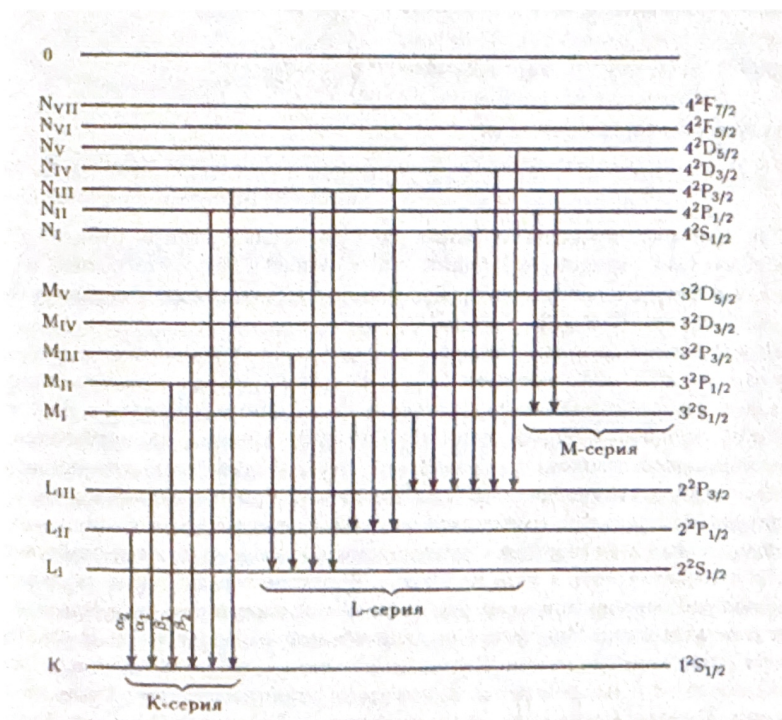
Експериментална процедура. За няколко елемента с различни Z (Rb, Mo, Ag, Ba, Tb) се измерва енергията на K_α - линията. Нанася се $\sqrt{E}$ срещу Z и се получава почти права линия; наклонът ѝ е свързан с константата k , а пресечната точка с оста дава информация за екранирането (σ) [3].

В рентгеновите спектри на елементите с по-високо Z , линията K_α не е единична, а се вижда като две много близки линии: $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$. Причината е т.нар. *фина структура*. Тя произтича от слабото взаимодействие между собственото „въртене“ на електрона (*спин*)

и движението му около ядрото (*орбитално движение*). Това взаимодействие раздвоява началното L -ниво. Тези линии не могат да бъдат разделени при леките елементи, тъй като детекторът няма необходимата разделителна способност по енергия. Съгласно правилата за отбор за електродиполни преходи ($\Delta\ell = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$, без $0 \rightarrow 0$) са позволени

$$2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2} \quad (K_{\alpha 1}), \quad 2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2} \quad (K_{\alpha 2}).$$

Преминването от всеки от тях към $1s$ в K -обвивката дава отделен фотон със съвсем различна, но близка енергия — съответно $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$. Колкото по-голям е атомният номер Z , толкова по-ясно е това разделяне; обикновено $K_{\alpha 1}$ е по-интензивната от двете [3].



Фиг. 15: Схема на нивата, при които възникват характеристичните рентгенови линии [3].

3.1.3 Процедура за определяне на линейния коефициент на поглъщане (μ)

1. Избира се радиоактивен източник с известна енергия на гама-лъчението.
2. Измерва се интензитетът $I(x)$ на преминалото лъчение с детектор, като се поставят образци на **EJ-256** с различни дебелини x , между детектора и източника.
3. За всяка дебелина се нормира броят събития за единица времеви интервал (count rate), който е пропорционален на $I(x)$.
4. За линеализиране на експоненциалната зависимост се прилага натурален логаритъм:

$$\ln I(x) = \ln I_0 - \mu x \quad (14)$$

Това представлява уравнение на права, където $\ln I(x)$ е линейно зависима от x , а наклонът на правата е $-\mu$.

5. Резултатите се представят графично в координатна система $\ln I(x)$ спрямо x . Чрез линейна регресия се определя наклонът на получената права.

6. Линеиният коефициент на поглъщане се изчислява като:

$$\mu = -\frac{d(\ln I)}{dx} \quad (15)$$

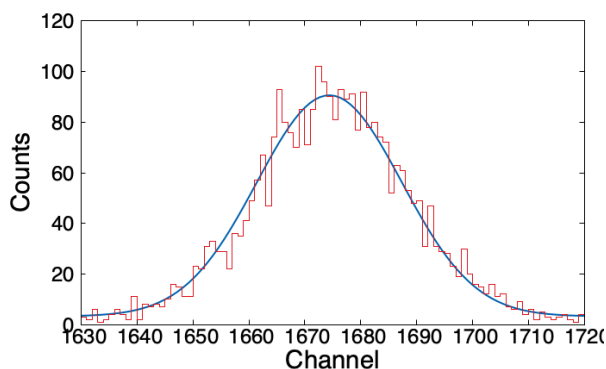
3.1.4 Получени експериментални данни

За да се осигури надеждната работа на сцинтилационния детектор EJ-256 в лабораторни условия, е необходимо предварително да се провери съответствието между литературните данни и експериментално определените стойности на линеиния коефициент на поглъщане. Това се постига чрез измервания с различни източници на йонизиращи частици с известни енергии и сравнение на получените резултати с данните, предоставени от производителя. В конкретния експеримент е използвана фиксирана концентрация на олово в детектора, като са тествани образци с различни дебелини.

Експерименталните спектри - от Фиг. 16 до Фиг. 21, са анализирани чрез метода на фитиране с помощта на програмата **gnuplot** по метода на най-малките квадрати. Спектралните линии са апроксимирани с Гаусови функции:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (16)$$

С тях се извличат амплитуди, които са мярка за броя събития, средни стойности, които са мярка за енергията и стандартни отклонения, които са мярка за разделителната способност по енергия. Данните са получени с различни радиоактивни източници, емитиращи K_α и K_β фотони с различна енергия, които се използват за анализ. Отслабването на интензитета в зависимост от дебелината на сцинтилатора позволява определянето на линеиния коефициент на поглъщане, който е сравнен с табличните стойности, предоставени от производителя Eljen Technology.



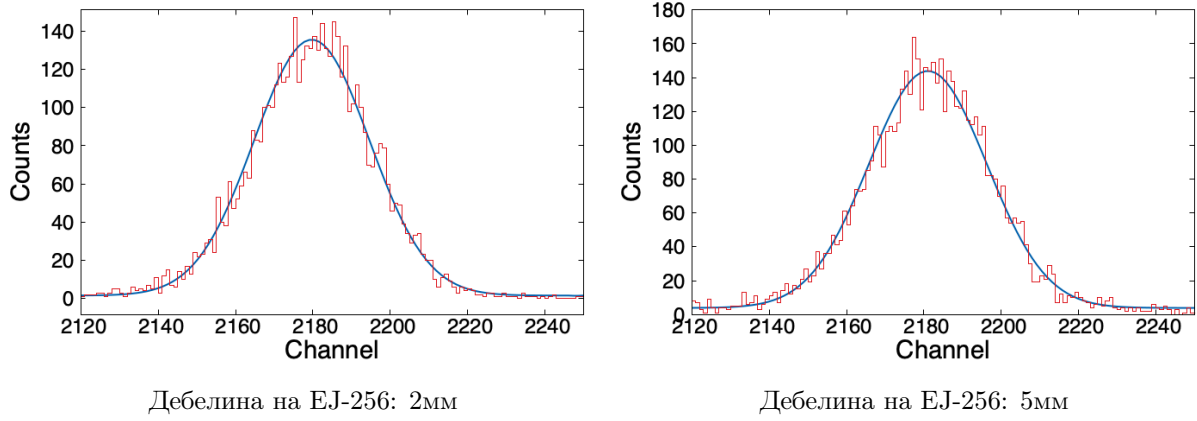
Дебелина на EJ-256: 2мм

Фиг. 16: K_α -линия от източник $_{37}\text{Rb}$.

Във всеки канал на експерименталния спектър се отчита определен брой събития (counts), които подлежат на статистически флуктуации. Тъй като регистрирането на независими събития във фиксиран интервал може да се опише с поасоново разпределение, стандартното отклонение на броя събития в даден канал е $\sigma_i = \sqrt{N_i}$, където N_i е броят на отчетените събития в този канал. По този начин неопределеността на всеки канал се определя единствено от броя на събитията в него и се увеличава с техния квадратен корен.

Този подход е особено удобен, защото позволява директно изчисляване на грешките за всеки канал и последващото им използване при статистически анализ, например при

напасване на теоретични функции към спектъра. Единственият недостатък е, че са необходими голям брой събития, за да апроксимацията $\sigma = \sqrt{N}$ да е надеждна. [1]

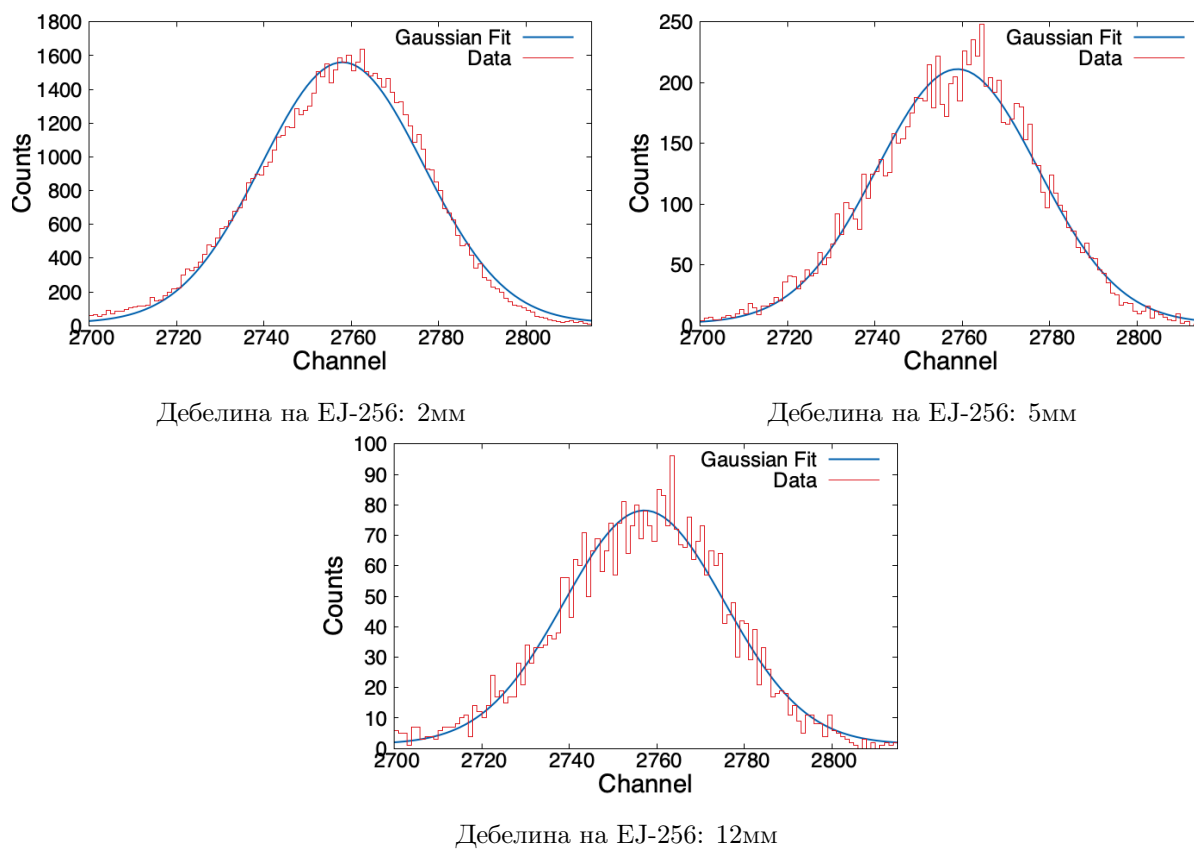


Фиг. 17: K_α -линии от източник ^{42}Mo при образци с различни дебелини.

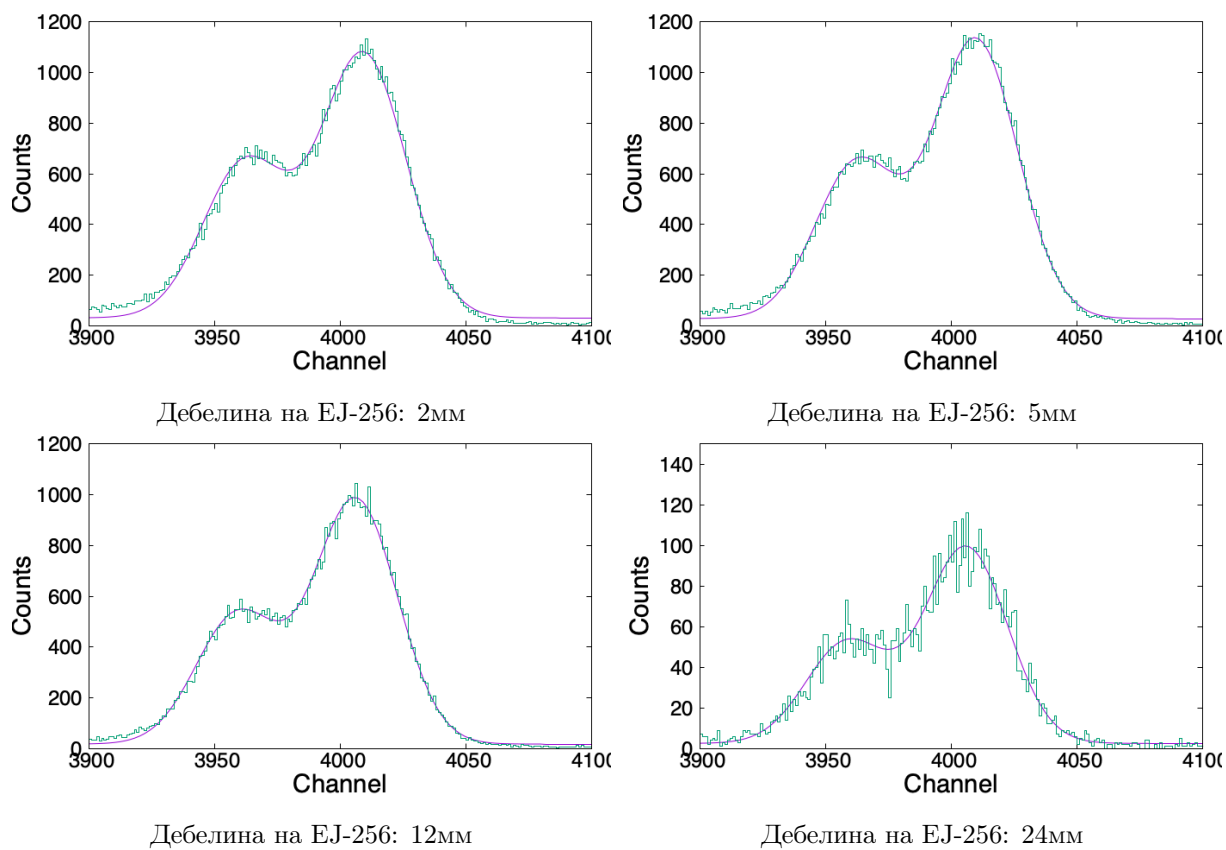
В представените спектри е използван различен подход при фитирането в зависимост от формата на линията. За част от спектрите (например тези от сребро, показани на Фиг. 18), линиите са добре описани с една Гаусова функция и затова е приложен еднокомпонентен Гаусов фит. При следващите спектри (напр. Фиг. 19, за барий), линиите имат по-сложна структура, която не може да бъде възпроизведена с една симетрична функция. Поради това при тях е използвана сума от две Гаусови функции:

$$f(x) = Ae^{-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + Be^{-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}}, \quad (17)$$

като сме приели, че σ_1 и σ_2 са равни, поради това, че разликата в стандартното отклонение между две толкова близки линии (≈ 70 канала) е пренебрежима.

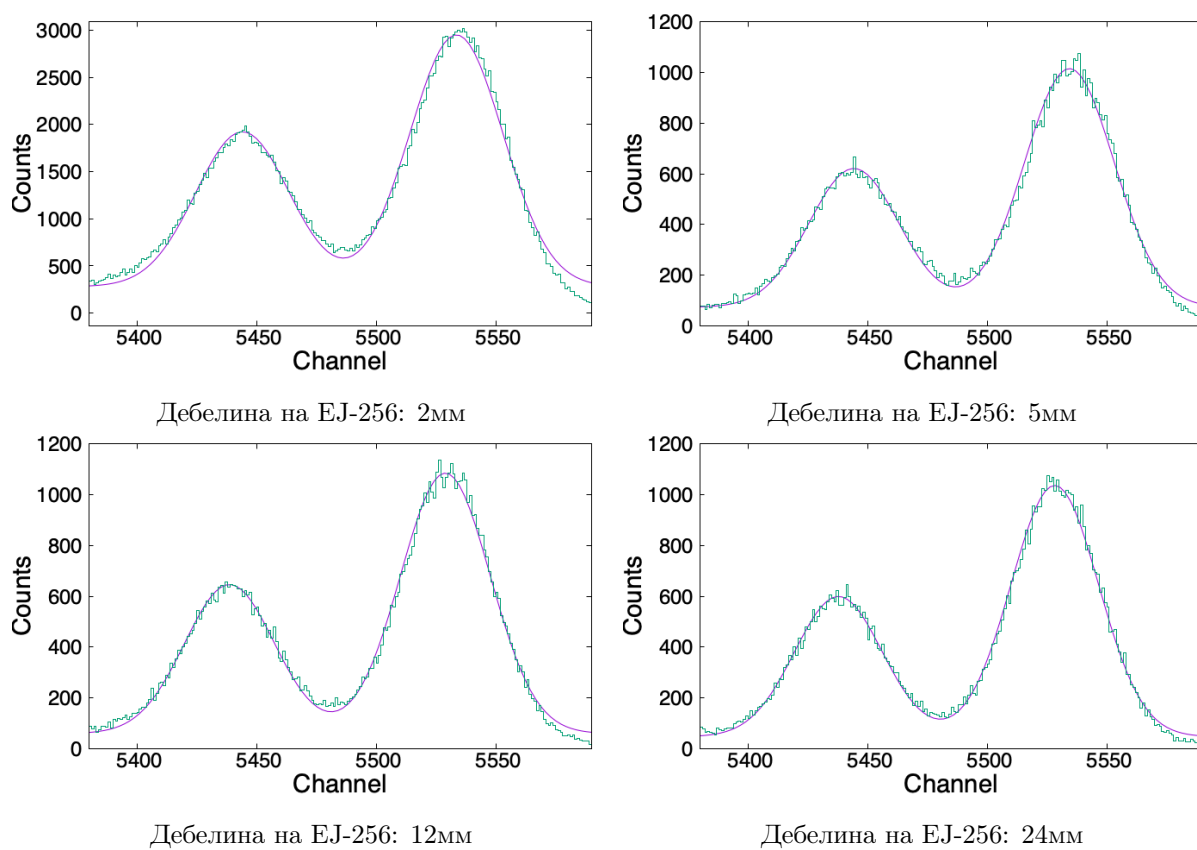


Фиг. 18: K_α -линии от източник ^{47}Ag при образци с различни дебелини.



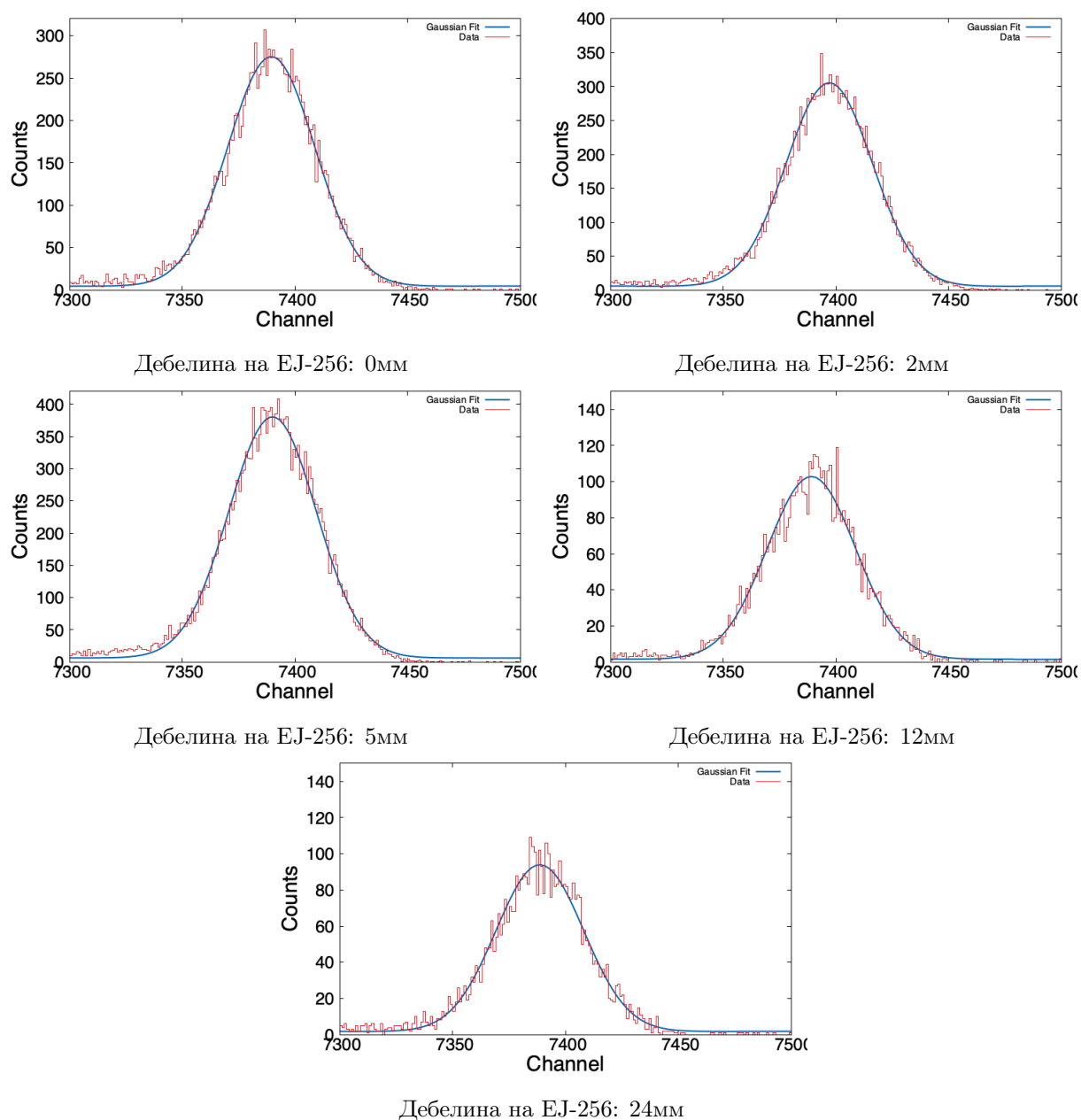
Фиг. 19: $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ -линии от източник ${}_{56}\text{Ba}$ при образци с различни дебелини.

Разлика в позициите на $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ -линиите на ${}_{56}\text{Ba}$: 47 канала (около 0.09 keV)



Фиг. 20: $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ -линии от източник ${}^{65}\text{Tb}$ при образци с различни дебелини.

Разлика в позициите на $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ -линиите на ${}^{65}\text{Tb}$: 89 канала (около 0.43 keV)



Фиг. 21: γ -линии от източник ^{241}Am при образци с различни дебелини.

3.1.5 Резултати

В таблицата са представени експерименталните резултати за характеристичните рентгенови линии K_α на различни елементи (Rb, Mo, Ag, Ba, Tb), измерени при различни дебелини на сцинтилатора EJ-256. За всеки пик са дадени централната позиция m (в канали), времето на натрупване t , площта под пика A , броят импулси в секунда I и стандартното отклонение σ (в канали).

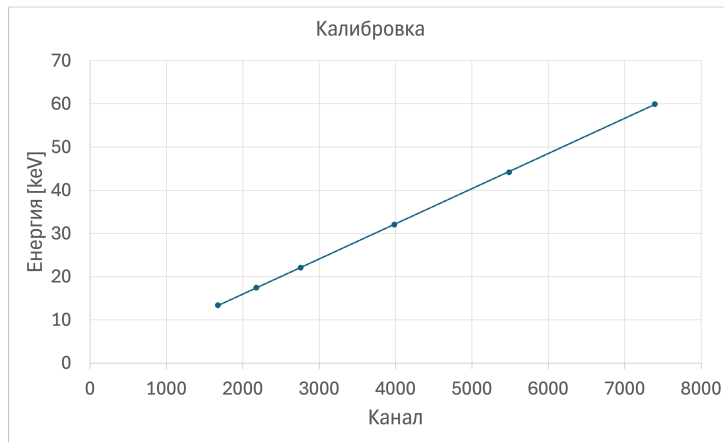
2mm						
Element	K_{α} Energy [keV]	μ [канал]	t[sec]	A[imp]	I [imp/s]	σ [канал]
Rb	13.4	1674.39(21)	284	2829(53)	9.96(19)	13.04(20)
Mo	17.5	2179.72(18)	127	5009(71)	39.44(56)	15.01(13)
Ag	22.1	2758.00(11)	642	71738(268)	111.74(42)	18.59(11)
Ba	32.1	3962.35(24); 4009.27(13)	168	69350(263)	412.8(16)	17.11(9)
Tb	44.23	5443.75(28); 5533.49(17)	337	234913(484)	697.1(14)	20.89(17)
5mm						
Mo	17.5	2181.04(17)	1320	5354(73)	4.056(55)	15.28(14)
Ag	22.1	2758.94(17)	221	9649(98)	43.66(44)	18.48(17)
Ba	32.1	3962.63(20); 4009.85(10)	261	70897(266)	272(1)	16.66(8)
Tb	44.23	5444.16(24); 5534.37(14)	133	76618(277)	576(2)	19.79(14)
12mm						
Ag	22.1	2757.18(24)	1042	3485(59)	3.344(57)	18.23(24)
Ba	32.1	3959.29(21); 4006.2(1)	579	60599(246)	104.66(42)	16.526(77)
Tb	44.23	5438.61(21); 5528.93(12)	217	80825(284)	372.5(13)	19.47(12)
24mm						
Ba	32.1	3958.62(66); 4005.95(30)	615	5972(77)	9.71(12)	16.43(23)
Tb	44.23	5437.79(19); 5528.27(11)	768	73945(272)	96.28(35)	18.78(10)

Табл. 1: Експериментални данни за характеристични лъчи с различни енергии.

Am						
d [cm]	γ Energy [keV]	μ [канал]	t [sec]	A [imp]	I [imp/s]	σ [канал]
0	60	7389.44(17)	532	13112(115)	24.647(215)	19.32(19)
2	60	7397.01(16)	639	14360(120)	22.47(19)	19.10(18)
5	60	7389.99(16)	799	18282(135)	22.88(17)	19.49(18)
12	60	7389.07(25)	350	4987(71)	14.25(20)	19.65(29)
24	60	7388.60(26)	821	4484(67)	5.461(81)	19.41(29)

Табл. 2: Експериментални данни за ^{241}Am .

От извлечените при фитиране централни положения на K_{α} пиковите е извършено калибриране по енергия на HPGe детектора. Калибрирането по енергия е построено чрез линейна зависимост между енергията и номера на канала $E = ax + b$, като коефициентите a и b са оценени с линеен регресионен анализ в Microsoft Excel (Analysis ToolPak/LINEST). Неопределеностите на параметрите са отчетени на база стандартните грешки от регресията. Получените коефициенти от калибровката се използват за превръщане на позицията в канали на всеки измерен пик в енергия, както и за определяне на разделителната способност по енергия на системата [12].

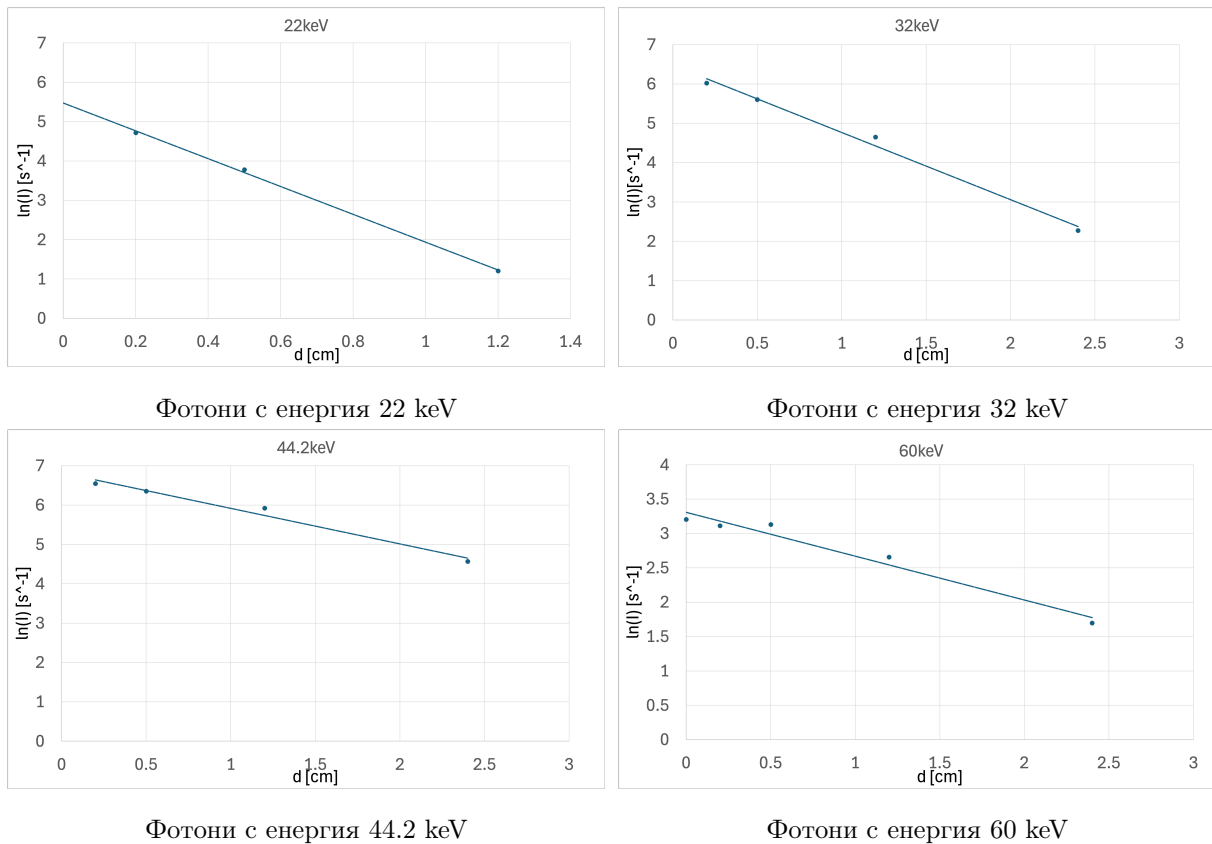


Фиг. 22: Калибровка по енергия на HPGe детектор.

Коефициентите от калибровката са:

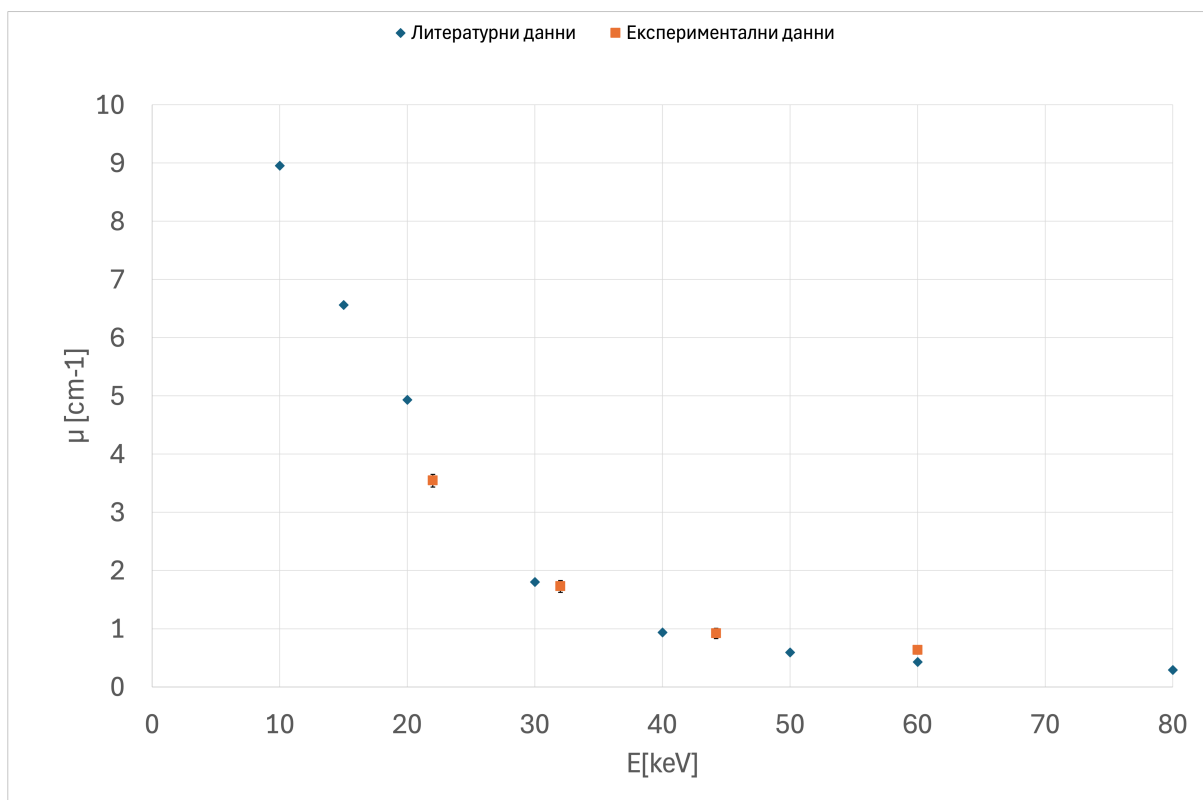
$$y = 0.008137(22)x - 0.2907(957),$$

За всяка енергия извличаме интензитета от пиковите (нормализиран по време и коригиран за фон) и строим зависимост $\ln I$ спрямо дебелината d (Фиг. 23). По закона на Бугер – Ламберт – Беер $\ln I = \ln I_0 - \mu d$ [3], така че линейният фит на $\ln I(d)$ дава наклон $-\mu$ и отгук $\mu(E)$. Получените стойности $\mu(E)$ сравняваме с литературните данни (Фиг. 24).



Фиг. 23: Зависимост на логаритъм от интензивността на различни по енергия фотони, от дебелината на образца.

Енергия [keV]	μ [cm ⁻¹]
22	3.54(12)
32	1.71(11)
44.2	0.904(93)
60	0.638(69)

Табл. 3: Експериментални стойности на μ за избраните енергии.

Фиг. 24: Сравнение между литературните и експерименталните данни за линейния коефициент на поглъщане при 5% обогатяване с олово.

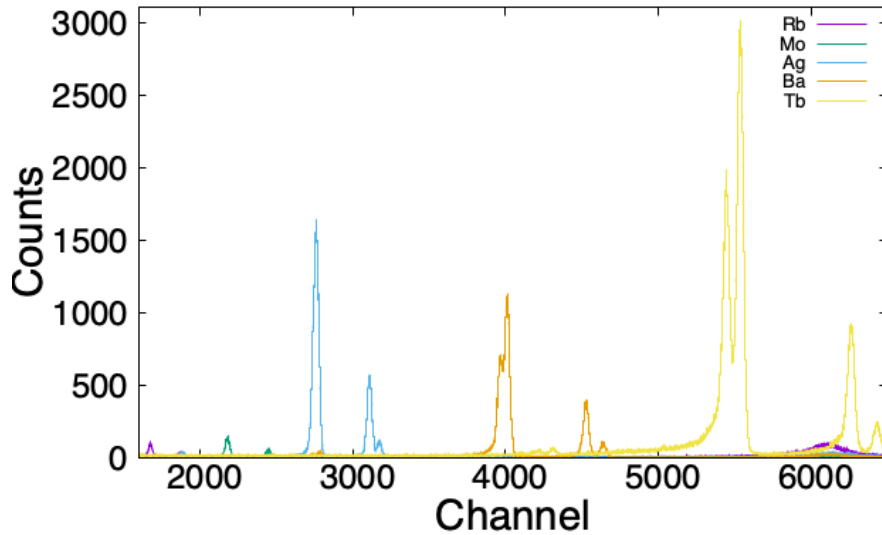
Измерените стойности на линейния коефициент съответстват добре на стойностите, посочени в техническата документация на производителя за съответните енергии и съдържание на олово. Това потвърждава както надеждността на литературните данни, така и коректността на експерименталната методика.

Оценка на ефективността на EJ-256 за определени енергии

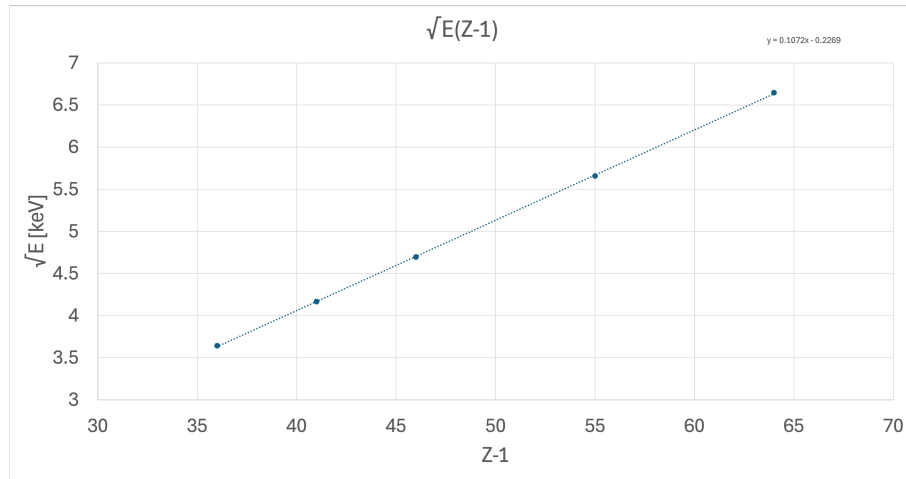
В нашия експеримент целта е да подберем дебелината на сцинтилатора EJ-256 така, че той да бъде максимално ефективен при регистриране на рентгенови лъчи с енергия около 30 keV, като същевременно да бъде слабо чувствителен към гама-кванти с висока енергия, например 600 keV. Използваме предоставения от производителя коефициент на линейно поглъщане за съответните енергии [6].

d [mm]	ϵ_{tot} за 30 keV [%]	ϵ_{tot} за 600 keV [%]
2	30.23	1.9
5	59.34	4.69
12	88.47	10.88
24	98.67	20.58

Табл. 4: Ефективности на органичния сцинтилатор за две енергии в зависимост от дебелината му.



Фиг. 25: K_{α} и K_{β} характеристични рентгенови лъчи на елементи с различно Z число



Фиг. 26: Зависимостта на $\sqrt{E}$ от $Z-1$

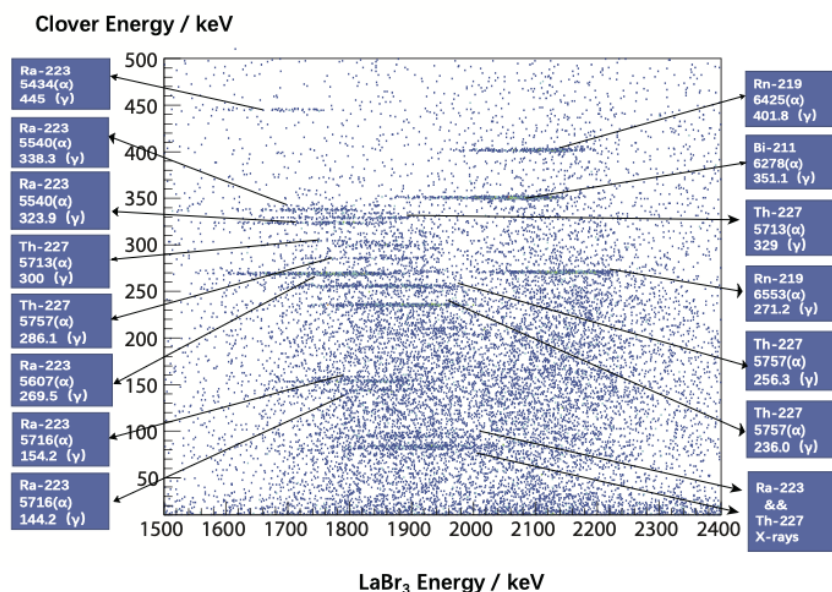
3.2 Сцинтилационен детектор от $\text{LaBr}_{2.85}\text{Cl}_{0.15}:\text{Ce}$

LBC (лантанов бромохлорид) с химична формула $\text{LaBr}_{2.85}\text{Cl}_{0.15}:\text{Ce}$ има свойства, близки до тези на добре познатите кристали $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Разликата е, че 5% от атомите на брома в кристалната решетка са заменени от хлорни. Обичайната разделителна способност по енергия е около 3 % FWHM при 662 keV, висок светлинен добив (~ 63000 ph/MeV), като материалът е механично по-здрав от $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и има [9, 16].

При употребата на детектора $LaBr_{2.85}Cl_{0.15} : Ce$ трябва да се вземат в предвид някои характеристики, които са специфични за него. При прилагането на напрежение към фотоумножителя или употребата на делители на напрежение, които са неподходящи, може да се получи нелинейност на функцията на енергийния отклик. Калибрирането на отклика би било подобро при правилното им подбиране. Друга особеност е вътрешната активност на детектора, която присъства и в $LaBr_3 : Ce$ [2, 9].

Тази вътрешна активност на детектора $LaBr_3 : Ce$ е подробно изследвана от екип учени от Beihang University и China Institute of Atomic Energy, сред които Хао Ченг, Бао-Хуа Сун и съавтори. Те публикуват резултатите си в списание Nuclear Science and Techniques през 2020 г., като комбинират експериментални измервания и симулации, за да определят източниците и големината на вътрешния радиоактивен фон [11].

Авторите обясняват, че основният принос за вътрешната активност идва от ^{138}La (лантан-138) – естествен радиоизотоп на лантана с период на полуразпад $1.05 \cdot 10^{11}$ години. Неговото присъствие води до характерни гама линии при 788.7 keV и 1435.8 keV, както и до излъчване на бета-частици и рентгенови фотони. Освен това в кристала се откриват примеси от ^{227}Ac (актиний-227), които поради химичното си сходство с лантана остават като замърсител и чрез своите дъщерни изотопи (^{227}Th , ^{223}Ra , ^{219}Rn , ^{211}Bi) допринасят с α -, β - и γ -лъчение към вътрешния фон [11].



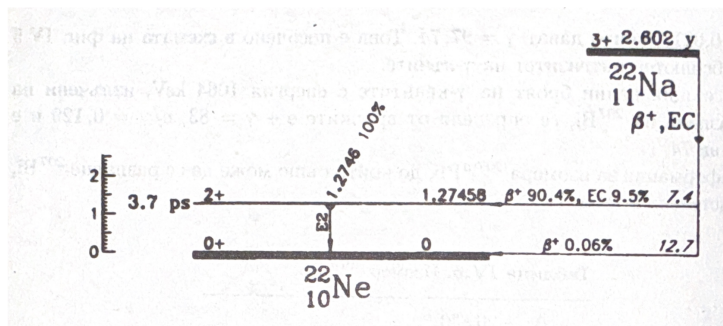
Фиг. 27: Линии получени от вътрешна активност на $LaBr_3$ [11].

Резултатите от проучването показват, че основните компоненти на вътрешната активност се дължат на ^{138}La с активност $1.425(59) Bq/cm^3$, ^{211}Bi с активност $0.0136(15) Bq/cm^3$, ^{219}Rn с активност $0.0125(17) Bq/cm^3$, ^{223}Ra с активност $0.0127(14) Bq/cm^3$ и ^{227}Th с активност $0.0158(22) Bq/cm^3$ [11].

3.2.1 Описание на опитаната постановка

За оценка на стабилността на усилването на фотоумножителя беше изградена детекторна система с постоянни работни настройки. Като стабилен енергиен маркер се наблюдава пикът на 511 keV, получен при аниhilация на позитрони след β^+ -разпад на ^{22}Na до възбудено състояние на ^{22}Ne , както е показано на Фиг. 28. Спектрите се записваха периодично, а от

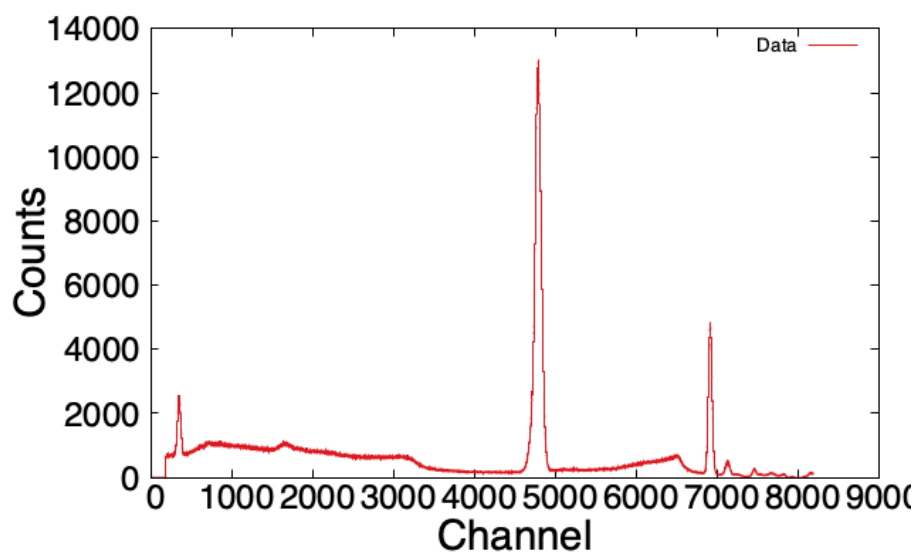
всеки спектър се извличаха позицията на пика и стандартното му отклонение (в канали), като условията на осветеност и геометрия се поддържаха непроменени.



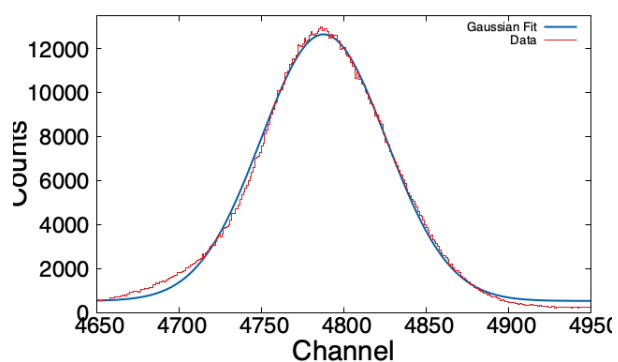
Фиг. 28: Схема на разпадане на ^{22}Na [1].

3.2.2 Получени експериментални данни

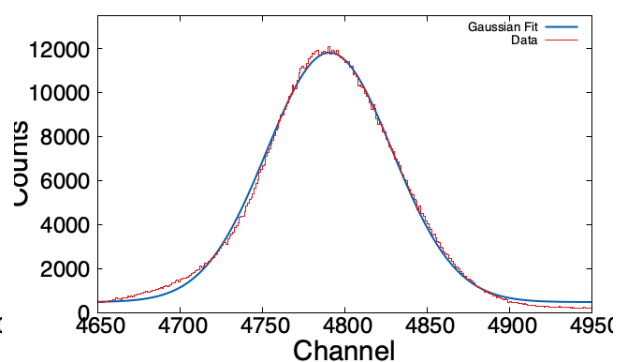
Експерименталните спектри на Фиг. 30, са анализирани чрез метода на фитиране с помощта на програмата `gnuplot` по метода на най-малките квадрати. Спектралните линии са апроксимирани с Гаусова функция.



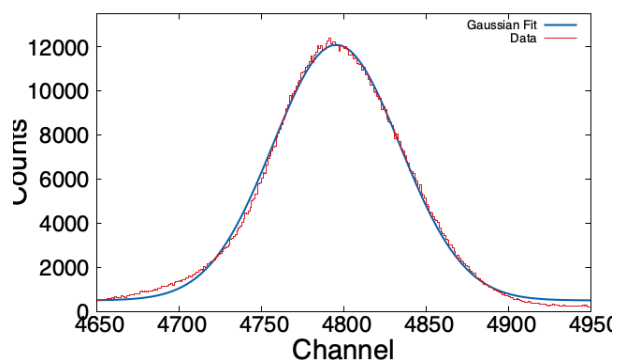
Фиг. 29: Спектър на ^{22}Na , снет с LBC и Hamamatsu ФЕУ.



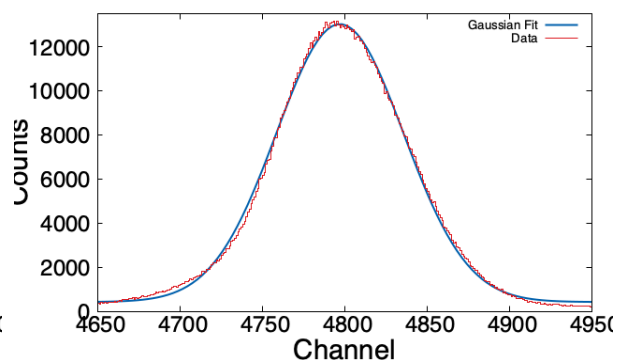
Час на запис-10:05



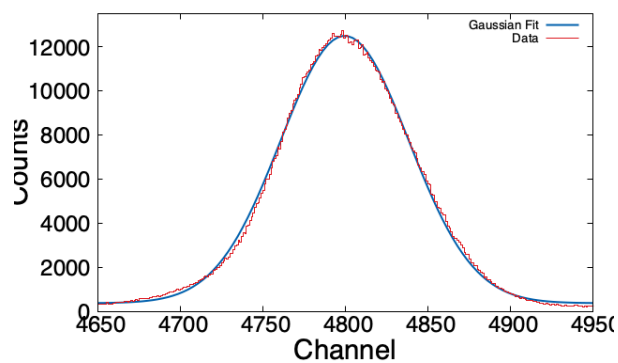
Час на запис-11:05



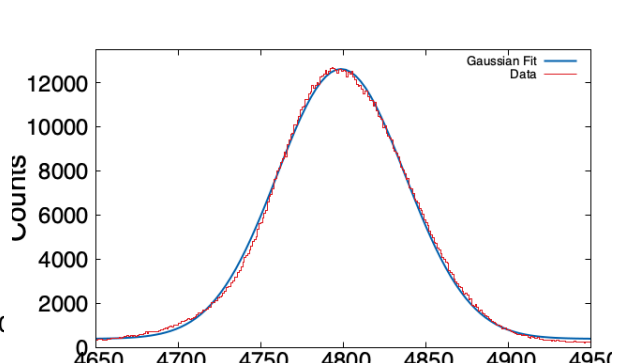
Час на запис-12:03



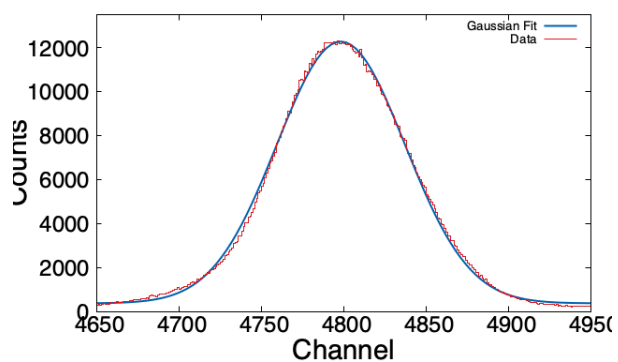
Час на запис-13:05



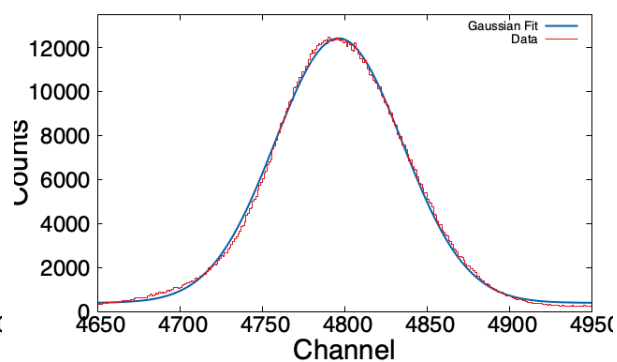
Час на запис-14:05



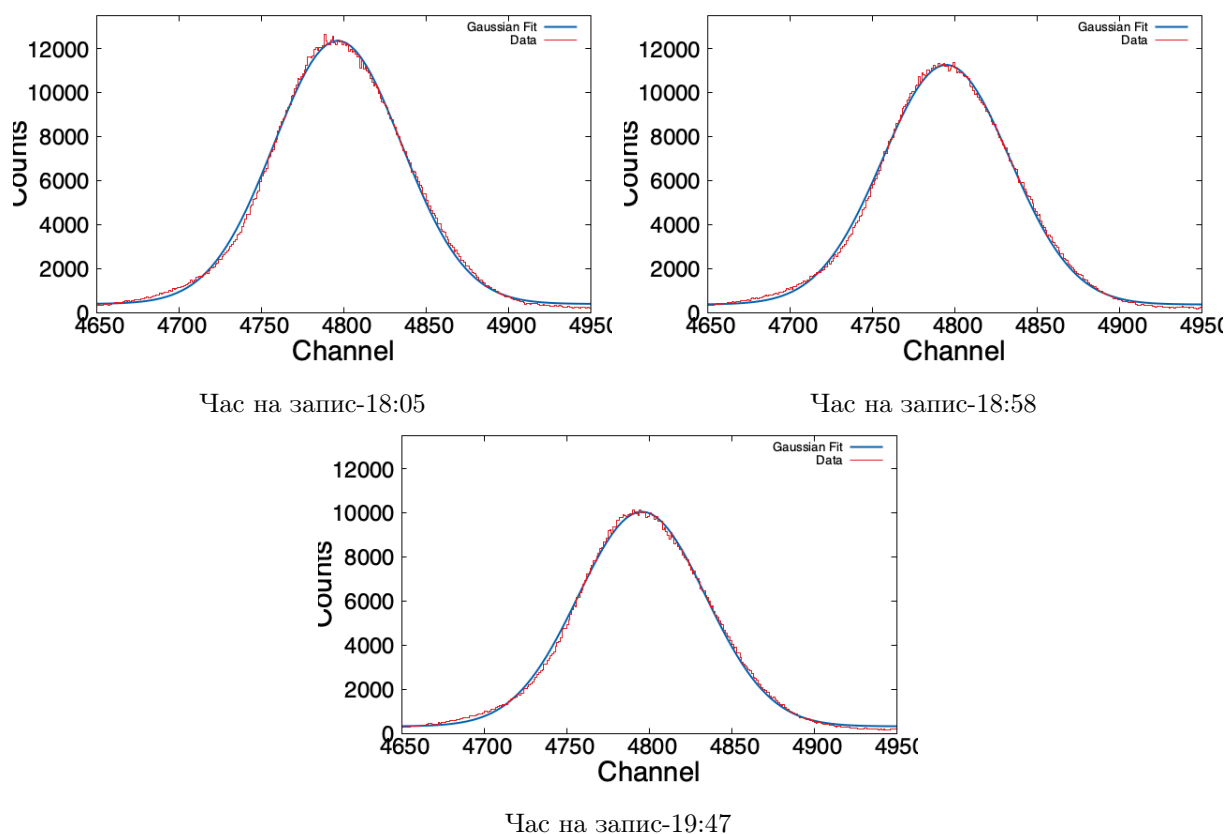
Час на запис-15:05



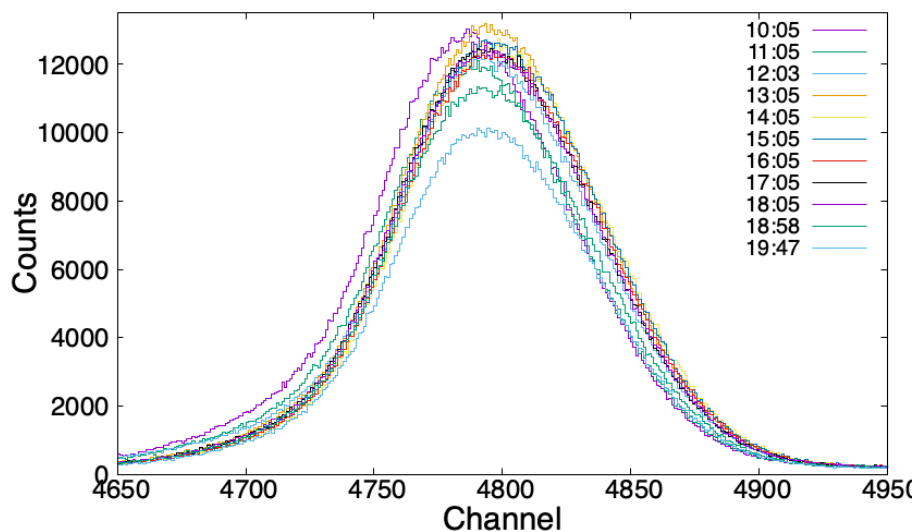
Час на запис-16:05



Час на запис-17:05



Фиг. 30: Спектри на 511 keV фотоните от източник ^{22}Na взети през приблизително едночасови интервали.

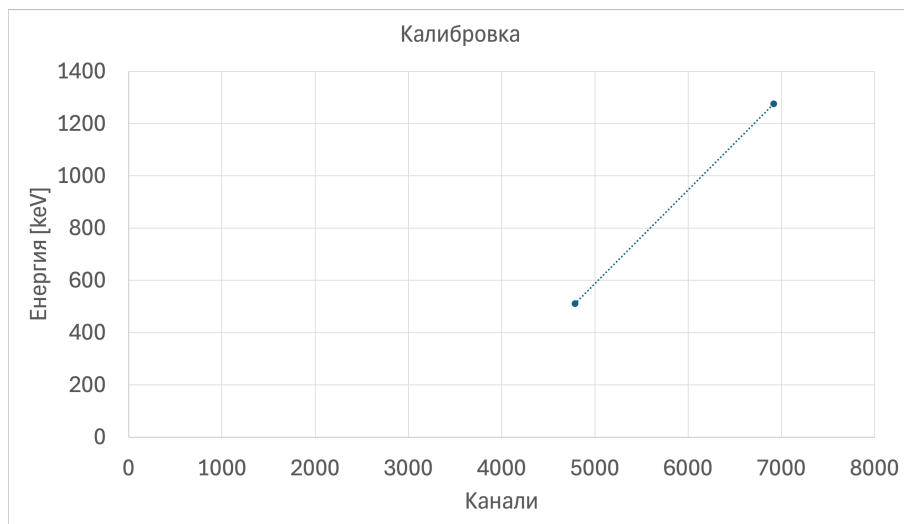


Фиг. 31: Общо представяне на снетите спектри на лъчението от източник ^{22}Na

3.2.3 Резултати

Изследвани са свойствата и характеристиките на сцинтилационния детектор LBC. Направена е калибровка по енергия, определена е разделителната му способност по енергия и е оценена стабилността на фотоелектронния умножител, свързан към него.

За калибриране по енергия на детектора (Фиг. 32) използваме пиковите на 511 keV и 1274.6 keV, които се получават при разпадането на възбуденото състояние на ^{22}Ne .



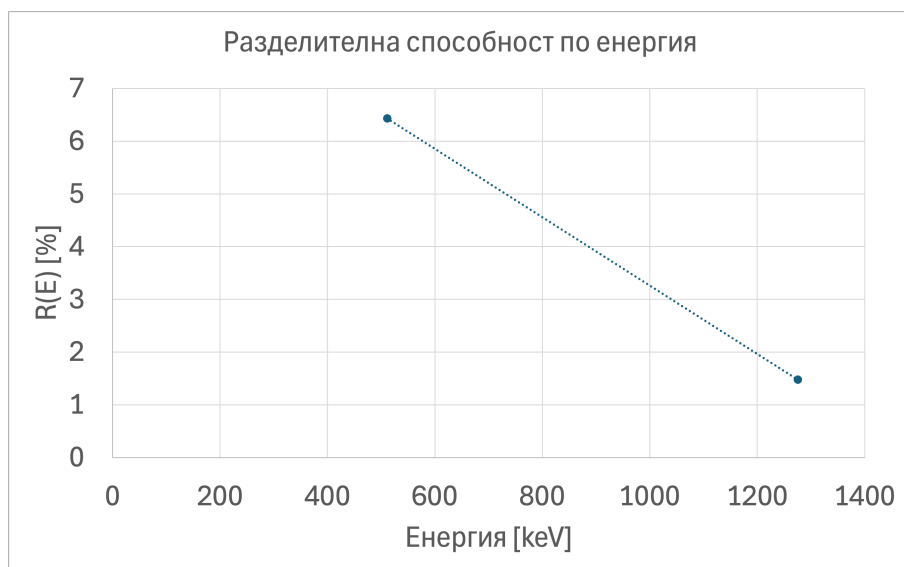
Фиг. 32: Калибровка по енергия на детектора

Коефициентите от калибровката са:

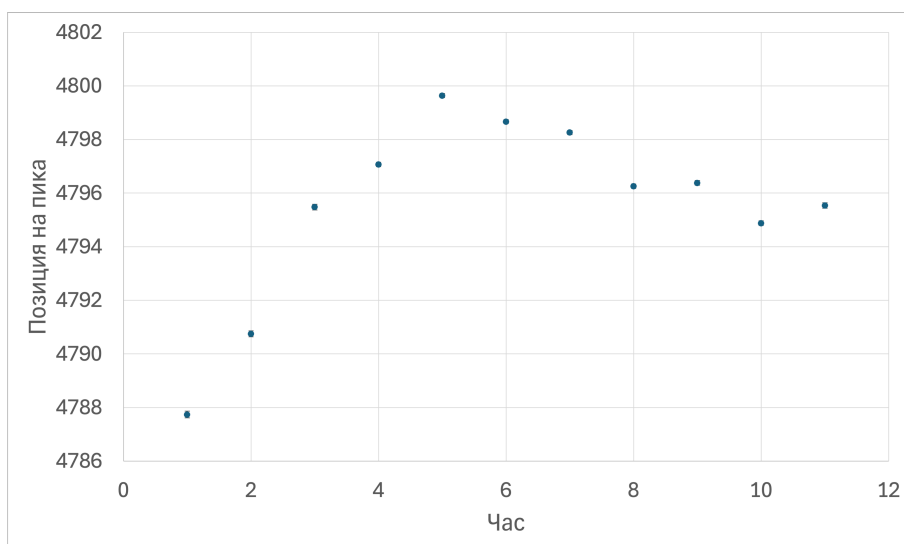
$$y = 0.359x - 1207.6,$$

Час	Позиция на пика [канал]	σ [канал]
1	4787.74(12)	38.98(14)
2	4790.75(11)	39.00(13)
3	4795.48(11)	39.45(12)
4	4797.07(8)	39.290(96)
5	4799.64(8)	39.473(90)
6	4798.67(8)	39.418(93)
7	4798.26(8)	39.457(89)
8	4796.26(8)	39.287(93)
9	4796.38(9)	39.379(97)
10	4794.88(9)	39.311(97)
11	4795.54(10)	38.69(13)

Табл. 5: Експериментални данни за стабилността на фотоумножителя.



Фиг. 33: Разделителна способност по енергия на детектора.



Фиг. 34: Графично представяне на експерименталните данни за стабилността на фотоумножителя.

Позицията на 511 keV пика остава стабилна около $\bar{P} = 4795.52$ канала, с пълен диапазон на вариация $\Delta P = 11.9$ канала, което съответства на $\sim 0.25\%$ относително изменение спрямо средната стойност, а дрейфът е $\sim 0.05\%$. Данните показват добра краткосрочна стабилност на спектрометричния тракт и отсъствие на съществен дрейф на усилването при поддържаните условия.

4 Заключение

Изследването на функцията на отклик на сцинтилационните детектори, изработени от LBC и EJ-256, е от съществено значение за бъдещите им приложения. Получените резултати дават възможност за обективна оценка на тяхната приложимост и подпомагат избора на най-подходящ материал според конкретните изисквания за чувствителност, разделителна

способност по енергия, ефективност и устойчивост на работните условия. По този начин се създават предпоставки за развитие на по-надеждни и прецизни измервателни системи.

5 Литература

[1] William R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, 1994, Springer-Verlag

[2] Станимир Петров Кисъов, *Магистърска Дипломна Работа на тема "Измерване на кратки времена на живот на възбудени ядрени състояния със сцинтилационни детектори от $LaBr_3 : Ce$ "*, 2012, Физически факултет на СУ

[3] Ани Минкова, Борис Манушев, Васил Гурев, Екатерина Добрева, *Практикум по атомна и ядрена физика*, 2006, Университетско издателство "Св. Климент Охридски"

[4] Kenneth S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, 1988, Jon Wiley & Sons, Inc.

[5] National Nuclear Data Center, <https://www.nndc.bnl.gov>

[6] ELJEN TECHNOLOGY, *LEAD LOADED PLASTIC SCINTILLATOR EJ-256*

[7] Hamamatsu Photonics, *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*, 4th Edition, 2017.

[8] "Gamma spectroscopy" Wikipedia, Wikimedia Foundation, 14 January 2025, https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Gamma_spectroscopy&oldid=1269411626

[9] Scionix Holland B.V., *High resolution LBC scintillators*, 2018

[10] Luxium Solutions (Saint-Gobain Crystals), *$LaBr_3(Ce)$ SPECT Application Note*, 2021.

[11] Cheng, Hao & Sun, Baohua & Zhu, Li-Hua & Li, Tian-Xiao & Li, Guangshuai & Congbo, Li & Wu, Xiao-Guang & Zheng, Yun. (2020). Intrinsic background radiation of $LaBr_3(Ce)$ detector via coincidence measurements and simulations. *Nuclear Science and Techniques*. 31. 99. 10.1007/s41365-020-00812-8.

[12] Microsoft. (n.d.). LINEST function. Microsoft Support. Retrieved August 22, 2025, from <https://support.microsoft.com/en-us/office/linest-function-84d7d0d9-6e50-4101-977a-fa7abf772b6d>

[13] Павел Каменов, *Ядрена техника*, 1983, Софийски университет "Св. Климент Охридски"

[14] Harry J. R. Dutton, *Understanding Optical Communications*, 1998, International Technical Support Organization

[15] Knoll G. F., *Radiation Detection and Measurements*. 2nd ed., 1989, New York, John Wiley & Sons, Inc.

[16] Berkeley Nucleonics Corp, *COMPARING LBC AND LABR3:CE SCINTILLATORS: A DETAILED OVERVIEW*, 2024