

Софийски университет  
„Св. Климент Охридски”



Дипломна работа  
за придобиване на образователно-квалификационна степен *магистър*

---

**Характеризиране на HPGe детектор.  
Гама-спектрометричен анализ на почвени  
проби.**

---

**Радостина Ивайлова Василева**

Научен ръководител  
доц. д-р Красимир Митев

Физически факултет  
София

Март, 2026 г.

---

## Благодарности

---

*Изказвам своята искрена благодарност на научния си ръководител доц. д-р Красимир Митев за предоставената възможност да работя по интересна и значима за мен тема. Благодаря за търпението, ценните насоки и постоянната подкрепа по време на изготвянето на настоящата дипломна работа. Особено съм признателна за споделения опит и съвети, които имат значение не само за настоящата работа, но и за бъдещото ми професионално и личностно развитие.*

*Сърдечни благодарности изразявам и към доц. д-р Ивелина Димитрова, доц. д-р Страхил Георгиев и Владислав Тодоров за оказаното съдействие в процеса на работа, както и за приятелската и подкрепяща атмосфера в лабораторията, която допринесе за успешното реализиране на тази работа.*

---

# Съдържание

---

<b>1</b>	<b>Увод</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Обзорна част</b>	<b>5</b>
2.1	Гама-спектрометричен анализ с полупроводников HPGe детектор . . .	5
2.2	Периодична проверка на метрологичните характеристики на гама-спектрометрична система . . . . .	7
2.3	Калибриране на гама-спектрометрична система . . . . .	7
2.3.1	Калибриране по енергия . . . . .	8
2.3.2	Калибриране по ширина на линията . . . . .	9
2.3.3	Калибриране по ефективност . . . . .	10
2.4	Гама-спектрометричен анализ на проби . . . . .	16
2.4.1	Обработка на данните от измерването . . . . .	16
2.4.2	Оценка на активността . . . . .	17
2.4.3	Определяне на чистата площ на пика на пълно поглъщане . . .	19
2.4.4	Оценка на минимално детектируемата активност (MDA) . . . .	21
2.5	Трансфер на ефективности със софтуера ETNA . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Експериментална част</b>	<b>29</b>
3.1	Охарактеризиране на р-тип коаксиален HPGe детектор след ремонт . .	29
3.1.1	Калибриране по енергия . . . . .	29
3.1.2	Калибриране по ширината на линията . . . . .	30
3.1.3	Относителна ефективност . . . . .	32
3.1.4	Отношение <i>Peak-to-Compton</i> . . . . .	32
3.1.5	Калибриране по ефективност . . . . .	34
3.2	Трансфер на ефективности със софтуера ETNA . . . . .	40
3.3	Гама-спектрометричен анализ за съдържание на естествени радионуклиди. . . . .	46
3.3.1	Пробоотбор и пробоподготовка . . . . .	46
3.3.2	Подготовка на системата за измерване . . . . .	46
3.3.3	Методика за обработка на резултатите при $\gamma$ -спектрометричен анализ на проби, съдържащи естествени радионуклиди от семействата на $^{238}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}$ , както и $^{40}\text{K}$ . . . . .	47
3.3.4	Корекция на препокриващи се пикове . . . . .	48
3.3.5	Резултати . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Заклучение</b>	<b>52</b>
	Приложение I. Сравнение на FWHM преди и след ремонт на детектора . . .	
	Приложение II. Повишаване на ефективността за регистрация в пиковите на пълно поглъщане след ремонта на детектора . . . . .	
	Приложение III. Експериментално определени ефективности при 10 cm разстояние между източника и детектора през 2009 г. и 2025 г. . . . .	

Приложение IV. Калибриране по ефективност . . . . .	
Приложение V. Трансфер на ефективности със софтуера ETNA . . . . .	
Приложение VI. Гама-линии, присъстващи във фоновия спектър на на р-тип HPGe-детектор. . . . .	
Приложение VII. Анализ на почвени проби. . . . .	

---

## Увод

---

Гама-спектрометричният анализ е аналитичен метод, чрез който се осъществява качествено и количествено определяне на съдържащите се в дадена проба гама-излъчващи радионуклиди.

Историята на методите за анализ на гама-излъчващи радионуклиди започва с откриването на радиоактивността от Анри Бекерел през 1896 г. и последващите изследвания на Мария и Пиер Кюри. Значителен напредък във възможностите за количествен анализ настъпва в средата на миналия век с разработването на сцинтилационните детектори. Знакова за развитието на гама-спектроскопията през следващите десетилетия е появата на полупроводниковите детектори, която води до съществено подобряване на разделителната способност и прецизността на измерванията. Последвалото развитие на метода е свързано с усъвършенстването на електрониката, въвеждането на многоканалните анализатори и разширяването на възможностите за компютърна обработка на данните. Понастоящем гама-спектрометричният анализ с полупроводникови HPGe детектори е сред най-разпространените методи за мониторинг на радионуклиди.

В Обзорната част на настоящата дипломна работа са разгледани основните аспекти на гама-спектрометричния анализ с полупроводников HPGe детектор. Поставен е акцент върху процедурите по калибриране на детекторната система. Разгледана е концепцията за определяне на активността на  $\gamma$ -излъчващи радионуклиди, като се набляга върху спецификите при дефиниране на количествените критерии за проверка на статистическата значимост на чистия сигнал в контекста на спектрометричните измервания.

Първата задача на дипломната работа е извършване на проверка на основните метрологични характеристики на  $p$ -тип HPGe детектор след ремонт. Задължителното охарактеризиране на детектора, проведено непосредствено преди и след неговия ремонт, освен за гарантиране на надеждността на измерванията, служи и като оценка на качеството на ремонта.

Следващата задача е приложение на метод за трансфер на ефективности между различни геометрии на измерване чрез специализиран софтуер - ETNA. Цели се валидиране на метода чрез проверка на съгласуваността на резултатите с експериментално получени стойности за ефективността.

В последния раздел на дипломната работа е разгледано приложение на  $\gamma$ -спектрометричния метод при радиологични изследвания на проби от околната среда. Целта е да се проведе количествен анализ на съдържанието на естествени радионуклиди в почвени проби.

---

## Обзорна част

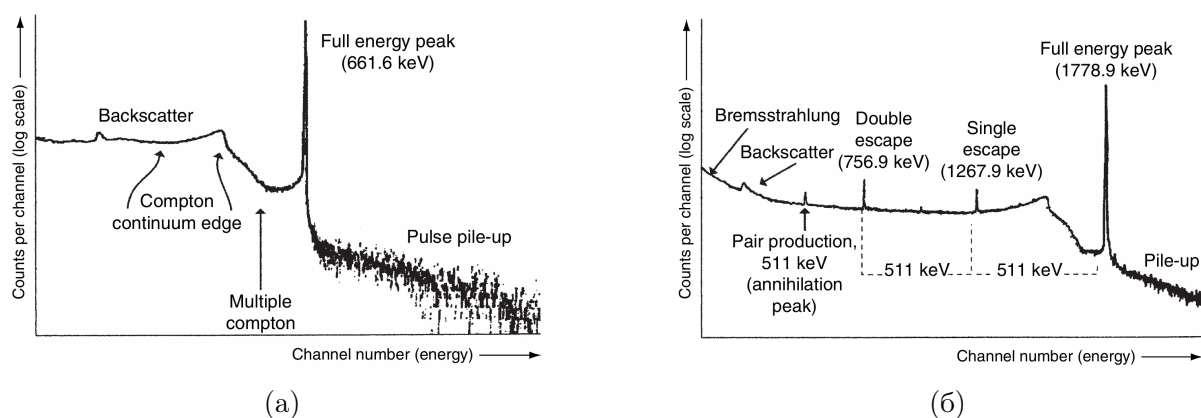
---

### 2.1 Гама-спектрометричен анализ с полупроводников HPGe детектор

Гама-спектрометричният анализ позволява идентифициране и количествена оценка на радионуклиди чрез измерване на енергията и интензивността на излъчваните гама-кванти.

При взаимодействието на фотонното лъчение с германиевия кристал (например чрез фотоэффект, Комптънов ефект или раждане на двойка електрон-позитрон) в него се образуват двойки носители на заряд – електрони и дупки, чийто брой е пропорционален на погълнатата в активния обем на кристала енергия. Последващото събиране на заряда води до образуването на електронен импулс с амплитуда, пропорционална на енергията, отдадена в обема на детектора. Тези импулси допълнително се усилват, формират и разпределят по амплитуда – формира се спектър.

Апаратурният гама-спектър представлява комплексна комбинация от дискретни линии и непрекъснато разпределение. Различните компоненти на спектъра се формират в резултат на различните взаимодействия на фотонното лъчение с веществото. Така пълното поглъщане на  $\gamma$ -кванти с дадена енергия в активния обем на детектора води до формирането на пик на пълно поглъщане (*Full energy peak*, Фиг. 2.1), чиято позиция в спектъра кореспондира с енергията на лъчението.

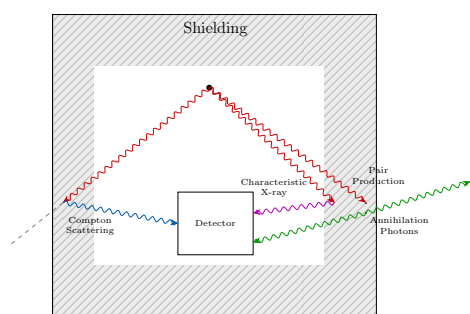


Фигура 2.1: Примерни спектри на: (а)  $^{137}\text{Cs}$ , (б)  $^{28}\text{Al}$ . (от [1])

Пълното поглъщане на фотон става в резултат на фотоэффект. Доминиращият процес на взаимодействие при енергии на  $\gamma$ -квантите, характерни за радиоактивните източници, обаче е Комптъновият ефект - нееластично разсейване, при което фотонът взаимодейства със свободен или слабо свързан електрон, отдавайки само част

от енергията си. При това, ако последователността от Комптънови процеси завърши с фотоефект, то тя води до принос към формирането на пика на пълно поглъщане. Ако обаче разсеяният фотон напусне активния обем на детектора, се формира импулс с амплитуда, пропорционална на предадената на електрона енергия. Тъй като с определена (различна) вероятност е възможно разсейване на различни ъгли, то трансферираната към електрона енергия в процеса на взаимодействие варира. В резултат на това в спектъра се формира непрекъснато разпределение - Комптъново плато (*Compton continuum*, Фиг. 2.1a). Характерна област от спектъра, която се получава, когато комптъново разсеян на  $180^\circ$  фотон напусне детектора, е Комптъновият ръб (*Compton edge*, Фиг. 2.1a). Това е случаят, при който предадената енергия на електроните от веществото на детектора е максимална. На практика е възможно така разсеяният фотон да претърпи допълнително взаимодействие преди да напусне активния обем (*Multiple Compton*, Фиг. 2.1a). Характерен е случаят, при който се регистрират  $\gamma$ -кванти с енергии над прага от 1022 keV за протичане на процеса раждане на двойка електрон-позитрон, който се осъществява в кулоновото поле на ядрото. В резултат на такова взаимодействие фотонът се заменя от двойка електрон-позитрон, като енергията на  $\gamma$ -кванта, превишаваща 1022 keV, се разпределя като кинетична енергия между частиците. Забавянето на позитрона в средата е последвано от аниhilация, в резултат на която се излъчват два аниhilационни фотона, всеки с енергия 511 keV. Събитията, при които единият от аниhilационните фотони напуска активния обем на кристала, водят до формирането на пик на единично излитане (*Single escape peak*, Фиг. 2.1b), а когато и двата аниhilационни фотона напуснат детектора се наблюдава пик на двойно излитане (*Double escape peak*, Фиг. 2.1b). Тези пикове са отместени към нискоенергийната част от спектъра съответно на 511 keV и 1022 keV спрямо съответстващия на енергията на  $\gamma$ -квантите пик на пълно поглъщане. Поради спецификата на процеса на взаимодействие, типично пиковите на единично излитане са с аномална ширина [1].

Споменатите до тук компоненти на апаратурния гама-спектър се формират в резултат на взаимодействието на  $\gamma$ -квантите с веществото на детектора. Въздействие върху отклика на детектора обаче оказва и взаимодействието на лъчението с околните материали (Фиг. 2.2).



Фигура 2.2: Схематично представяне на взаимодействието на  $\gamma$ -квантите със защита на детектора.

Така например взаимодействие чрез фотоефект в защитата е последвано от излъчването на характерично рентгеново лъчение. За потискане на ефектите от това явление върху нискоенергийната област от спектъра се използва многослойна пасивна защита [1]. Възможно е също така в детектора да попаднат фотони, които са разсеяни комптъново от материала на защитата. Като резултат в спектъра се наблюдава пик на обратно разсейване (*Backscatter peak*, Фиг. 2.9), който се характеризира с неправилна форма. Тъй като в тези случаи типично композицията на източника

спрямо елементите на спектрометричната система предполага разсейване на големи ъгли, пиковите на обратно разсейване обичайно са в диапазона 200 – 300 keV [1]. Крайният резултат при взаимодействие на  $\gamma$ -квантите със защитата чрез раждане на двойка електрон-позитрон, се изразява във възможността да бъде регистриран един от аниhilационните фотони. Това от своя страна води до формирането на аниhilационен пик (*Annihilation peak*, Фиг. 2.16) с енергия 511 keV, за който също е характерна аномална ширина [1].

## 2.2 Периодична проверка на метрологичните характеристики на гама-спектрометрична система

Периодичната проверка на метрологичните параметри на гама-спектрометрична система с HPGe детектори, както за всяко средство за измерване, е задължителна дейност в процеса на експлоатация на спектрометъра. По този начин се гарантира точността и надеждността на процеса по измерване и анализ на резултатите. Изискванията към качеството на измерванията определят периодичността на контрола на работните параметри. Основните метрологични характеристики, които се специфицират в документацията, съпътстваща детектора, са:

- разделителна способност по енергии - оценва се чрез пълната ширина на половината височина на пика - FWHM. Периодичната проверка цели да се гарантира, че способността на спектрометъра да разграничава пикове на пълно поглъщане се запазва във времето. Ако периодичният контрол показва систематично нарастване на FWHM, то това може да е индикация за нарушаване на вакуума на детектора и за необходимост от ремонт;
- отношение  $FWTM/FWHM$  - показател за качеството на формата на пиковите, който е от ключово значение при компютърна обработка на спектрите;
- отношение *Peak-to-Compton* - комплексен показател, който зависи от геометричните характеристики на детектора, ефективността и разделителната способност. Важно е да се отчита, че наличието на близко разположени до радиоактивния източник разсейващи материали влияе върху стойността на отношението  $P/C$ ;
- относителна ефективност на детектора - параметър, характеризиращ активния обем на кристала.

Описание на конкретните процедури за оценка на изброените параметри и тяхното приложение са подробно разгледани в Експерименталната част (Охарактеризиране на р-тип коаксиален HPGe детектор след ремонт) на настоящата дипломна работа.

## 2.3 Калибриране на гама-спектрометрична система

Процедурата по калибриране цели установяване на зависимост между наблюдаваните (измерените) стойности, представени чрез спектрометричната система, и физическата величина, обект на изследването. Това позволява  $\gamma$ -спектърът да бъде тълкуван

в смисъл на енергия, вместо канали или напрежение (калибриране по енергия), и активност на даден радионуклид, вместо регистриран брой импулси (калибриране по ефективност). При софтуерна обработка на спектъра също така е необходима калибровка по ширината на линията. По правило калибровката по ефективност се отнася за точно определена конфигурация източник-детектор. Ето защо, ако са налице различия между условията на измерване и тези, при които е извършено калибрирането, се налага отчитането на редица поправъчни множители.

При това съществен е и въпросът за избор на еталоните, използвани при калибриране. Подборът на радионуклидният състав на сертифицираните стандартни източници трябва да е съобразен с енергийния диапазон, в който ще се извършва анализът. Заложените стандарти за качество на измерванията налагат активността на еталонните източници да бъде сравнима с очакваната активност на измерваните проби. От съществено значение е геометрията на предназначенията за калибриране референтни източници да е идентична с геометрията на измерване на проби при рутинен анализ.

### 2.3.1 Калибриране по енергия

Предпоставка за правилното идентифициране на съдържащите се в анализираните проби радионуклиди, е извършването на коректно калибриране по енергия. Енергийната калибровка представлява зависимостта на енергията на  $\gamma$ -квантите от номера на канала. В най-простия случай се използва линейна зависимост:

$$E(CH) = a.CH + b \quad (2.1)$$

При това за еднозначното определяне на коефициентите  $a$  и  $b$  са достатъчни две точки с координати съответно  $(CH_1; E_1)$  и  $(CH_2; E_2)$ , т.е. трябва да са известни позициите на пиковете  $CH_1$  и  $CH_2$ , съответстващи на енергии  $E_1$  и  $E_2$ . Такъв може да бъде подходът при начално калибриране. Така при последващ анализ енергията, съответстваща на номера на канала ( $CH$ ), в който се намира центроидът на изследвания пик, се определя като:

$$E_{CH} = E_1 + \frac{E_2 - E_1}{CH_2 - CH_1} \cdot (CH - CH_1) \quad (2.2)$$

Отклонението на така направената оценка на енергията ( $E_{CH}$ ) от действителната стойност зависи основно от слабата нелинейност на електронните компоненти на детекторната система.

За по-прецизно определяне на калибровъчната зависимостта  $E(CH)$  се използва набор от точки  $(CH_i, E_i)$ , съпоставящи положението на центроида на пика и съответстваща му енергия, през които се прекарва фитираща права по метода на най-малките квадрати.

За отчитане на нелинейностите в системата обикновено софтуерите за анализ на  $\gamma$ -спектри позволяват апроксимиране на калибровъчните точки с полином от втора степен:

$$E(CH) = a.CH^2 + b.CH + c \quad (2.3)$$

Добрата измервателна практика изисква енергиите  $E_i$  да покриват енергийния диапазон, в който ще се използва спектрометърът.

### 2.3.2 Калибриране по ширина на линията

Софтуерният анализ на  $\gamma$ -спектри задължително налага извършването на калибриране по ширината на линията. Този вид калибровка представя зависимостта на FWHM от енергията.

Ширината на линията се определя от статистически флуктуации, свързани с процесите по създаване на двойки електрон-дупка, събиране на заряда и шум на електрониката. При това пълната ширина на половината височина ( $W_T$ ) на пик на пълно поглъщане, наблюдаван при регистриране на моноенергийни  $\gamma$ -кванти, може да се изрази като [2]:

$$W_T = \sqrt{W_D^2 + W_X^2 + W_E^2}, \quad (2.4)$$

където  $W_D$ ,  $W_X$  и  $W_E$  са съответно компонентите, породени от статистическите неопределености, свързани с образуването на двойки носители на заряд, събирането на заряда и шум на електронните елементи на системата.

Процесът по създаване на двойки носители на заряд се определя от физическите характеристики на материала на детектора. Ето защо за дисперсията на предадената в обема на детектора енергия при пълното поглъщане на  $\gamma$ -кванти с енергия  $E$  може да се запише [1]:

$$\sigma_E^2 = \xi \cdot F \cdot E, \quad (2.5)$$

където  $\xi$  е средната енергия за образуване на двойка електрон-дупка, а  $F$  е фактор на Фано (за германий:  $\xi_{Ge} = 2.96\text{eV}$  и  $F_{Ge} = 0.06$  [3]). При това приносът към ширината на линията може да се оцени като:

$$W_D = 2.355\sqrt{\xi \cdot F \cdot E} \quad (2.6)$$

Вторият член в уравнението (2.4), описващ статистическите флуктуации поради непълното събиране на заряда, се приема за пропорционален на енергията [1]:

$$W_X \sim E \quad (2.7)$$

Съществуват редица фактори, които допринасят за общия електронен шум. При това обаче приносът на шума от електрониката към ширината на пиковете на пълно поглъщане не зависи от енергията (Фиг. 2.3) и следователно:

$$W_E = \text{const} \quad (2.8)$$

От разгледаното до тук следва да отбележим, че очакваната теоретична зависимост на FWHM от енергията на  $\gamma$ -квантите се описва с функция от вида [1]:

$$FWHM(E) = \sqrt{a \cdot E^2 + b \cdot E + c} \quad (2.9)$$

На практика калибрирането по ширината на линията се извършва от съответния софтуер за обработка на  $\gamma$ -спектри, като през набор от калибровъчни точки ( $E_i$ ,  $FWHM_i$ ) се прекарва фитираща крива, като са приложими различни функционални зависимости:

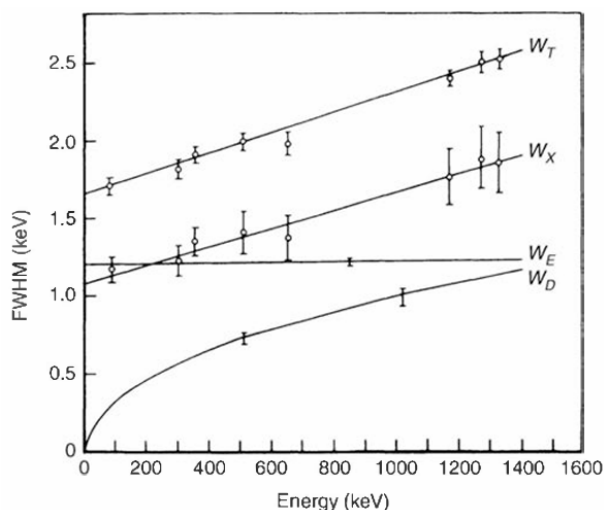
$$FWHM(E) = a \cdot E + b \quad (2.10)$$

или

$$FWHM(E) = a + b \cdot \sqrt{E} \quad (2.11)$$

Така например софтуерът *GammaVision*, използван при обработката на спектрите в настоящата дипломна работа, използва калибровъчна зависимост от вида [4]:

$$FWHM(E) = a \cdot E^2 + b \cdot E + c \quad (2.12)$$



Фигура 2.3: Примерно представяне на зависимостта от енергията на компонентите на уравнение (2.4), допринасящи към ширината на пиковете на пълно поглъщане, както и общата зависимост на FWHM от енергията. (от [2]).

### 2.3.3 Калибриране по ефективност

Предпоставка за извършване на прецизен количествен анализ на съдържащите се в дадена проба радионуклиди е извършването на коректно калибриране по ефективност. Ефективност за регистрация в пика на пълно поглъщане се нарича отношението на броя импулси в чистата площ на пика с дадена енергия ( $N(E_i)$ ), регистрирани за определено време ( $t_i$ ), към броя  $\gamma$ -кванти със същата енергия, излъчени от източника за същото време, при зададена геометрия на измерване. Ефективността се определя за конкретна измервателна конфигурация и варира в зависимост от характеристиките на използвания детектор, вида на радиоактивния източник и тяхното взаимно разположение. Определянето на ефективността може да се извърши чрез два различни подхода: чрез числени методи или експериментално. Приложението на Монте Карло симулации в специализиран софтуер налага прецизното описание на геометричните характеристики на източника, детектора и относителното им разположение, наличие на информация за коефициентите на отслабване на лъчението за различните материалите, енергийната зависимост на сеченията на взаимодействие и транспорта на вторични заредени частици в детектора.

Калибрирането по ефективност цели установяване на зависимостта на ефективността за регистрация в пика на пълно поглъщане от енергията на излъчените  $\gamma$ -кванти за дадена геометрия на измерване. За целта е необходимо за дискретни стойности на енергиите на фотонното лъчение  $E_i$  да бъдат пресметнати ефективностите  $\varepsilon_i$ , след което получените точки с координати  $(E_i, \varepsilon_i)$  се апроксимират с фитираща функция по метода на най-малките квадрати. Това позволява при последващ анализ на проби, излъчващи гама-кванти с междинни енергии, да бъде определена ефективността за регистрация за тези енергии (при дадената геометрия на измерване). Зависимостта на ефективността от енергията най-често се описва с полином от вида:

$$\log \varepsilon = \sum_{i=0}^n a_i \cdot \left( \log \frac{E}{E_0} \right)^i \quad (2.13)$$

Тук  $E_0 = 1 \text{ keV}$  се въвежда с цел обезразмеряване на величината под логаритъма.

Калибрирането по ефективност на детекторни системи за рутинен  $\gamma$ -спектрометричен анализ обикновено се извършва чрез еталонни източници. За целта е необходимо да

се определи броят импулси  $N(E_i)$  в чистата площ на пика на пълно поглъщане с енергия  $E_i$ , регистрирани за живо време на измерване на източника  $t_l$ . При това скоростта на регистрацията в чистата площ на пика се определя като:

$$n(E_i) = \frac{N(E_i)}{t_l} \quad (2.14)$$

Ефективността за регистрацията на  $\gamma$ -кванти с енергия  $E_i$  за дадената геометрия на измерване се оценява като:

$$\varepsilon(E_i) = \frac{n(E_i) - b(E_i)}{R(E_{i,j})} \quad (2.15)$$

Тук  $b(E_i)$  е скоростта на броене в чистата площ на пика на пълно поглъщане със съответната енергия във фоновия спектър (в случай, че такъв пик е налице), а  $R(E_{i,j})$  е скоростта на излъчване на  $\gamma$ -кванти с енергия  $E_i$  от нуклида  $j$ .

### 2.3.3.1 Оценка на поправъчни множители

Както спеменахме, определянето на ефективността за регистрацията се извършва за дадената геометрия на измерване. За да е приложима при последващ анализ на проби, е необходимо напълно да се възпроизведат същите експериментални условия. В случай, че това е непостижимо, трябва да се въведат поправъчни множители - корекция, отчитаща разликите в условията на измерване на пробата и еталонния източник. Въпреки че поправъчните множители са приложими на ниво анализ на проба, те често се оценяват на етапа на калибрирането на детекторната система. При това за ефективността може да се запише:

$$\varepsilon(E_i) = \frac{(n(E_i) - b(E_i))}{R(E_{i,j})} \cdot \prod C_i(E), \quad (2.16)$$

където  $\prod C_i(E)$  е произведение от коригиращите множители.

### Поправъчен множител $C_d$ , отчитащ радиоактивното разпадане

Активността на всеки радиоактивен източник се определя спрямо определен момент от време. За да се приведе активността на еталонния източник към момента на измерването, в производението от формула (2.16) се прилага множителят [5]:

$$C_{d1} = e^{\lambda \Delta t}, \quad (2.17)$$

където  $\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$  е константата на разпадане на съответния нуклид,  $T_{1/2}$  е периодът му на полуразпадане, а  $\Delta t$  е интервалът от време между референтната дата и момента на измерването.

Неопределеността на множителя  $C_{d1}$  се получава от закона за разпространение на неопределеностите:

$$\sigma_{C_{d1}} = \frac{C_{d1} \cdot \ln(2)}{T_{1/2}} \sqrt{\frac{\Delta t^2 \sigma_{T_{1/2}}^2}{T_{1/2}^2} + \sigma_{\Delta t}^2}, \quad (2.18)$$

където  $\sigma_{T_{1/2}}$  е неопределеността на периода на полуразпадане на дадения радионуклид, а  $\sigma_{\Delta t}$  е неопределеността на времевия интервал  $\Delta t$ .

Когато периодът на полуразпадане на изследвания радионуклид е сравним с реалното време на измерване  $t_R$ , се използва коригиращ множител, отчитащ разпадането по време на измерването [5]:

$$C_{d_2} = \frac{\lambda \cdot t_R}{1 - e^{(-\lambda t_R)}}, \quad (2.19)$$

Съответната относителна неопределеност на множителя се определя като:

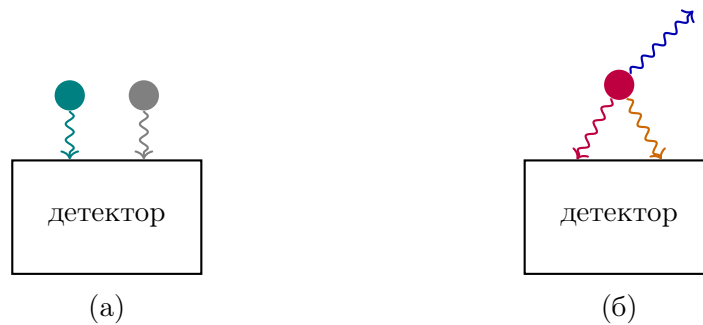
$$\delta_{C_{d_2}} = (1 - C_{d_2} e^{-\lambda t_r}) \sqrt{\delta_{t_r}^2 + \delta_{T_{1/2}}^2}, \quad (2.20)$$

където  $\delta_{t_r}^2$  и  $\delta_{T_{1/2}}^2$  са съответните относителни неопределености на времето  $t_r$  и периода на полуразпадане.

### Поправъчен множител $C_r$ , отчитащ наслагването на импулси (случайни съвпадения)

#### Същност на ефектите на случайни съвпадения

Наслагването на импулси се получава в резултат на регистрирането на два или повече близко разположени във времето импулса, които се създават при разпадането на различни независими ядра. Ефектът от тези случайни съвпадения се изразява в комбинираното влияние върху амплитудата и формата на съставния единичен импулс, който системата изработва, и записването му в друга, по-високоенергийна част от спектъра. По същество този процес причинява загуба на импулси от пика на пълно поглъщане. Проявлението на ефекта се определя главно от скоростта на броене в целия спектър и от времеконстантата на усилвателя. Така например вероятността за наблюдаване на случайни съвпадения е пренебрежима при скорост на броене в целия спектър по-малка от  $1000 \text{ s}^{-1}$  при времеконстанта на усилвателя до  $3 \mu\text{s}$  [5]. При високи скорости на броене обаче ефектите на случайни съвпадения стават съществени, което налага въвеждането на коригиращ множител.



Фигура 2.4: Схематично представяне на ефектите на: (а) случайни съвпадения, (б) истински съвпадения.

#### Определяне на коригиращ множител $C_r$ , отчитащ случайните съвпадения.

Ако означим скоростта на броене в целия спектър с  $n_{tot}$ , то използвайки Поасоново разпределение, за вероятността за наблюдаване на случайни съвпадения в рамките

на разделителното време  $\tau$  на системата, може да запишем [5]:

$$p_r = 1 - e^{-2\tau n_{tot}} \quad (2.21)$$

Тъй като случайните съвпадения се отразяват като спад в скоростта на броене в чистата площ на пиковите на пълно поглъщане, вероятността  $p_r$  може да се изрази като:

$$p_r = \frac{n_0(E) - n(E)}{n_0(E)}, \quad (2.22)$$

където  $n(E)$  е измерената скорост на броене в чистата площ на пика с енергия  $E$ , а  $n_0(E)$  е скоростта на броене, която би се получила при липса на случайни съвпадения.

При това поправъчният множител  $C_r$  се определя от отношението  $n_0(E)/n(E)$  и отчитайки (2.21) и (2.22), получаваме:

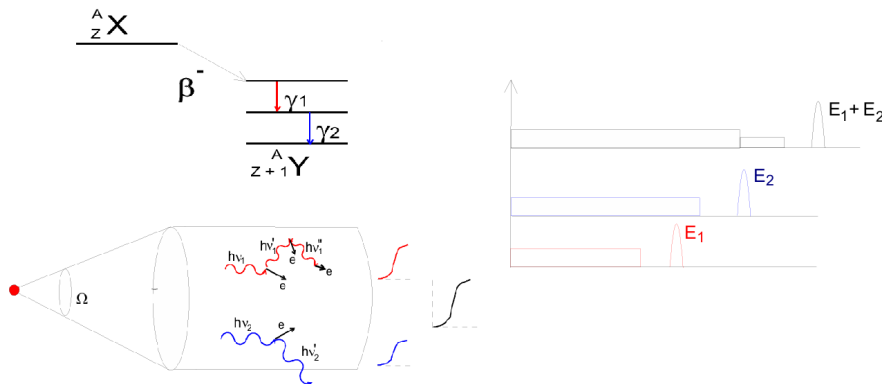
$$C_r = e^{2\tau n_{tot}} \quad (2.23)$$

Поради случайния характер на процеса, поправката (2.23) е приложима към всички пикове в спектъра. За да се оцени коригиращият множител, е необходимо експериментално да се определи стойността на  $2\tau$  [6].

### Поправъчен множител $C_c$ , отчитащ истинските съвпадения

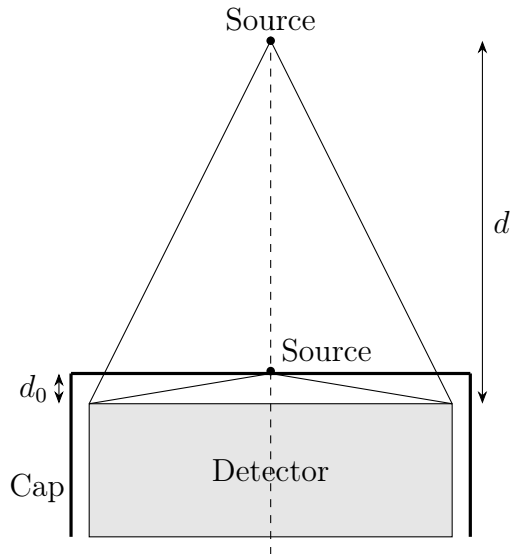
#### Същност на ефектите на истински съвпадения

Ефектите на истински съвпадения се наблюдават при измерване на източник със сложна схема на разпадане, включваща каскадно излъчване на  $\gamma$ -кванти (и характерично рентгеново лъчение) в рамките на разделителното време на спектрометричната система. Това е предпоставка за едновременната регистрация на два фотона, при което в спектъра се формира допълнителен сумарен пик със съпътстващо намаляване на броя импулси в пиковите на пълно поглъщане (Фиг. 2.5). Следва да се отчете обаче, че събитията, регистрирани в сумарните пикове, представляват само част от загубените импулси в пиковите на пълно поглъщане. Причината е, че сумиране може да възникне между отделните фотони, участващи в каскадната схема на разпадане, независимо дали те депозират пълната си енергия или само част от нея в активния обем на детектора.



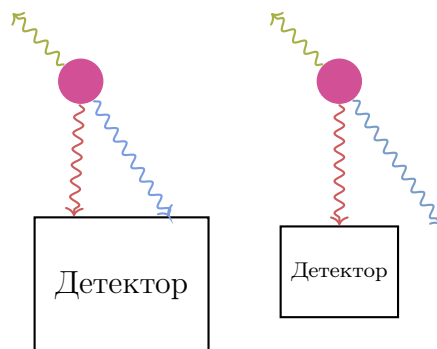
Фигура 2.5: Представяне на влиянието на ефектите на истински съвпадения върху спектъра. (от [1])

Истинските съвпадения, за разлика от случайните, се пораждат от фотони, излъчени от едно и също ядро (Фиг. 2.4). Значимостта на ефектите на истински съвпадения зависи от вероятността два едновременно (от гледна точка на разделителната способност по време на електронните компоненти) излъчени фотона да бъдат регистрирани едновременно. Тази вероятност от своя страна зависи от геометрията на измерване или в частност от телесния ъгъл, под който детекторът се вижда от точката на излъчването. С отдалечаване на източника от детектора, вероятността за наблюдаване на истински съвпадения намалява (Фиг.2.6), като при достатъчно големи разстояния тяхното влияние е пренебрежимо.



Фигура 2.6: При приближаване на източника към детектора се увеличава телесният ъгъл, който сключват помежду си, а при това расте и вероятността за едновременната регистрация на два фотона. Поради това ефектът на истинските съвпадения става по-значим.

Степента на проявление на истинските съвпадения зависи от характеристиките на използвания детектор. Така например ефектът е по-съществен при детектори с големи размери (Фиг. 2.7). Поради по-добрата ефективност за регистрация на фотони с ниски енергии на детектори с тънко берилиево прозорче и на детектори от  $n$ -тип, за тях вероятността за наблюдаване на истински съвпадения е по-висока в сравнение с детекторите  $p$ -тип.



Фигура 2.7: Схематично представяне на увеличаванто на вероятността за истински съвпадения при детектори с по-големи размери.

**Определяне на коригиращ множител  $C_c$ , отчитащ истинските съвпадения.**

Ако е налице каскадно сумиране на  $j$   $\gamma$ -линии, то поправъчният множител се оценява като [5]:

$$C_c = \frac{1}{1 - \sum_{i=1}^j f_i \varepsilon_{tot}}, \quad (2.24)$$

където  $f_i$  е частта от  $\gamma$ -кванти с енергия  $E_i$ , регистрирани в съвпадение с  $\gamma$ -лъчението, представляващо интерес, а  $\varepsilon_{tot}$  е пълната ефективност за регистриране на  $\gamma$ -кванти с енергия  $E_i$ . На практика обаче определянето на корекцията  $C_s$  изисква задълбочен анализ, който налага прецизно познаване на схемите на разпадане, на квантовите добиви за съответните  $\gamma$ -линии, на коефициентите на вътрешна конверсия, както и на пълната ефективност за регистрация на  $\gamma$ -кванти с дадена енергия.

**Коригиращ множител  $C_a$ , отчитащ самопоглъщането в пробата.**

При измерване на обемни източници трябва да се отчита отслабването на лъчението при преминаване през веществото. С цел количествено охарактеризиране на ефекта на самопоглъщане в пробата, се определя факторът на самопоглъщане  $F_a$ . Той отразява спада на броя излъчени  $\gamma$ -кванти, породен от взаимодействието на лъчението с веществото на самия източник. За цилиндричен източник с малка височина и хомогенно разпределена активност в обема, разположен на голямо разстояние от детектора, факторът на самопоглъщане се определя като [7]:

$$F_a = \frac{1 - e^{\mu_m(E)d\rho}}{\mu_m(E)d\rho}, \quad (2.25)$$

където  $\mu_m(E)$  е масов коефициент на отслабване на  $\gamma$ -кванти с енергия  $E$ ,  $d$  е дебелината на слоя, а  $\rho$  е плътността на матрицата на източника.

В случаите, когато изследваната проба и еталонния източник имат сходен химичен състав и приблизително равни плътности, не се налага корекция за самопоглъщане. Ако обаче са налице такива различия, корекция е необходима. Така, ако за калибриране е използван стандартен източник с плътност на матрицата  $1.0 \text{ g/cm}^3$ , а плътността на изпитваната проба е  $\rho_i$ , то коригиращият множител, отчитащ самопоглъщането в изследваната пробата спрямо това за еталонния източник, се определя като [7]:

$$C_a = \frac{F_a(\rho_i)}{F_a(\rho = 1.0)} \quad (2.26)$$

Тук факторите на насищане могат да се пресметнат, ако са известни  $\mu_m(E)$ ,  $d$  и  $\rho$ . Често обаче точният химичен състав на изследваните проби не е известен. Същевременно трябва да се отчете, че  $d$  има смисъл на средното разстояние, изминато от лъчението в обема на източника, а не пряко геометричната му дебелина. Това налага за определянето на множителя  $C_a$  обикновено да се прилагат различни експериментални методи [7].

## 2.4 Гама-спектрометричен анализ на проби

### 2.4.1 Обработка на данните от измерването

Изпълнението на целите на рутинния  $\gamma$ -спектрометричен анализ е съпътствано от редица междинни процедури. На първо място, за идентифициране на даден  $\gamma$ -излъчващ радионуклид е необходимо да се определи центроидът на наблюдавания пик на пълно поглъщане. Така според калибровката по енергия се оценява енергията на регистрираните  $\gamma$ -кванти. Следва да се определи областта на интерес около центроида на пика и да се оцени чистата му площ при така зададените граници. Проверява се статистическата значимост на нетния сигнал. Ако е статистически различим от фона, се преминава към оценка активността (и съответстващата ѝ неопределеност) на съответния радионуклид според калибровката по ефективност за дадените условия на измерване. В противен случай е необходимо да се определи минимално детектируемата активност. В процеса на рутинен анализ споменатите задачи се извършват от съответния софтуер за обработка на  $\gamma$ -спектри. С оглед на възможността да се осъществи контрол върху качеството на анализа е целесъобразно познаването на принципите на използваните алгоритми при обработката на експерименталните данни.

#### 2.4.1.1 Намиране на пикове по метода на производните

Широко приложение за идентифициране на пикове в спектъра намира методът на производните. Принципната възможност да се локализируют пиковете се основава на свойствата на производната (от даден ред) на гаусовата функция. Идеализираният случай, при който пикът се описва чрез гаусова функция, а фонът - с линейна, е представен на Фигура 2.8а. При това зависимостта на броя регистрирани събития от номера на канала ( $x$ ) може да се представи като [8]:

$$N(x) = G(x) + B + C \cdot x, \quad (2.27)$$

където  $G(x)$  е гаусовата функция, а  $B$  и  $C$  са константи, описващи фона.

В програмите за спектрален анализ *GammaVision* и *Genie - 2000* алгоритъмът за идентифициране на пикове използва метода на втората производна (Фиг. 2.8б). В този случай втората производна  $N''(x)$  на функцията  $N(x)$  не зависи от фоновия сигнал и е 0 в областите, където не се регистрира пик. Тъй като реалният  $\gamma$ -спектър представлява хистограма, производните не се пресмятат аналитично, а се заменят от крайни разлики [8]:

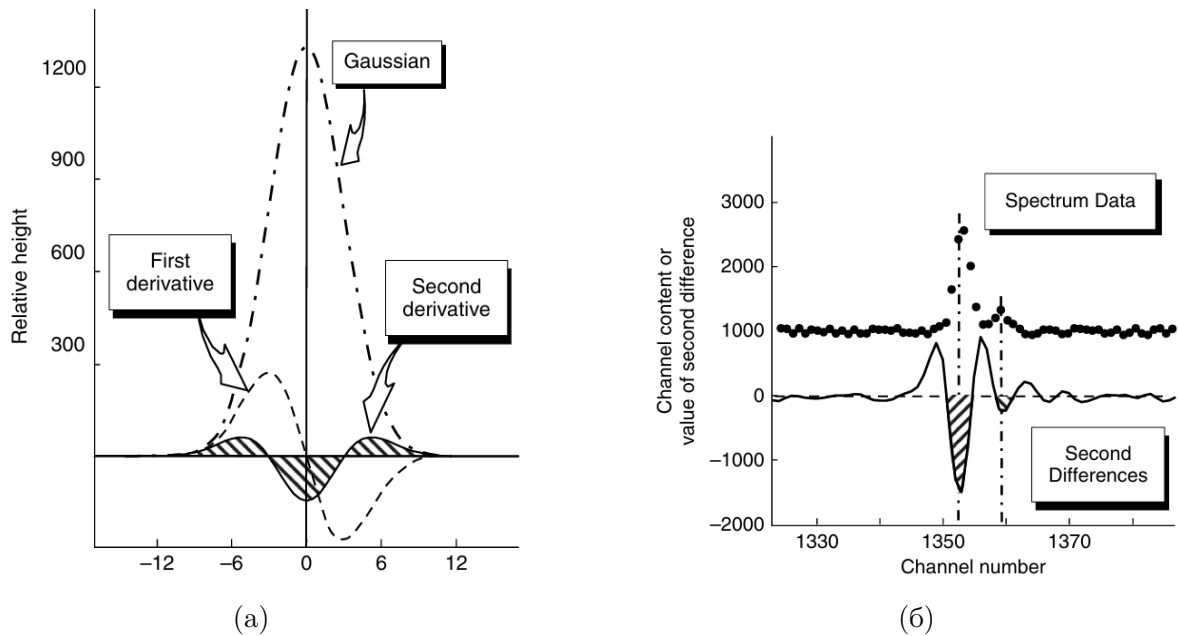
$$S_i = N_{i+1} - 2N_i + N_{i-1}, \quad (2.28)$$

където  $N_i$  са събитията, записани в  $i$ -я канал. Практическото приложение на метода изисква подход, който води до намаляване на влиянието на статистическите флуктуации на данните за отделните канали [3].

#### 2.4.1.2 Определяне на центроида на пика

Възможен подход за определяне на позицията на центроида на пика е като претеглено средно по броя на събитията  $C_i$ , записани в  $i$ -я канал:

$$\text{Centroid} = \frac{\sum_i C_i \cdot i}{\sum_i C_i} \quad (2.29)$$



Фигура 2.8: (а) Представяне на гаусовия пик и неговите първа и втора производна. Индикация за наличието на пик е поведението на втората производна; (б) Данни от реален спектър, към които е приложен методът на крайните разлики. (от [1])

Когато за идентифициране на пика е използван метода на производните, сумирането обхваща каналите, за които втората производна е отрицателна.

### 2.4.1.3 Определяне на границите на пика (област на интерес)

След като е установена позицията на центроида е целесъобразно да се определят очакваните граници на пика, за да се гарантира коректна оценка на площта му. При задаване на областта на интерес трябва да се избере такъв обхват, че да се минимизира влиянието на близко разположени съседни пикове или вероятността за включване на прекомерен фонен сигнал. Същевременно обаче, ако границите са прекалено тесни, това ще доведе до подценяване на площта на пика, а оттам – на активността на съответния радионуклид, но и до увеличаване на статистическата неопределеност на нетния сигнал. Ако приемем, че формата на пика е Гаусова, то за да се обхване 99.7% от площта му, областта на интерес трябва да е приблизително 2.5 пъти FWHM. При това е препоръчително границите на пика се изберат на разстояние 1.25 пъти FWHM от центроида му.

## 2.4.2 Оценка на активността

За да се определи активността на  $\gamma$ -излъчващи радионуклиди в проба, е необходимо да се извърши оценка на скоростта на броене в чистата площ на пика на пълно поглъщане с енергия  $E$ , да се познава ефективността за регистрация на  $\gamma$ -кванти в съответния пик при конкретните условия на измерване, както и да е известен квантовият добив за разглежданата  $\gamma$ -линия. Ключова предпоставка за осъществяване на надежден количествен анализ е наличието на калибровка по ефективност за дадена геометрия на измерване. Ако измерванията се извършват при условия, различни

от тези, при които е установена калибровъчната зависимост, е задължително да се приложат коригиращи коефициенти. Така след като в пробата бъде идентифициран радионуклид, при разпаденето на който се излъчват  $\gamma$ -кванти с енергия  $E$ , се преминава към оценка на активността му според:

$$A = \frac{[n_s(E) - n_b(E)]}{\varepsilon(E) q(E)} \cdot \prod C(E), \quad (2.30)$$

където  $n_s(E)$  е скоростта на броене в чистата площ на пика на пълно поглъщане с енергия  $E$  в спектъра на пробата,  $n_b(E)$  е скоростта на броене в пика на пълно поглъщане с енергия  $E$  в спектъра на фона (при наличие на такъв),  $\varepsilon(E)$  е ефективността за регистрация в пика на пълно поглъщане с енергия  $E$  за дадена геометрия на измерване, а  $\prod C(E)$  е произведение от коригиращи множители, отчитащи разликите в условията на установяване на калибровката по ефективност с тези, при които се осъществява измерването (при условие, че такива са налице). В случай, че коригиращите множители са приложени на етапа на калибрирането, отпада необходимостта от тяхното отчитане при оценката на активността.

Когато за определяне на активността на даден радионуклид  $j$  се използва повече от една негова аналитична  $\gamma$ -линия, докладваната стойност се получава като претеглено средно на оценените активности за отделните пикове:

$$\overline{A(j)} = \frac{\sum_i \omega_i A_i}{\sum_i \omega_i}, \quad (2.31)$$

където  $A_i$  е пресметнатата активност чрез пика с енергия  $E_i$ , а  $\omega_i$  е тегловният фактор, определен като:

$$\omega_i = \frac{1}{u_i^2} \quad (2.32)$$

Тук  $u_i$  е неопределеността на активността  $A_i$ , която включва само неопределеностите на компонентите, свързани с конкретната  $\gamma$ -линия, в това число статистическата неопределеност, неопределеността на квантовия добив и неопределеностите на поправъчните множители. Когато се анализира обемна проба с маса  $m$ , специфичната активност на съдържащия се в нея радионуклид  $j$  се пресмята като:

$$A_m(j) = \frac{A(j)}{m} \quad (2.33)$$

Комбинираната относителна неопределеност на активността се определя като:

$$\delta(A) = \sqrt{\sum_k \delta_k^2}, \quad (2.34)$$

където  $\delta_k$  са относителните неопределености, в това число тип А и тип В, на компонентите, както следва:

- статистическата неопределеност на чистия сигнал, която се определя от статистическата неопределеност на скоростта на броене в пика на пълно поглъщане с разглежданата енергия ( $E$ ) в спектъра на пробата, а в случаите, когато във фоновия спектър е налице пик със същата енергия, и от неопределеността на скоростта на броене  $n_b(E)$ :

$$\delta_S = \frac{\sigma_{[n_s(E) - n_b(E)]}}{n_s(E) - n_b(E)} = \frac{\sqrt{\sigma_{n_s(E)}^2 + \sigma_{n_b(E)}^2}}{n_s(E) - n_b(E)} \quad (2.35)$$

- неопределеността  $\delta_\varepsilon$  на ефективността  $\varepsilon(E)$  за регистрация в пика на пълно поглъщане с енергия  $E$  за дадената геометрия на измерване;
- неопределеността  $\delta_q$  на квантовия добив  $q(E)$  на изследваната  $\gamma$ -линия;
- неопределеността  $\delta_m$  на масата на пробата;
- допълнително внесена неопределеност в резултат на направени приближения в процеса на анализа.

### 2.4.3 Определяне на чистата площ на пика на пълно поглъщане

Количествения анализ при рутинните  $\gamma$ -спектрометрични измервания се основава на оценка на чистата площ на пиковите на пълно поглъщане. Стандартен подход за определяне на площта на единични пикове, неповлияни от интерференции, представлява сумиране на броя регистрирани събития в каналите, които попадат в региона на пика. Оценка на фоновия сигнал е съществен елемент от анализа. Фонът при разглеждане на  $\gamma$ -спектър възниква вследствие на различни фактори. Най-често това е Комптъновият континуум, дължащ се на взаимодействия комптъново повисокоенергийни фотони. В случаите, когато обект на анализа е радионуклид, който присъства в естествения фон, е необходима корекция, която отчита наличието на пик с дадената енергия във фоновия спектър.

#### 2.4.3.1 Определяне на чистата площта на пика, когато фонът се определя от подложката

Ако областта на пика обхваща  $n$ -канала (от  $L$  до  $U$ ), то интегралната му площ се определя като:

$$G = \sum_{i=L}^U C_i, \quad (2.36)$$

където  $C_i$  е броят импулси, записани в  $i$ -я канал.

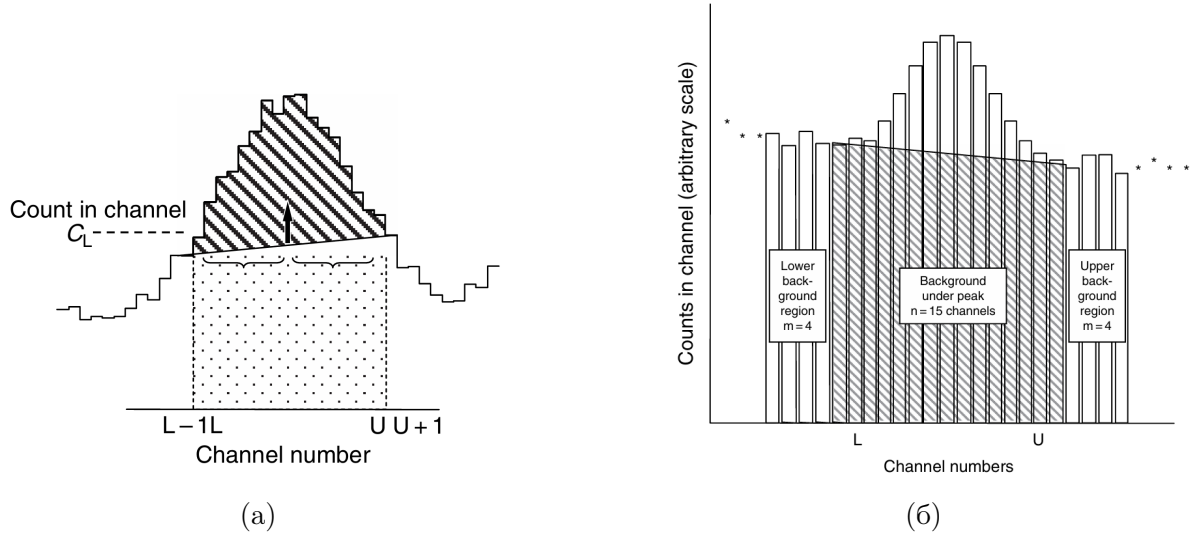
Фонът под пика може да бъде оценен като площта на трапец (Фиг. 2.9а), чиито основи съответстват на броя събития, записани съответно в каналите  $L - 1$  и  $U + 1$ :

$$B = \frac{n(C_{L-1} + C_{U+1})}{2} \quad (2.37)$$

При това чистата площ на пика се определя като:

$$A = G - B = \sum_{i=L}^U C_i - \frac{n(C_{L-1} + C_{U+1})}{2} \quad (2.38)$$

В определени случаи, като например при изследване на нискоенергийна  $\gamma$ -линия с малък квантов добив, когато в спектъра се наблюдава малък пик върху значителна подложка, статистическата неопределеност на чистата площ се обуславя предимно от неопределеността на фона. Тъй като направената оценка (2.37) предствлява произведение на средния брой импулси в съседните канали около пика и броя на каналите,



Фигура 2.9: Определяне на чистата площ на пика в случаите, когато за оценка на фона се използват: (а) двата съседни канала около региона на пика; (б) по  $m$  канала от всяка страна на пика. (от [1])

обхванати в региона на пика, то за по-прецизна оценка на фона осредняването може да се извърши вместо по един, по  $m$  канала от всяка страна на пика (Фиг. 2.9б). Така фонът под пика се задава като:

$$B = \frac{n}{2m} \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) \quad (2.39)$$

При това за чистата площ се получава:

$$A = \sum_{i=L}^U C_i - \frac{n}{2m} \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) \quad (2.40)$$

Абсолютната статистическа неопределеност на чистата площ се задава като:

$$\sigma_A = \sqrt{\sigma_G^2 + \sigma_B^2}, \quad (2.41)$$

където

$$\sigma_G^2 = \sum_{i=L}^U \sigma_{C_i}^2, \quad (2.42)$$

$$\sigma_B^2 = \left( \frac{n}{2m} \right)^2 \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} \sigma_{C_i}^2 + \sum_{i=U+1}^{U+m} \sigma_{C_i}^2 \right) = \left( \frac{n}{2m} \right) \cdot B \quad (2.43)$$

Отчитайки, че  $\sigma_{C_i}^2 = C_i$ , окончателно получаваме:

$$\sigma_A = \sqrt{\sum_{i=L}^U C_i + \frac{n^2}{4m^2} \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right)} = \sqrt{G + \left( \frac{n}{2m} \right) \cdot B} \quad (2.44)$$

### 2.4.4 Оценка на минимално детектируемата активност (MDA)

Неотменна част от обработката на резултатите при изследване на проби за съдържание на радионуклиди, когато не е възможна статистически достоверна оценка на активността, е определянето на минимално детектируемата активност (MDA) за дадените условия на измерване. Анализът на нискоактивни проби налага вземането на решение *има или няма активност в пробата*. Утвърждаването на което да е от тези допускания е предпоставка за допускане на грешка на качествено ниво: да се докладва, че в пробата има активност, когато действително такава няма (грешка от първи род), или да се твърди, че в пробата няма активност, когато действително такава е налице (грешка от втори род). Подходът в случая изисква да се определят количествени граници, над които вероятността за допускане на грешка от първи или втори род става приемливо ниска.

По-долу са разгледани характерните за  $\gamma$ -спектрометричните измервания особености при дефиниране на съответните нива. Тъй като при  $\gamma$ -спектрометричните измервания като фонове се определят както сигнали, породени от източници на лъчение извън пробата, така и такива, предизвикани от различните процеси на взаимодействие на  $\gamma$ -кванти от самата проба, е необходимо да се отчита начинът, по който е оценена подложката на пика.

#### 2.4.4.1 Критично ниво $L_c$

Като показател, чрез който се оценява статистическата знаимост на чистия сигнал, се използва критичното ниво  $L_c$ . То маркира границата, до която може максимално да флукутира нетния сигнал, при условие че в пробата няма активност, т.е. при  $A = G - B = 0$ :

$$L_c = k_\alpha \sigma_0, \quad (2.45)$$

където  $k_\alpha$  е коефициент на едностранен доверителен интервал ( $k_\alpha = 1.65$  при вероятност за грешка от първи род  $\alpha = 5\%$ ), а  $\sigma_0 = \sigma_G^2 + \sigma_B^2$  (виж уравнение (2.41)) е абсолютната статистическа неопределеност на нулевия чист сигнал.

В зависимост от спецификите на  $\gamma$ -спектрометричното измерване критичното ниво може да бъде оценено въз основа на:

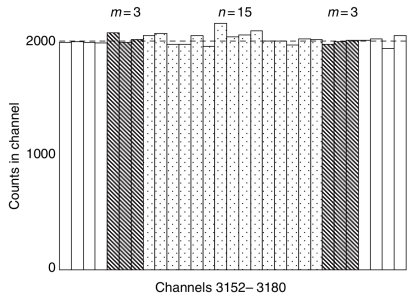
- спектъра на пробата, когато във фоновия спектър не се регистрират пикове с енергии, представляващи интерес за анализа, и фонът се определя от подложката на пика. В случая, когато за оценка на фона се използват по  $m$  канала от двете страни на областта на пика, включваща  $n$  канала (фиг. 2.10), като се отчете връзката (2.44), за критичното ниво се получава:

$$L_c = k_\alpha \sqrt{B \left(1 + \frac{n}{2m}\right)} \quad (2.46)$$

Ако от брой импулси се премине към скорост на броене, критичното ниво се определя като:

$$L_c = k_\alpha \sqrt{\frac{f_s}{t_{l,s}} \left(1 + \frac{n}{2m}\right)}, \quad (2.47)$$

където  $f_s$  е скоростта на броене в подложката на  $\gamma$ -линията, а  $t_{l,s}$  е живото време за измерване на пробата.



Фигура 2.10: Представяне на областта на пика, обхващаща  $n$  канала, и обхвата на каналите ( $m$ ) от двете страни на пика, на базата на които се оценява фона в подложката. (от [1])

- спектъра и на пробата, и на фона, когато във фоновия спектър присъстват пикове с енергии, които са обект на анализа. В този случай фонът под пика с енергия  $E_i$  се формира от подложката в спектъра на пробата, но и от чистата площ на пика с тази енергия във фоновия спектър.

Ако с  $n_s = g_s - f_s$  означим скоростта на броене в чистата площ на пика в спектъра на пробата, където  $g_s$  е скоростта на броене в интегралната площ на пика и  $f_s$  е скоростта на броене в подложката, а с  $n_b = g_b - f_b$  скоростта на броене в чистата площ на пика с дадената енергия в спектъра на фона (тук отново  $g_b$  е скоростта на броене в интегралната площ и  $f_b$  - в подложката), то за нетния сигнал при измерване на пробата получаваме:

$$n_0 = n_s - n_b \quad (2.48)$$

Съответната абсолютна неопределеност се дава като:

$$\sigma_{n_0} = \sqrt{\sigma_{n_s}^2 - \sigma_{n_b}^2}, \quad (2.49)$$

където

$$\sigma_{n_s} = \sqrt{\frac{n_s}{t_{l,s}} + \frac{f_s}{t_{l,s}} \left(1 + \frac{n}{2m}\right)} \quad (2.50)$$

$$\sigma_{n_b} = \sqrt{\frac{n_b}{t_{l,b}} + \frac{f_b}{t_{l,b}} \left(1 + \frac{n}{2m}\right)} \quad (2.51)$$

Тук отново  $n$  е броят канали в областта на пика,  $m$  - броят канали, използвани за осредняване на броя импулси в подложката на пика, а  $t_{l,s}$  е живото време за измерване на пробата и  $t_{l,b}$  - съответно на фона.

Като използваме допускането за нулев чист сигнал, т.е.  $n_s = n_b$ , за абсолютната статистическа неопределеност получаваме:

$$\sigma_0 = \sigma_{n_0} = \sqrt{\frac{n_b}{t_{l,b}} \cdot \left(1 + \frac{t_{l,b}}{t_{l,s}}\right) + \left(\frac{f_s}{t_{l,s}} + \frac{f_b}{t_{l,b}}\right) \cdot \left(1 + \frac{n}{2m}\right)}, \quad (2.52)$$

При това критичното ниво се определя като:

$$L_c = k_\alpha \cdot \sqrt{\frac{n_b}{t_{l,b}} \cdot \left(1 + \frac{t_{l,b}}{t_{l,s}}\right) + \left(\frac{f_s}{t_{l,s}} + \frac{f_b}{t_{l,b}}\right) \cdot \left(1 + \frac{n}{2m}\right)}, \quad (2.53)$$

Ако се случи така, че в спектъра на пробата не се наблюдава пик в енергийния диапазон, представляващ интерес за анализа, то общият брой импулси е равен на импулсите в подложката, тъй като е невъзможно да се оцени чиста площ на пика. В този случай около канала, в който се очаква да е разположен центроидът на изследвания пик според калибровката по енергия, се маркира област на интерес, която включва  $n$  на брой канала, където  $n$  се определя като:

$$n = 1.2FWHM + 1 \quad (2.54)$$

При това критичното ниво се пресмята като:

$$L_c = k_\alpha \sqrt{\frac{2g_s}{t_{l,s}}}, \quad (2.55)$$

където  $g_s$  е скоростта на броене в областта на интерес от спектъра на пробата, а  $t_{l,s}$  е живото време за измерване.

Критичното ниво се използва като критерий за сравнение: ако чистият сигнал превишава критичното ниво, то с достатъчна степен на достоверност може да се твърди, че в пробата има активност, в противен случай - измереният сигнал от пробата е статистически неразличим от фона. Прецизното определяне на критичното ниво е важно освен поради това, че се използва като ниво за вземане на решение, и защото всички останали количествени граници могат да се изразят чрез него.

#### 2.4.4.2 Ниво "по-малко от" $L_t$

Статистически незначимият чист сигнал не е достатъчно условие, за да се твърди, че в пробата няма активност. Коректното докладване на резултатите в този случай изисква да се посочи, че дори при наличие на активност в пробата, нейната стойност не превишава минималната детектируема активност. Това налага да се определели максималната действителна стойност на измерения чист сигнал, такъв че "net"  $< L_c$ , който може да се дължи на активност в пробата:

$$L_t = \text{"net"} + k_\beta \sigma_{net}, \quad (2.56)$$

където  $k_\beta$  е коефициент на едностранен доверителен интервал ( $k_\beta = 1.65$  при вероятност за грешка от втори род  $\beta = 5\%$  и  $k_\beta = 2.33$  при  $\beta = 1\%$ ), а  $\sigma_{net}$  е абсолютната статистическа неопределеност на измерения "чист" сигнал.

Ако за оценката на нивото "по-малко от" се използват и спектъра на пробата, и фоновият спектър, то:

$$\text{"net"} = n_o = n_s - n_b \quad (2.57)$$

При това, отчитайки (2.50) и (2.51), получаваме:

$$\sigma_{net} = \sqrt{\frac{n_o}{t_{l,s}} + \frac{n_b}{t_{l,b}} \cdot \left(1 + \frac{t_{l,b}}{t_{l,s}}\right) + \left(\frac{f_s}{t_{l,s}} + \frac{f_b}{t_{l,b}}\right) \cdot \left(1 + \frac{n}{2m}\right)} \quad (2.58)$$

Като използваме връзката (2.53), окончателно получаваме:

$$L_t = n_o + k_\beta \sqrt{\frac{n_o}{t_{l,s}} + \left(\frac{L_c}{k_\alpha}\right)^2} \quad (2.59)$$

### 2.4.4.3 Ниво на детектиране $L_D$

За предварителна оценка на стойността на "чистия" сигнал, която съответства на минималната активност в проба, за която при последващо измерване ще се регистрира чист сигнал, който с голяма вероятност ще надхвърля определеното критично ниво  $L_c$ , се използва нивото на детектиране  $L_D$ :

$$L_D = L_c + k_\beta \sigma_0, \quad (2.60)$$

където  $k_\beta$  е коефициент на едностранен доверителен интервал, а  $\sigma_0$  е абсолютната статистическа неопределеност на "чистия" сигнал.

Ако нетният сигнал се определя от спектъра на пробата и фоновия спектър, то:

$$L_D = n_o = n_s - n_b \quad (2.61)$$

При това, като отчетем (2.58), (2.53) и (2.61), за нивото на детектиране получаваме:

$$L_D = L_c + k_\beta \sqrt{\frac{L_D}{t_{l,s}} + \frac{L_c^2}{k_\alpha^2}} \quad (2.62)$$

В частност, при равни вероятности за грешка от първи и втори род, тоест за  $k_\alpha = k_\beta = k$ , получаваме:

$$L_D = \frac{k^2}{t_{l,s}} + 2L_c \quad (2.63)$$

### 2.4.4.4 Минимално детектируемата активност (MDA)

Така дефинираните нива  $L_t$  и  $L_D$  се използват за оценка на минимално детектируемата активност за дадени условия на измерване. Съществено е обаче да се отчете принципното различие в двата подхода. В първия случай оценката на МДА се прави след като пробата е вече измерена (при условие, че полученият чист сигнал е статистически неразличим от фона). При това се използва нивото „по-малко от“, както следва:

$$MDA = \frac{L_t}{\varepsilon(E_i) q(E_i)} \quad (2.64)$$

Във втория случай оценката на МДА се базира само на информация за условията на измерване и служи като характеристика на възможностите на дадения процес на измерване. Тогава се използва нивото на детектиране, като:

$$MDA = \frac{L_d}{\varepsilon(E_i) q(E_i)} \quad (2.65)$$

Тук  $\varepsilon(E_i)$  е ефективността за регистрация в пика на пълно поглъщане с енергия  $E_i$  за конкретните условия на измерване, а  $q(E_i)$  е квантовият добив на  $\gamma$ -линията с енергия  $E_i$ .

## 2.5 Трансфер на ефективности със софтуера ETNA

Качеството на анализа при  $\gamma$ -спектрометрични измервания пряко зависи от точното познаване на ефективността на регистрацията в пиковете на пълно поглъщане. Както вече отбелязахме, ефективността от своя страна е директно свързана с конкретната геометрия на измерване. При това всяко различие на условията на измерване от условията, при които е установена калибровъчната зависимост на ефективността от енергията, налага отчитането на редица коригиращи фактори. Това обаче е трудна и времеемка задача, често несъвместима с обема на процедурите при рутинни  $\gamma$ -спектрометрични измервания. В тези случаи удобно и надеждно средство за преодоляване на затрудненията, свързани с експерименталното определяне на ефективността, предоставя софтуерът ETNA (Efficiency Transfer for Nuclide Activity measurements), който дава възможност при известна ефективност за дадена референтна геометрия да се определи ефективността при други различни условия на измерване. Освен за осъществяване на "трансфер на ефективности, софтуерът е практичен изчислителен инструмент за пресмятане на корекции за истински съвпадения при зададени условия на измерване.

ETNA работи под Windows и се състои от интерфейс и изчислителен модул. Пакетът включва база данни, съдържаща линейните коефициенти на отслабване на лъчението за различни материали, а така също и информация за схемите на разпадане на радионуклидите.

### Принцип на процедурата по трансфер на ефективности

Тъй като ефективността има смисъл на вероятност за регистрацията, тя може да бъде представена като произведение от вероятността, излъчен от източника  $\gamma$ -квант да достигне детектора – геометрична ефективност за дадените условия на измерване ( $\varepsilon_g$ ), и вероятността, веднъж попаднал върху детектора, фотон да бъде регистриран – собствена ефективност на детектора ( $\varepsilon_d$ ) [9]:

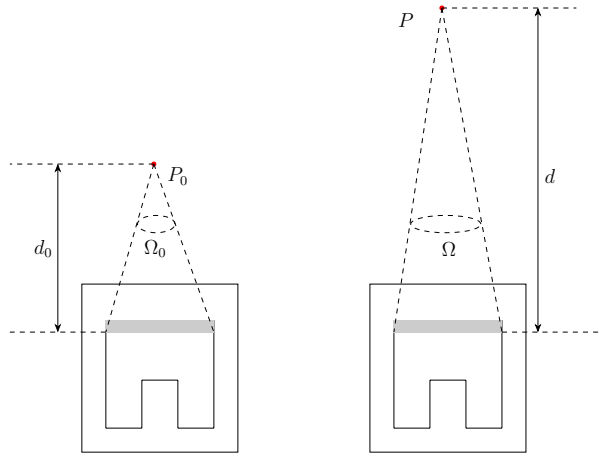
$$\varepsilon = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_d \quad (2.66)$$

Схематично представяне на опитната постановка, при която  $\gamma$ -кванти, излъчени от точков източник, се регистрират от коаксиален детектор, е показана на Фигура 2.11. Тъй като източникът е изотропен и се приема, че няма поглъщане на лъчението, геометричната ефективност  $\varepsilon_g(P_0)$  при позициониране на източника в точката  $P_0$  се задава с отношението на фотоните, излъчени в пространствения ъгъл  $\Omega_0$ , под който детекторът се вижда от източника, към всички излъчени  $\gamma$ -кванти в цялото пространство ( $4\pi$ ):

$$\varepsilon_g(P_0) = \frac{\Omega_0}{4\pi} \quad (2.67)$$

Така при допускане, че собствената ефективност на детектора не зависи от геометрията на измерване, а само от енергията на лъчението, ефективността на регистрацията при поставяне на точковия източник в точка  $P$ , отчитайки (2.66) и (2.67), може да се определи като:

$$\varepsilon(E, P) = \varepsilon(E, P_0) \cdot \frac{\Omega(P)}{\Omega(P_0)} \quad (2.68)$$



Фигура 2.11: Схематично представяне на точков източник, разположен по оста на детектора при различно отстояние.

Полученото тук отношение на пространствените ъгли се нарича трансферен коефициент:

$$C = \frac{\Omega(P)}{\Omega(P_0)} \quad (2.69)$$

Именно това е принципът, който позволява при известна ефективност за регистрация за определена енергия в дадена геометрия на измерване да може да се пресметне ефективността за регистрация в друга, различна геометрия. За целта е достатъчно да се определи трансферният коефициент.

Телесният ъгъл  $\Omega(P)$ , който се съдържа между активната повърхност на детектора с радиус  $R_D$  и разположената на разстояние  $z_s$  над него точка  $P(r, \phi, z_s)$ , може да се изрази в полярни координати като [10]:

$$\Omega(P) = 2z_s \int_0^\pi \int_0^{R_D} \frac{R dR d\phi}{(R^2 - 2Rr \cos \phi + r^2 + z_s^2)^{3/2}} \quad (2.70)$$

ETNA позволява пресмятания за коаксиална цилиндрична конфигурация на източника и детектора. При това са допустими геометрии на измерване, определени от точков, дисков или цилиндричен източник, както и от източник тип маринели. Изчисленията за детектори с коаксиална геометрия налага определянето на телесния ъгъл да се извършва спрямо две отделни области: плътен цилиндър, представляващ горната част на детектора, и кух цилиндър, съответстващ на долната част кристала.

Освен геометричните съображения е необходимо да се отчете отслабването на лъчението при преминаване през различните материали, което включва абсорбер, разположен между източника и детектора, измервателната среда и мъртвия слой на детектора [10]:

$$F_{\text{att}} = \exp \left( - \sum_{i=1}^m \mu_i \delta_i \right), \quad (2.71)$$

където  $\mu_i$  е линейния коефициент на отслабване за съответното вещество, а  $\delta_i$  - разстоянието, изминато в  $i$ -я материал. В пресмятанията също така се включва вероятността за взаимодействие в детектора [10]:

$$F_{\text{abs}} = f_1 + f_2 f', \quad (2.72)$$

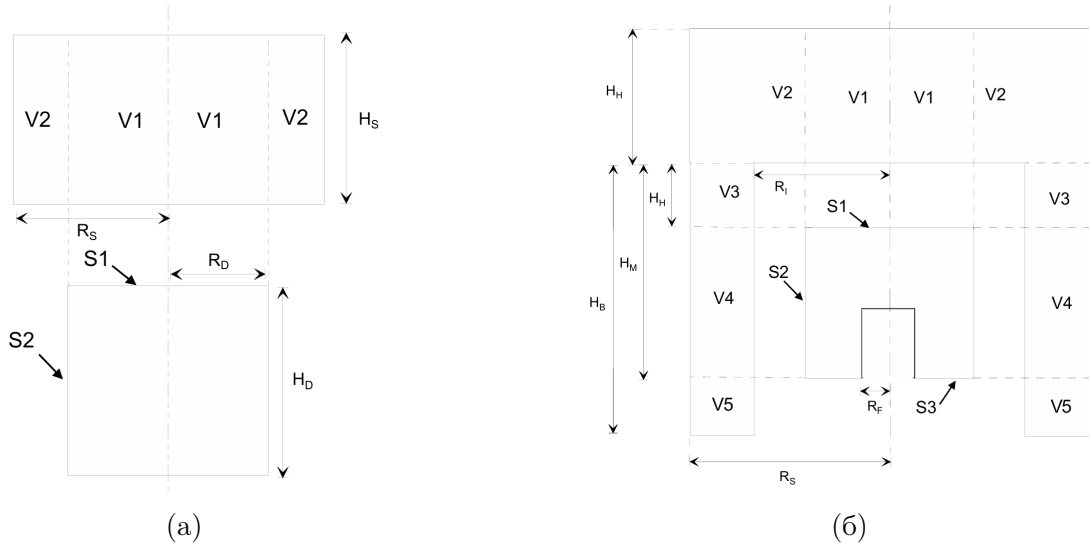
където

$$f_1 = 1 - \exp(-\mu_D \delta_{1D}), \quad f_2 = 1 - \exp(-\mu_D \delta_{2D}), \quad f' = \exp(-\mu_D(\Delta + \delta_{2D})), \quad (2.73)$$

като  $\mu_D$  е линейния коефициент на отслабване на лъчението за материала на детектора,  $\delta_{1D}$  и  $\delta_{2D}$  са съответно разстоянията, изминати в активния обем на детектора преди и след прекосяване на дупката, а  $\Delta$  е изминатото в дупката разстояние (при реализиране на случай 3 от Фиг. 2.14).

Анализът за точков източник може да бъде разширен за обемни източници. Общият подход включва разделяне на обема на източника на отделни области, което позволява отчитане на възможните траектории при осъществяване на взаимодействие на лъчението с детектора. В случай на източник с цилиндрична форма с радиус  $R_s$  и височина  $H_s$ , разположен на разстояние  $Z_s$  от детектора, телесният ъгъл се задава като [10]:

$$\Omega = \frac{4}{R_s^2 \cdot H_s} \int_{Z_s}^{Z_s+H_s} h dh \int_0^{R_s} r dr \int_0^\pi d\varphi \int_0^{R_D} \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \varphi + r^2 + h^2]^{3/2}} \quad (2.74)$$



Фигура 2.12: Означение на характерните обеми и площи, които се разглеждат при пресмятания за: (а) цилиндричен източник; (б) източник тип маринели (от [1]).

Комбинацията на геометричния фактор с коефициентите на отслабване на лъчението за различните материали определя ефективния телесен ъгъл. Когато диаметърът на цилиндричния източник надхвърля диаметъра на детектора, определянето на ефективния телесен ъгъл изисква разглеждане на две отделни части [10]:

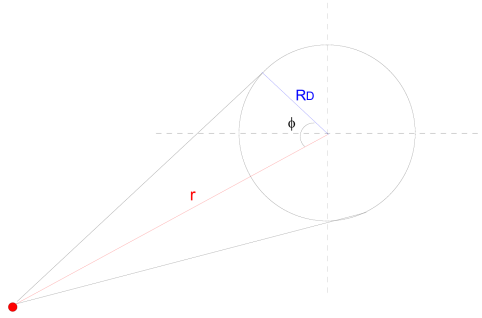
$$\bar{\Omega} = \int_{(V1+V2)S1} d\bar{\Omega} + \int_{(V2)S2} d\bar{\Omega} = \bar{\Omega}_1 + \bar{\Omega}_2, \quad (2.75)$$

където

$$\bar{\Omega}_1 = \frac{4}{R_s^2 H_s} \int_{z_s}^{z_s+H_s} h dh \int_0^{R_s} r dr \int_0^\pi d\varphi \int_0^{R_D} \frac{F_{att} \cdot F_{abs} \cdot R dR}{[R^2 - 2Rr \cos \varphi + r^2 + h^2]^{3/2}} \quad (2.76)$$

$$\bar{\Omega}_2 = \frac{4 \cdot R_D}{(R_S^2 - R_D^2) \cdot H_S} \int_{z_S}^{z_S+H_S} dh \int_0^{R_S} r dr \int_0^{\phi_0} d\phi \int_{z_D}^0 \frac{F_{\text{att}} \cdot F_{\text{abs}} \cdot (r \cdot \cos \phi - R_D) dz}{[R^2 - 2Rr \cos \phi + r^2 + h^2]^{3/2}} \quad (2.77)$$

Навсякъде тук с  $V_1$  е означена частта от обема на източника, кореспондираща с радиуса на детектора  $R_D$ ,  $V_2$  е оставащият обем, превишаващ проекцията на детектора, а  $S_1$  и  $S_2$  са съответно площите на горната и на страничната повърхност на детектора (Фиг. 2.12a). В израза (2.77) с  $\phi_0$  е означен максималният ъгъл на сканиране от точка от обема  $V_2$  (Фиг. 2.13).



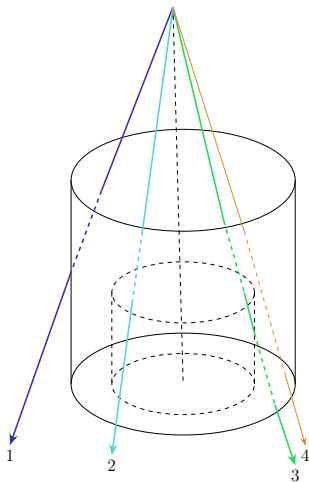
Фигура 2.13: Ъгъл на сканиране  $\phi = \arccos(R_D/r)$  (проекция отгоре). (от [10])

При разглеждане на източник тип маринели, обемът му се разделя на пет части (Фиг. 2.12б), като ефективният телесен ъгъл се определя като [10]:

$$\bar{\Omega} = \int_{(V_1+V_2)S_1} d\bar{\Omega} + \int_{(V_2)S_2} d\bar{\Omega} + \int_{(V_3)S_1} d\bar{\Omega} + \int_{(V_3+V_4+V_5)S_2} d\bar{\Omega} + \int_{(V_5)S_3} d\bar{\Omega} \quad (2.78)$$

При анализирание на обемни източници се отчита отслабването на лъчението както за матрицата на пробата, така и за материала на контейнера.

За оценка на ефективните телесни ъгли се използва алгоритъм, който прилага числено интегриране по метода на Гаус-Лежандър. За прилагане на изчислителната процедура е необходимо да се определят разстоянията, изминати от лъчението в различните материали. За целта се използва подпрограмата "INTERSEC". При моделиране на траекториите в активния обем на детектора се разглеждат три случая в зависимост от това дали настъпва пресичане на дупката в кристала (Фиг. 2.14).



Фигура 2.14: Моделиране на траекториите на фотоните, излъчени от точков източник, при преминаване в активния обем на детектора.

Разглеждат се три възможности: преминаване без взаимодействие с дупката в кристала (случай 1 и 4), прекосяване на дупката с изход през дъното ѝ (случай 2) или с последващо навлизане в активния обем (случай 3).

---

## Експериментална част

---

### 3.1 Охарактеризиране на $p$ -тип коаксиален HPGe детектор след ремонт

За осигуряване на качеството на анализа при рутинни  $\gamma$ -спектрометрични измервания е препоръчително да се извършва периодична проверка на работните характеристики на детектора. Всички експлоатационни събития, свързани със затопляне на детектора, пренастройка на работните параметри или извършване на ремонт, задължително налагат последващо изследване и калибриране на детекторната система.

В рамките на настоящата дипломна работа е извършена оценка на подобрението на характеристиките на  $p$ -тип коаксиален свръхчист германиев (HPGe) детектор, използван в лаборатория “Дозиметрия и лъчезащита”, след превакуумиране на детектора.

#### 3.1.1 Калибриране по енергия

Първата стъпка при подготовка на системата за измерване е извършване на калибриране по енергия. За целите на измерванията, проведени преди ремонта на детектора, калибровъчната зависимост беше получена чрез  $\gamma$ -линиите на сертифицирани източници  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  (Таблица 3.1).

Таблица 3.1: Калибровъчни точки и функционалната зависимост, получена със софтуера *GammaVision* преди ремонта на детектора.

Канал	Енергия (keV)
108.51	59.54
1308.13	661.66
2326.89	1173.23
2644.12	1332.49

$$E = 5.0825 + 0.501825 \cdot \text{Channel} + 7.77885 \times 10^{-8} \cdot \text{Channel}^2$$

За установяване на зависимостта на енергията от номера на канала след извършеното превакуумиране на детектора бяха използвани сертифицирани точкови източници  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ , разположени на 10 cm от челото на детектора (Таблица 3.2).

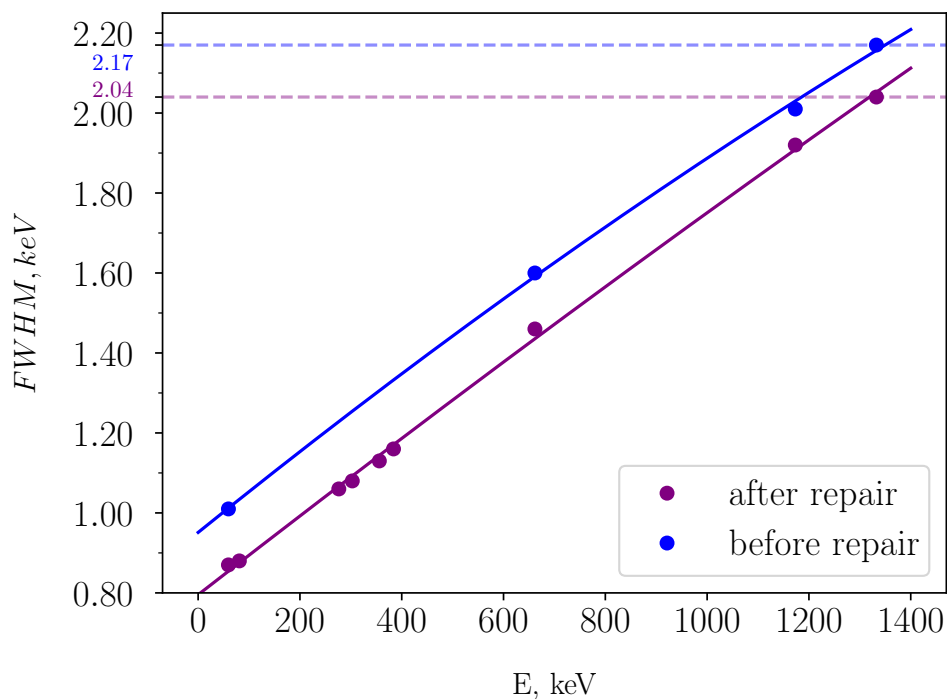
Таблица 3.2: Калибровъчни точки и функционалната зависимост, получена със софтуера *GammaVision* след ремонта на детектора.

Канал	Енергия (keV)
109.46	59.54
152.53	81.00
545.66	276.40
598.80	302.85
705.65	356.01
761.66	383.85
1320.00	661.66
2348.11	1173.23

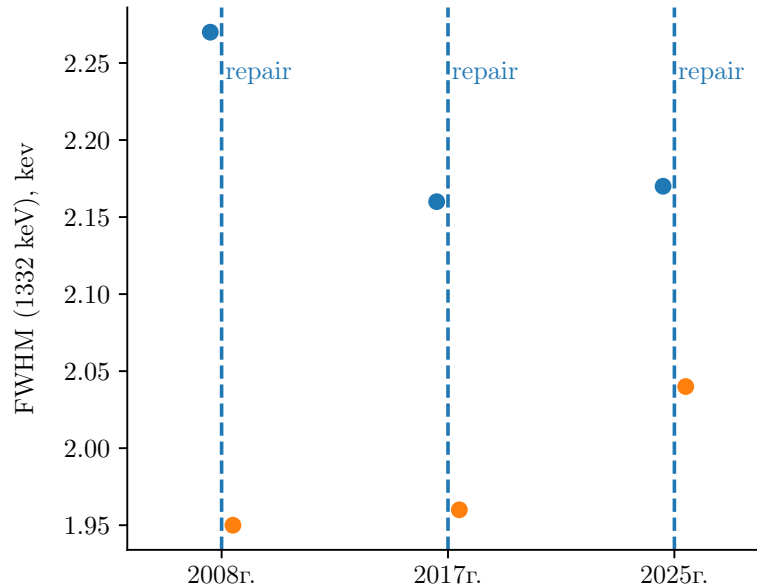
$$E = 5.1158 + 0.497185 \cdot \text{Channel} + 1.18493 \times 10^{-7} \cdot \text{Channel}^2$$

### 3.1.2 Калибриране по ширината на линията

Паралелно с калибрирането по енергия софтуерът *GammaVision* осъществява калибриране по ширината на линията. Така спектрите, получен при измерване на източници  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  ( и  $^{133}\text{Ba}$  след ремонта) на 10 cm от детектора, служат и за получаване на зависимостта на FWHM от енергията. Установените калибровърни зависимости са представени на Фиг. 3.1. В резултат на подобряване на вакуума на детектора се наблюдава намаляване на ширината на изследваните  $\gamma$ -линии средно с 0.13 keV (Таблица 1, Приложение I).

Фигура 3.1: Зависимост на *FWHM* от енергията.

Стандартно в техническата документация се докладва FWHM (в  $keV$ ) за линията  $1332.5 keV$  на  $^{60}Co$ . Отчетеното подобрене след ремонта е с  $6.37\%$ , съответно от  $2.17keV$  преди ремонта до  $2.04 keV$ . На Фигура 3.2 е проследено изменението на ширината на линията  $1332.5 keV$ , наблюдавано след ремонтите на детектора през 2008 г., 2017 г. и последния от 2025 г. Сравнението показва, че постигнатото подобрене до  $2.04 keV$  след последното превакуумиране на детектора е по-малко от отчетените стойности след ремонтите от 2008 г. и 2017 г.



Фигура 3.2: Подобрене на FWHM за линията  $1332.5 keV$  на  $^{60}Co$  спрямо преди ремонта на детектора, съответно извършен през 2008, 2017 и 2025 г. Данните от охарактеризирането на детектора през 2008 г. и 2017 г. са от [11].

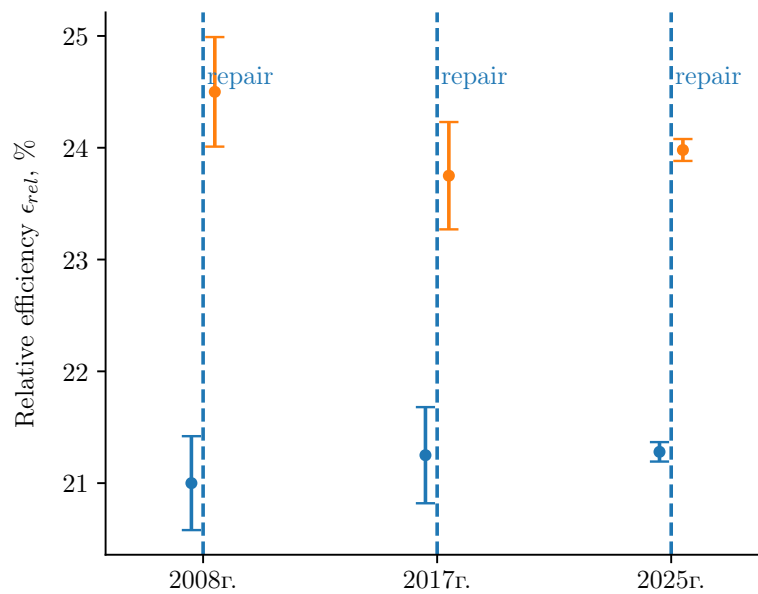
Освен определянето на пълната ширина на половината височина на пиковете на пълно поглъщане, често от практически интерес е определянето на широчината на  $1/10$  от височината на пика - FWTM. На базата на тези стойности се пресмята отношението  $FWTM/FWHM$ , което се използва като показател за качеството на формата пика. За Гаусова крива това отношение числено е равно на  $1.823$ . За реални спектри е препоръчително стойностите на тези отношения да не превишават  $1.9$  [12, 1]. В Таблица 3.3 са представени получените резултати от анализа на спектрите на източници  $^{137}Cs$  и  $^{60}Co$ , съответно преди и след ремонта. Наблюдаваните стойности са в границите на препоръчаната за осигуряване на качествени измервания.

Таблица 3.3: Сравнение на FWTM и FWTM/FWHM преди и след ремонта на детектора.

Енергия (keV)	Преди ремонт		След ремонт	
	FWTM (keV)	FWTM/FWHM	FWTM (keV)	FWTM/FWHM
661.655	2.94	1.84	2.76	1.89
1173.228	3.91	1.95	3.62	1.89
1332.492	4.16	1.92	3.94	1.93

### 3.1.3 Относителна ефективност

Друг основен параметър, който също така може да служи за оценка на активния обем на детектора [13, 14], е неговата относителна ефективност. По исторически причини, относителната ефективност за коаксиален HPGe детектор се задава като отношение на абсолютната ефективност за регистрация в пика на пълно поглъщане с енергия 1332 keV на изследвания детектор и на стандартен сцинтилационен детектор с кристал  $NaI(Tl)$  с диаметър 7.62 cm и височина 7.62 cm (3 in  $\times$  3 in) при разположение на източник  $^{60}Co$  на 25 cm от детектора [3]. След ремонта на детектора се отчита подобрене с 10.98%, съответно от  $\epsilon_{rel}^b = 21.28\%$  до  $\epsilon_{rel}^b = 23.91\%$ . На фигура 3.3 са представени също постигнатите промени в относителната ефективност след ремонтите от 2008 г. и 2017 г. Вижда се, че подобрието след последното превакуумиране на детектора е сравнимо с наблюдаваните изменения при предходните ремонти.

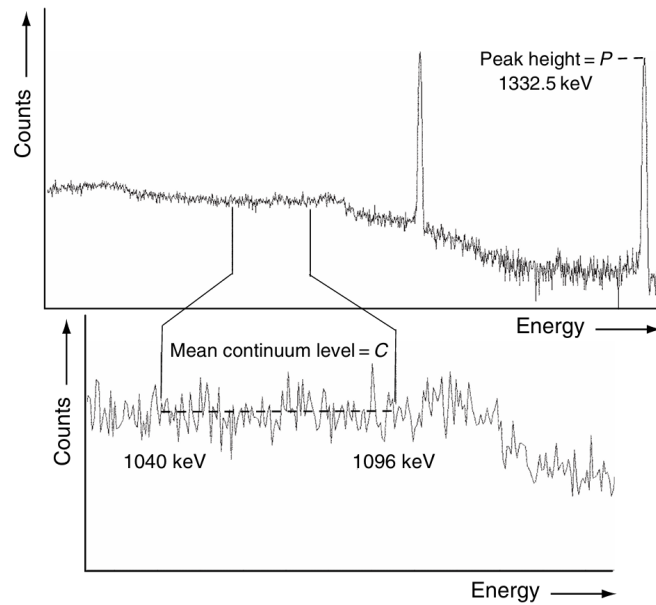


Фигура 3.3: Подобрене на относителната ефективност след ремонт на детектора. Данните от изследванията, проведени през 2008 г. и 2017 г., са от [11].

### 3.1.4 Отношение *Peak-to-Compton*

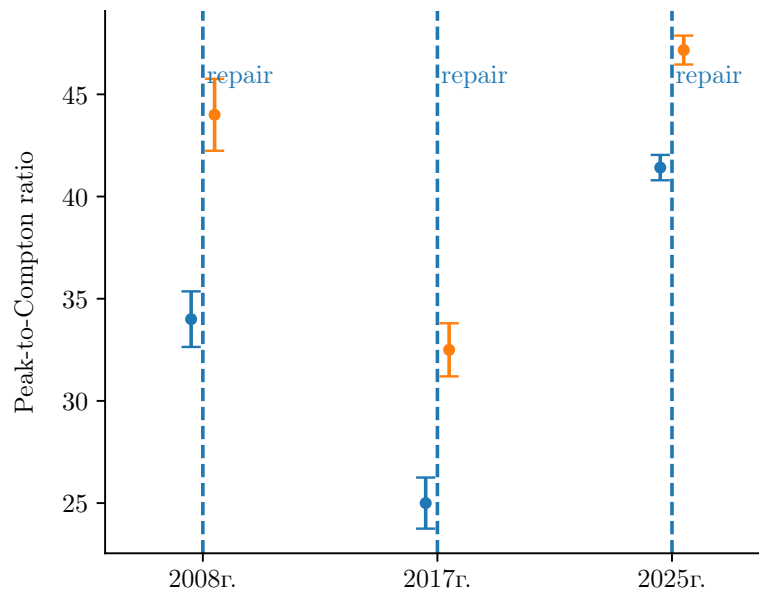
Комбинираният ефект от подобряване на разделителната способност и повишаване на ефективността за регистрация в пиковите на пълно поглъщане се проявява като ръст на отношението *Peak-to-Compton*. Ефективно по-големият активен обем на детектора води до по-висока вероятност за пълното предаване на енергията на  $\gamma$ -квантите и съответно до повече регистрирани събития в пиковите на пълно поглъщане. Отношението *Peak-to-Compton* се задава с частното на максималната амплитуда в пика с енергия 1332 keV и средната амплитуда на комптъновото плато между енергиите 1040 и 1096 keV в спектъра на източник  $^{60}Co$  (Фиг. 3.4).

След ремонта на детектора се отчита повишение на отношението *Peak-to-Compton* с 12.19%, съответно от  $P/C^b = 41.4$  до  $P/C^a = 47.2$ . За сравнение на Фигура 3.5 са



Фигура 3.4: Характерни области от спектъра на източник  $^{60}\text{Co}$ , използвани при определяне на отношението  $P/C$ . (от [1])

представени още регистрираните подобрения след извършения ремонт на детектора, съответно през 2008 г. и 2017 г.



Фигура 3.5: Подобрение на отношението *Peak-to-Compton* спрямо преди ремонта, съответно от 2008, 2017 и 2025г. Резултатите от охарактеризирането на детектора през 2008 г. и 2017 г. са от [11].

Практическото значение на по-високата стойност на отношението  $P/C$  е свързана с по-добра статистика на броене в пиковите на пълно поглъщане, наблюдавани в сложни спектри, както и с възможността за по-надеждни измервания в ниско-

енергийната част от спектъра при наличие на комптънова подложка от фотони с по-високи енергии.

### 3.1.5 Калибриране по ефективност

За експерименталното определяне на зависимостта на ефективността за регистрация в пика на пълно поглъщане от енергията бяха използвани сертифицирани точкови източници:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ . При това ефективността за отделните пикове се пресмята като:

$$\varepsilon = \frac{N}{A(t) \cdot q \cdot t_l}, \quad (3.1)$$

където  $N$  е броят регистрирани импулси в чистата площ на пика с дадена енергия,  $A(t)$  е активността на сертифицирания източник, приведена към момента на измерване,  $q$  е квантовият добив за разглежданата линия според [15] и  $t_l$  е живото време за набиране на спектъра.

Активността на еталонния източник към датата на измерване се определя като:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \Delta t}, \quad (3.2)$$

където  $A_0$  е активността на източника, посочена в сертификата,  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$  е константата на разпадане ( $T_{1/2}$  съответно е периодът на полуразпадане) на съответния радионуклид и  $\Delta t$  е интервалът от време между референтната дата и датата на измерването.

Съответните относителни неопределености на експериментално определените ефективности са оценени според закона за разпространение на неопределеностите, като:

$$\delta_\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{A_0}}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\ln(2) \cdot \Delta t \cdot \sigma_{T_{1/2}}}{T_{1/2}^2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_q}{q}\right)^2}, \quad (3.3)$$

Тук  $\sigma_N$  е абсолютната статистическа неопределеност на броя импулси в чистата площ на пика, а  $\sigma_{A_0}$ ,  $\sigma_{T_{1/2}}$  и  $\sigma_q$  са съответно неопределеностите на активността към референтната дата, на периода на полуразпадане и на квантовия добив за дадената линия.

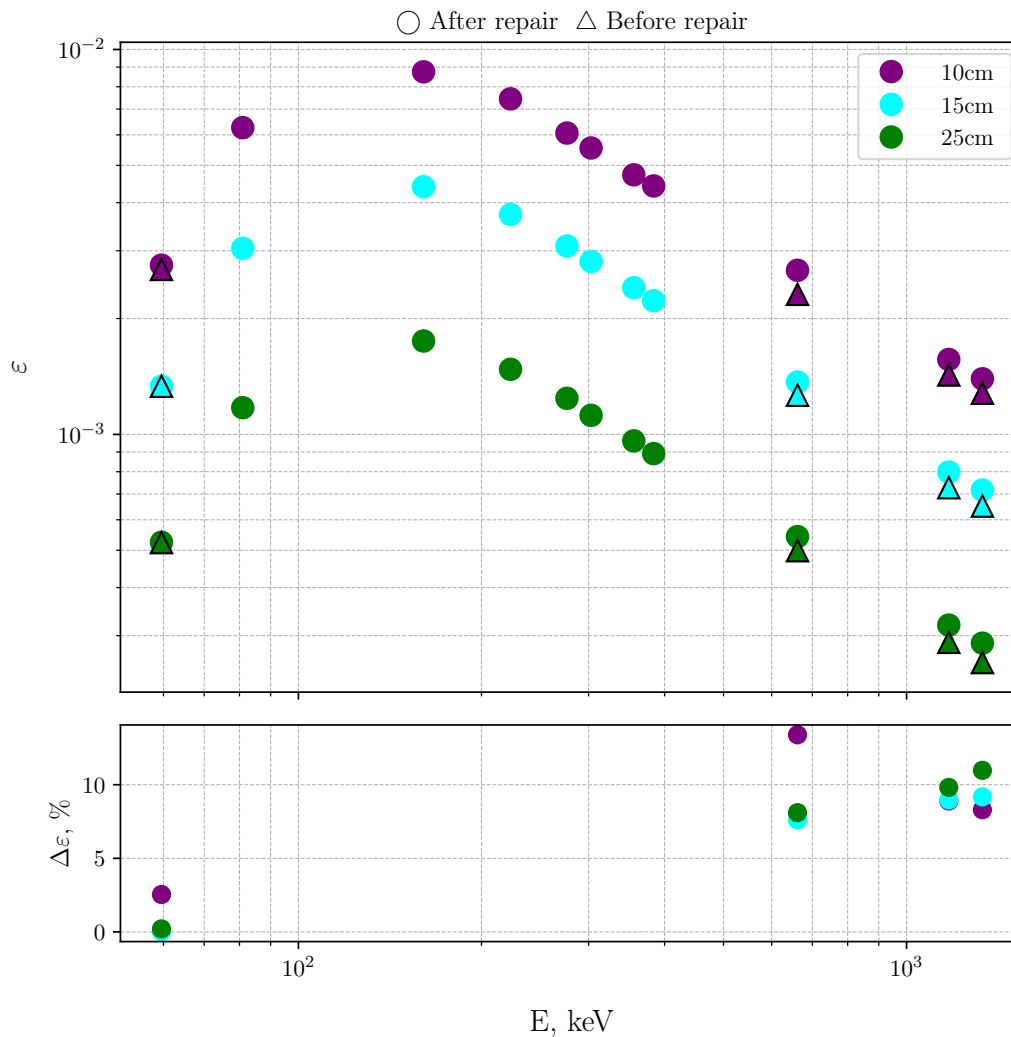
#### 3.1.5.1 Изменение на ефективността след ремонта на детектора

В рамките на извършеното сравнение на представянето на детектора преди и след ремонта, беше направена съпоставка между оценените ефективности за линиите на  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  при измерване на 10, 15 и 25 cm от челото на детектора преди и след ремонта (Таблица 2). За оценка на подобрението се използва относителната разлика:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\varepsilon_{after} - \varepsilon_{before}}{\varepsilon_{after}} \cdot 100\% \quad (3.4)$$

На Фигура 3.6 (Приложение II) са представени зависимостите на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб за различните геометрии на измерване, както и отчетените изменения след ремонта. Наблюдава се повишаване на ефективността при високите енергии: средно за линиите на  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  с 9.47%. Същевременно обаче не се отчита статистически значима промяна в ефективността за регистрация

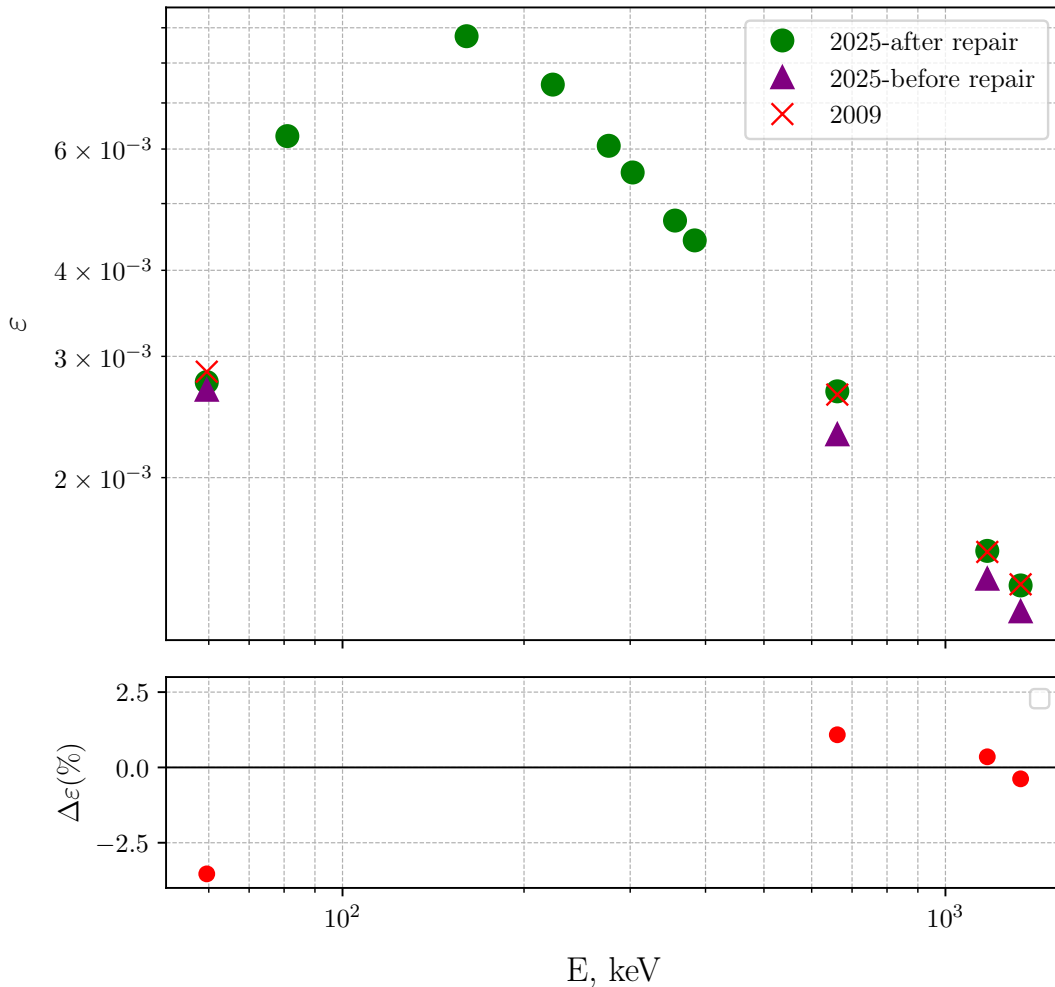
в пика с енергия 59.5 keV за разгледаните геометрии на измерване спрямо преди ремонта.



Фигура 3.6: Зависимост на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб за различни разстояния между точков източник и детектора. С кръгчета ( $\circ$ ) са означени резултатите преди, а с триъгълници ( $\triangle$ ) - след ремонта. В долния панел е представено повишаването на ефективността след ремонта за дадена енергия при съответната геометрия на измерване, оценено според (3.4).

Проследено е също така изменението на ефективността за регистрация в пика на пълно поглъщане при разположение на източника на 10 cm от детектора, съответно експериментално оценени през 2009 г., 2024 г., преди и след ремонта през 2025г. (Таблица 3, Приложение III). Аналогично на (3.4) са пресметнати относителните разлики спрямо стойностите, получени след ремонта. На Фигура 3.7 в двойнологаритмичен мащаб са представени ефективностите, получени при различните изследвания, в зависимост от енергията, а така също и пресметнатите относителни разлики на ефективностите, определени в [14] през 2009г., спрямо отчетените след превакумирането

на детектора. Сравнението показва, че в рамките на оценените комбинирани неопределености ефективностите съвпадат. Това позволява детайлното описание на  $p$ -тип коаксиалния HPGe детектор, получено посредством итеративна процедура чрез Монте Карло симулации в [14], да бъде коректно приложено понастоящем при числени процедури, както ще бъде показано в Раздел 3.2.



Фигура 3.7: Зависимост на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб при измерване на точков източник на 10 cm от детектора през 2009 г., преди и след ремонта през 2025 г. В долния панел са представени относителните разлики на експериментално определените ефективности в [14] през 2009 г. спрямо получените след ремонта на детектора през 2025 г.

От разгледаното до тук следва да оценим ремонта на детектора като частично успешен. Отчетените повишения на ефективността и на отношението *Peak-to-Compton* са сравними с постигнатите стойности при предходните ремонти на детектора. Незадоволителна обаче остава разделителната способност, като оценката на FWHM за линията 1332.5 keV не достига предварително заложения критерий под 2 keV.

### 3.1.5.2 Калибриране по ефективност за различни геометрии на измерване

#### Точков източник, разположен по централната ос на детектора

Наличието на калибровъчна зависимост от вида (2.13), определена за дадена геометрия на измерване, дава възможност да се оцени ефективността за регистрацията на  $\gamma$ -кванти с междинни енергии. Това от своя страна е предпоставка за определяне на активността на различни радионуклиди, съдържащи се в изследваните проби. Често за описание на калибровъчната зависимост в цялата енергийна област се използват два полинома от втора степен, дефинирани за различни енергийни интервали:

$$\ln \varepsilon(E) = \begin{cases} a_0 + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2, & E \leq E_{\text{knee}}, \\ b_0 + b_1 \ln E + b_2 (\ln E)^2, & E > E_{\text{knee}}. \end{cases} \quad (3.5)$$

В случая в точката на преход, наричана *коляно* (стандартно около 200 keV), е наложено условие за непрекъснатост на функцията и първата ѝ производна.

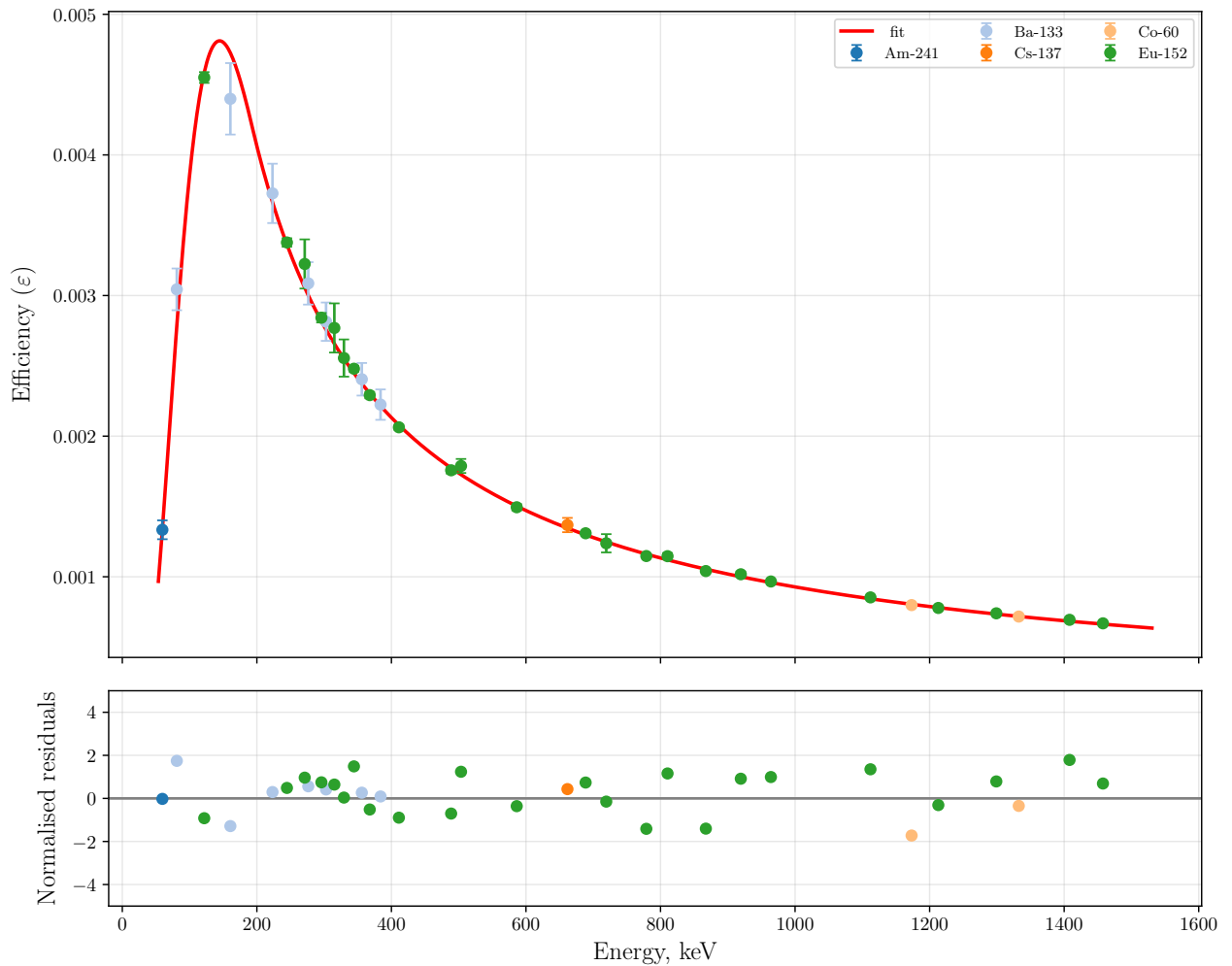
В настоящата дипломна работа бяха получени калибровъчните зависимости за геометрия на измерване, определена от точков източник, отстоящ от детектора на разстояние съответно 5, 10, 15 и 25 cm. За целта се проведеха измервания на сертифицирани източници  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$  и  $^{152}\text{Eu}$ . За пиковите на пълно поглъщане, за които не се наблюдават значителни асиметрии, бяха пресметнати ефективностите за регистрацията на  $\gamma$ -кванти според (3.1), както и техните относителни неопределености, използвайки връзката (3.3). Резултатите са представени в Таблица 4 (Приложение IV). На Фигура 3.8 е представена получената калибровъчна зависимост за геометрия на измерване, при която източникът е позициониран по централната ос на 15 cm от челото на детектора, а в Приложение 4 са дадени зависимостите при отстояние на източника на 5, 10 и 25 cm.

Като обща оценка на неопределеността в резултат на фитирането, може да се използва [5]:

$$\sigma_F^2 = \frac{\sum_{i=1}^m \left[ \frac{\varepsilon_{exp,i} - \varepsilon_{calc,i}}{\varepsilon_{exp,i}} \right]^2}{m - l}, \quad (3.6)$$

където  $\varepsilon_{exp,i}$  са експериментално пресметнатите ефективности,  $\varepsilon_{calc,i}$  са стойностите от фитиращата крива за съответната енергия,  $m$  е броят на експерименталните точки и  $l$  е броят на параметрите на фитата.

Трябва обаче да се има предвид, че фитиращата крива може да опише само приблизително действителната форма на кривата на ефективността. Винаги съществуват енергийни диапазони, в които са налице систематични отклонения на фитата от истинската зависимост [5].

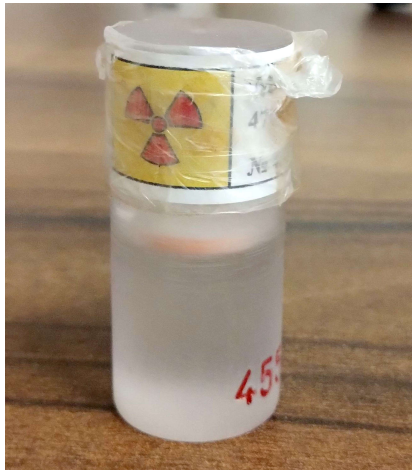


Фигура 3.8: Калибровъчна зависимост на ефективността от енергията за точков източник, разположен на  $15\text{cm}$  от челото на детектора.

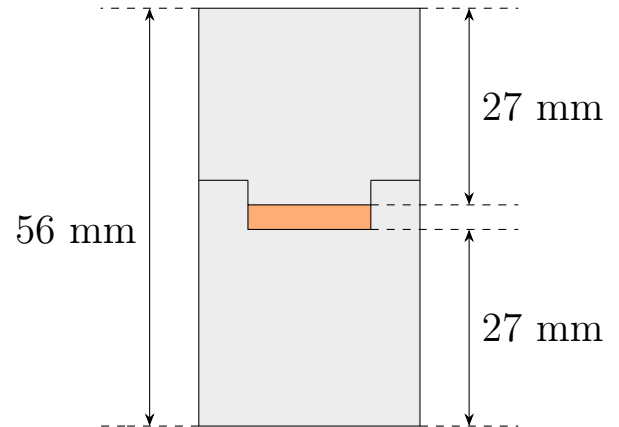
### Модул $^{152}\text{Eu}$ , позициониран по централната ос на детектора

Експериментално бяха определени ефективностите за регистрация при измерване на сертифициран сравнителен материал - модул  $^{152}\text{Eu}$ , предназначен за употреба при изготвяне на еталонен голямообемнен радиоактивен източник. Модулът представлява поликарбонатен цилиндър с височина  $56\text{ mm}$  и диаметър  $25\text{ mm}$  (Фиг. 3.9). Внесената в модула активност (наричана по-нататък "активно петно") е разположена в геометричния център на модула (Фиг. 3.10).

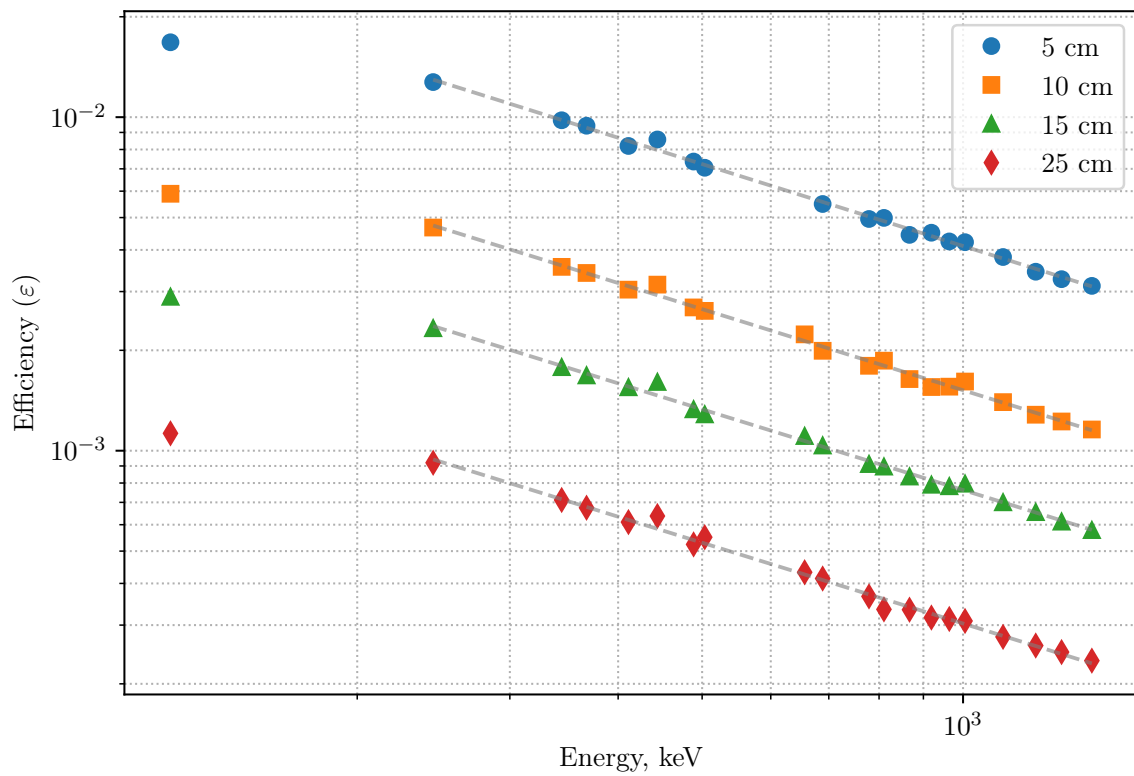
Геометрията на измерване беше избрана така, че активното петно да отстои от капчката на детектора съответно на разстояние  $5, 10, 15$  и  $25\text{ cm}$ . Резултатите от експериментално пресметнатите ефективности за избраните разстояния са представени в Таблица 4 (Приложение IV). На  $\log - \log$  графиката от Фигура 3.11 е представено линеаризирането на зависимостта на ефективността от енергията в диапазона  $200 - 2000\text{ keV}$  [5, 3].



Фигура 3.9: Сертифициран сравнителен материал - Модул  $^{152}\text{Eu}$ .



Фигура 3.10: Схематично представяне на модула  $^{152}\text{Eu}$ .



Фигура 3.11: Зависимост на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб за модул  $\text{Eu}$ , разположен на 5 cm, 10 cm, 15 cm и 25 cm от челото на детектора. Пунктирните линии показват log-log фит за енергиите над 200 keV с функция от вида (2.13) при  $i = 1$ .

## 3.2 Трансфер на ефективности със софтуера ETNA

Изчисляването на ефективността за регистрация често пъти е дълъг процес с оглед на варирането на състава, формата и размерите на пробите, както и позиционирането им спрямо детектора. Ето защо понякога е по-удобно вместо експериментално определяне на ефективността да се използват по-бързи числени методи. Както беше споменато, такава възможност осигурява софтуерът ETNA (Efficiency Transfer for Nuclide Activity measurements), който позволява трансфер на ефективности, т.е. при предварително известна референтна ефективност за точно определена (калибровъчна) геометрия да се оцени ефективността в друга (измервателна) геометрия. За валидиране на работа на модула за трансфер на ефективности на софтуера ETNA, той беше използван за определена на ефективността за регистрация в измервателни геометрии, зададени от точков източник и модула  $^{152}\text{Eu}$ , разположени на различни разстояния спрямо детектора.

За да се реализира трансфер на ефективности със софтуера ETNA, е необходимо въвеждането на детайно описание на калибровъчна и измервателна геометрия (Фиг. 3.12). Дефинирането на съответната геометрия (Фиг. 3.13, 3.14) включва описание на източника (Фиг. 3.22), задаване на разстояние между източника и детектора, определяне на измервателната среда (по подразбиране въздух), описание на детектора (Фиг. 3.15), както и уточняване на характеристиките и конфигурацията на абсорбер при евентуално наличие на такъв (Фиг. 3.23). При въвеждане на калибровъчна геометрия се задават референтни стойности на ефективността за съответната енергия (при дадената геометрия), които са получени експериментално (Фиг. 3.18).

След като процедурата по задаване на калибровъчна и измервателна геометрия е приключена, се преминава към извършване на трансфер на ефективностите. За целта софтуерът пресмята отношенията между ефективните телесни ъгли за така дефинираните геометрии. Като резултат от изчислителната процедура за всяка от разглежданите енергии софтуерът връща трансферния коефициент и ефективността за измервателната геометрия (която се получава като произведение на ефективността за калибровъчната геометрия и трансферния коефициент). Получените стойности се визуализират на екрана и се записват във файл (Фиг. 3.19). Изходният файл също така съдържа пълната информация за използваната калибровъчна и измервателна геометрия, както и името на детектора, с който се работи.

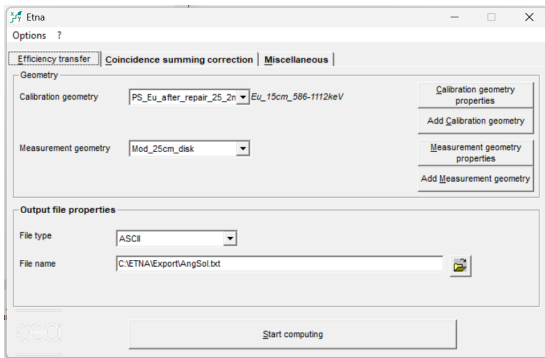
За калибровъчна геометрия беше избрана точков източник, разположен на 15 cm от челото на детектора. Първо, трансферът на ефективности беше осъществен към измервателна геометрия, определена от точков източник, разположен съответно на 5, 10 и 25 cm от детектора.

Относителните неопределености на ефективностите, получени чрез софтуера ETNA, са пресметнати, като допълнително са отчетени 5%, дължащи се на изчислителната процедура:

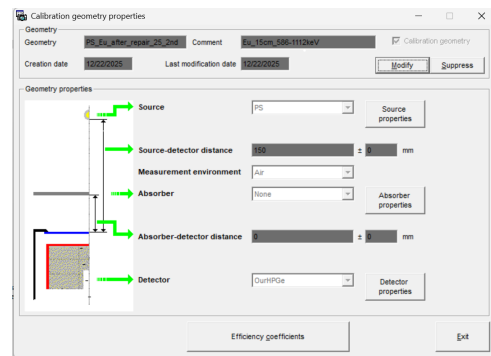
$$\delta_{\varepsilon_{ETNA}} = \sqrt{(\delta_{\varepsilon_{exp}})^2 + (0.05)^2} \quad (3.7)$$

За оценка на съгласуваността на „трансферираните“ ефективности с експериментално получените използваме относителните разлики между тях, пресметнати като:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\varepsilon_{exp} - \varepsilon_{ETNA}}{\varepsilon_{exp}} \cdot 100\% \quad (3.8)$$



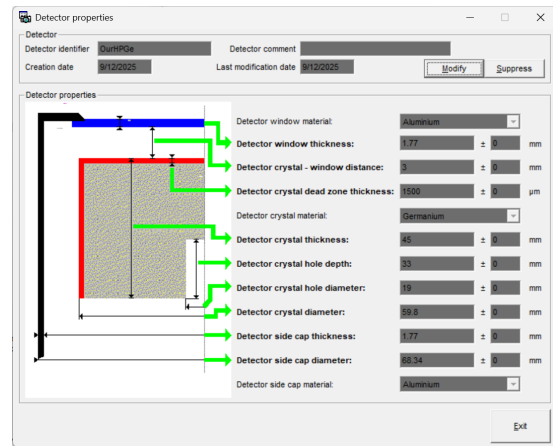
Фигура 3.12: Входен прозорец в ETNA, предоставящ опцията за трансфер на ефективности.



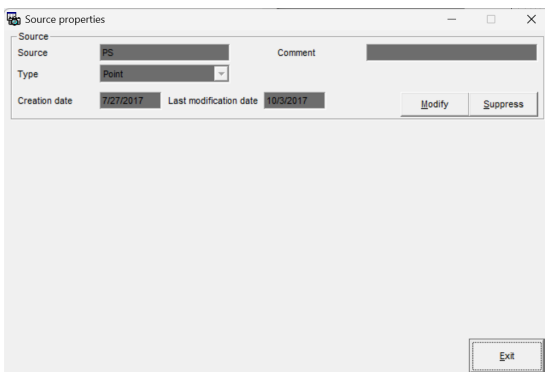
Фигура 3.13: Прозорец в ETNA за определяне на калибровъчната геометрия



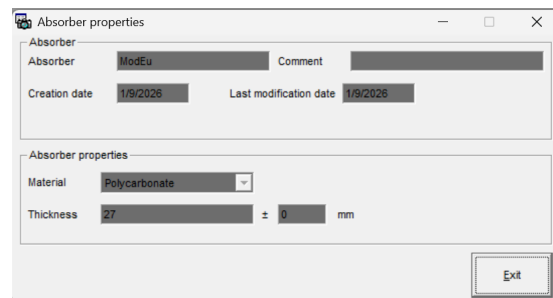
Фигура 3.14: Прозорец в ETNA за определяне на измервателната геометрия.



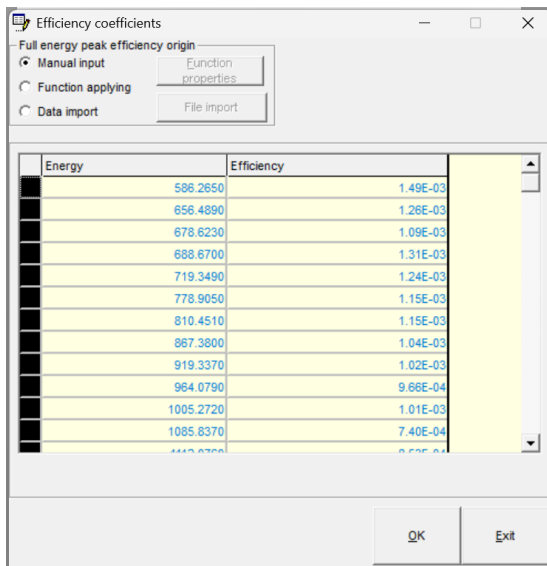
Фигура 3.15: Прозорец в ETNA за описание на детектора.



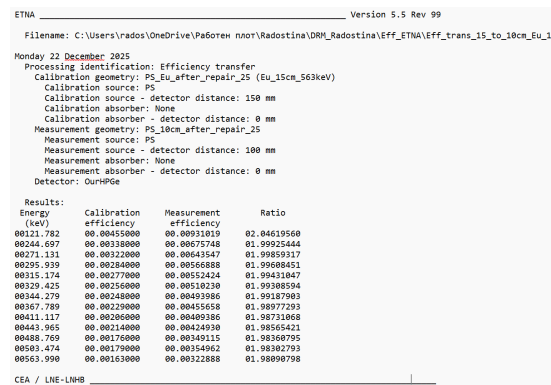
Фигура 3.16: Прозорец в ETNA за определяне на характеристиките на източника. В случая - точков.



Фигура 3.17: Прозорец в ETNA за определяне на характеристиките на абсорбер.

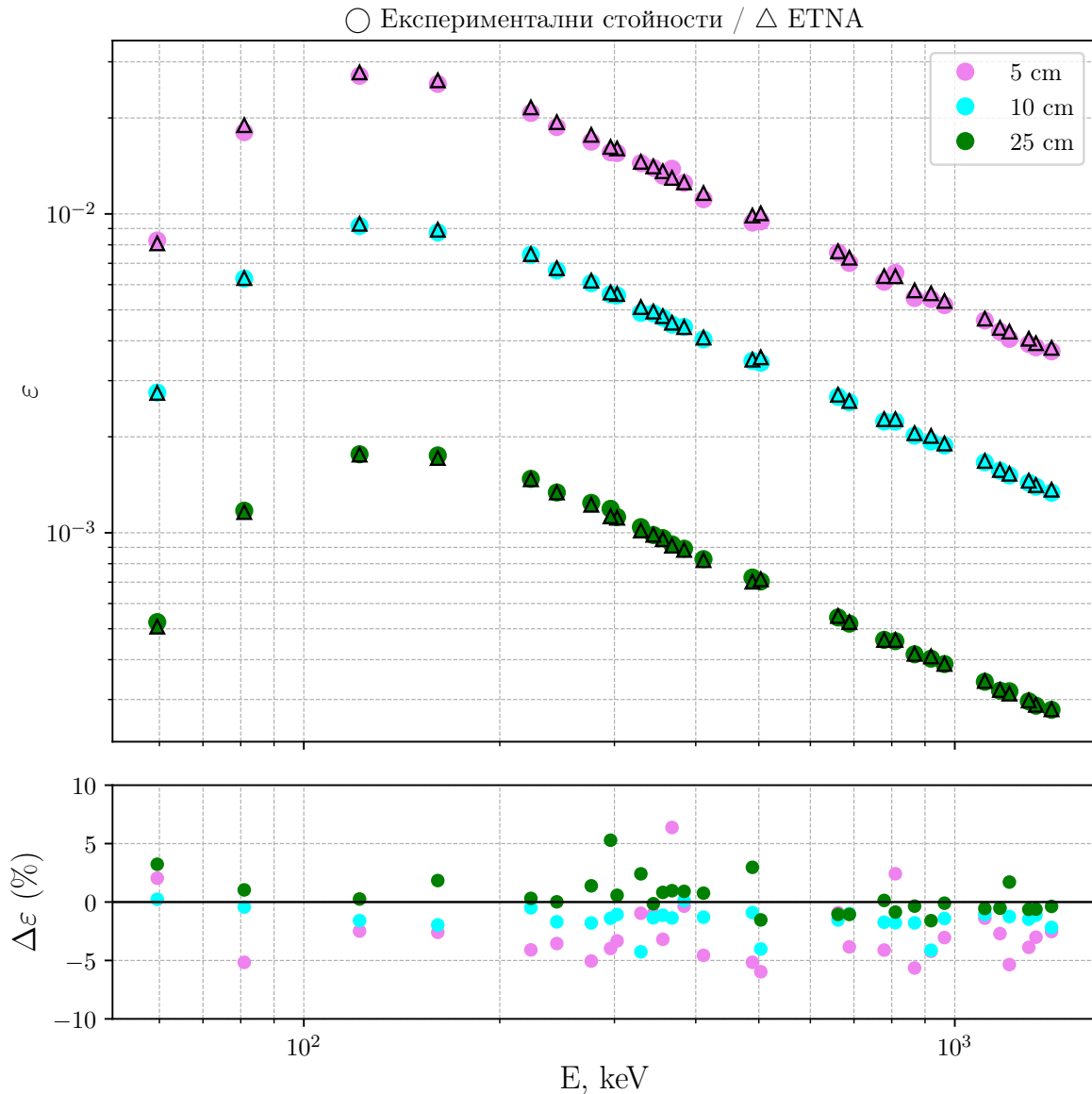


Фигура 3.18: Прозорец в ETNA за задаване на ефективността за съответната енергия за калибровъчната геометрия.



Фигура 3.19: Файл с резултати от трансфера на ефективности.

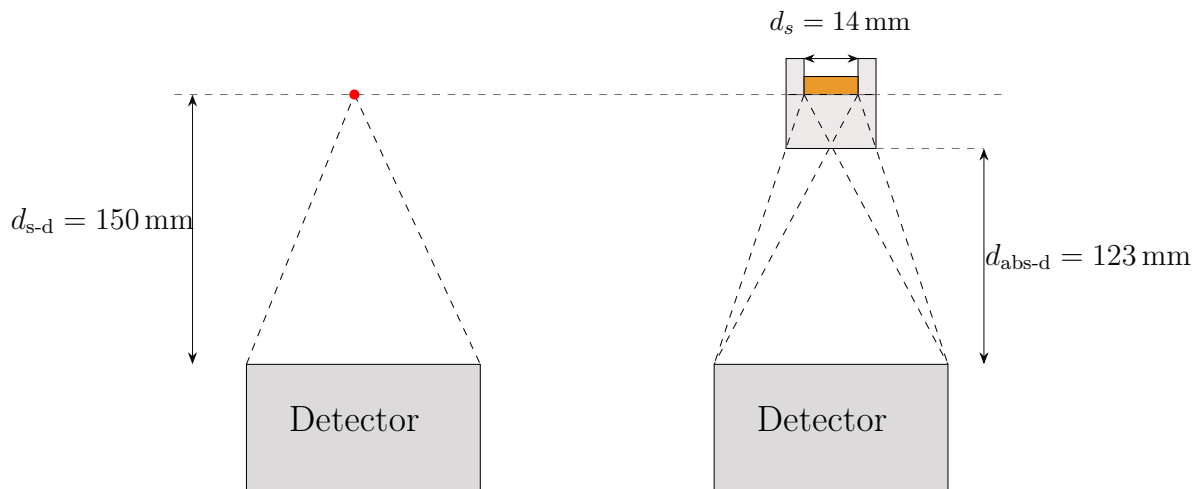
Ефективностите, пресметнати с ETNA, при позициониране на точков източник на 5, 10 и 25 cm, съответните им относителни неопределености и трансферните коефициенти са представени в Таблица 7 (Приложение V). За сравнение на Фигура 3.20 графично е представена зависимостта на ефективността от енергията в двойнолога-ритмичен мащаб за разглежданите случаи, като получените със софтуера стойности са означени с триъгълници ( $\Delta$ ), а експериментално определените - с кръгчета ( $\circ$ ). На графиката също така са отразени относителните разлики, пресметнати като (3.8). Вижда се, че при приближаване на източника към детектора, отчетените разлики нарастват, като при разстояние от 5 cm среното отклонение между експерименталните и "трансферираните" ефективности е 3.43% (Таблица 8, Приложение V). При това отстояние обаче стават съществени ефектите на истински съвпадения, които водят до спад на регистрирания брой импулси в пиковете на пълно поглъщане и съответно до занижаване на експерименталните оценки на ефективността. При разстояние между източника и детектора от 25 cm, средната относителна разлика намалява до 1.13%. Обобщението на резултатите от разглежданите случаи показва отлично съгласуване между експериментално оценените ефективности и ефективностите, получени чрез ETNA. По този начин модулът за трансфер на ефективности се утвърждава като удобно и надеждно средство за изчисляване на ефективности [16].



Фигура 3.20: Зависимост на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб при измерване на точков източник на различни разстояния спрямо детектора. С кръгчета (○) са означени експериментално получените ефективности, а с триъгълници (△) - пресметнатите чрез ETNA. В долния панел са представени съответните относителни разлики, пресметнати чрез (3.8).

Трансфер на ефективности беше осъществен и от калибровърна геометрия, зададена от точков източник ( $^{152}\text{Eu}$ ), разположен на 15 cm от детектора, към измервателна геометрия, определена от модула  $Eu$  за различни разстояния спрямо детектора (Фиг. 3.21). За моделиране на измервателната геометрия, активното петно на модула беше представено като диск с диаметър 14 mm (Фиг. 3.22), а долната половина на цилиндъра - като абсорбер от поликарбонат с дебелина 27 mm (Фиг. 3.23). При това разстоянията, които използваме (5, 10, 15 и 25 cm) за дефиниране на съответната геометрия, са измерени от капачката на детектора до активното петно на модула,

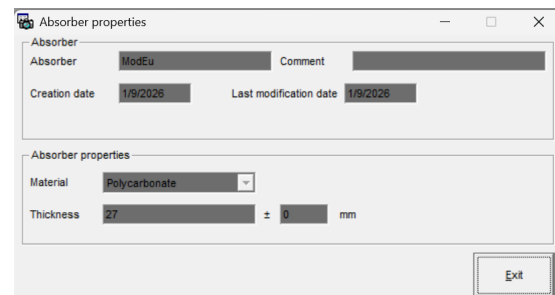
тоест определят разстоянието източник-детектор при задаване на измервателната геометрия.



Фигура 3.21: Схематично представяне на калибровъчната геометрия (вляво) - точков източник, поставен на 15 cm от детектора, и измервателната геометрия (вдясно), за която модулът е разположен така, че разстоянието между детектора и активното петно е 15 cm.

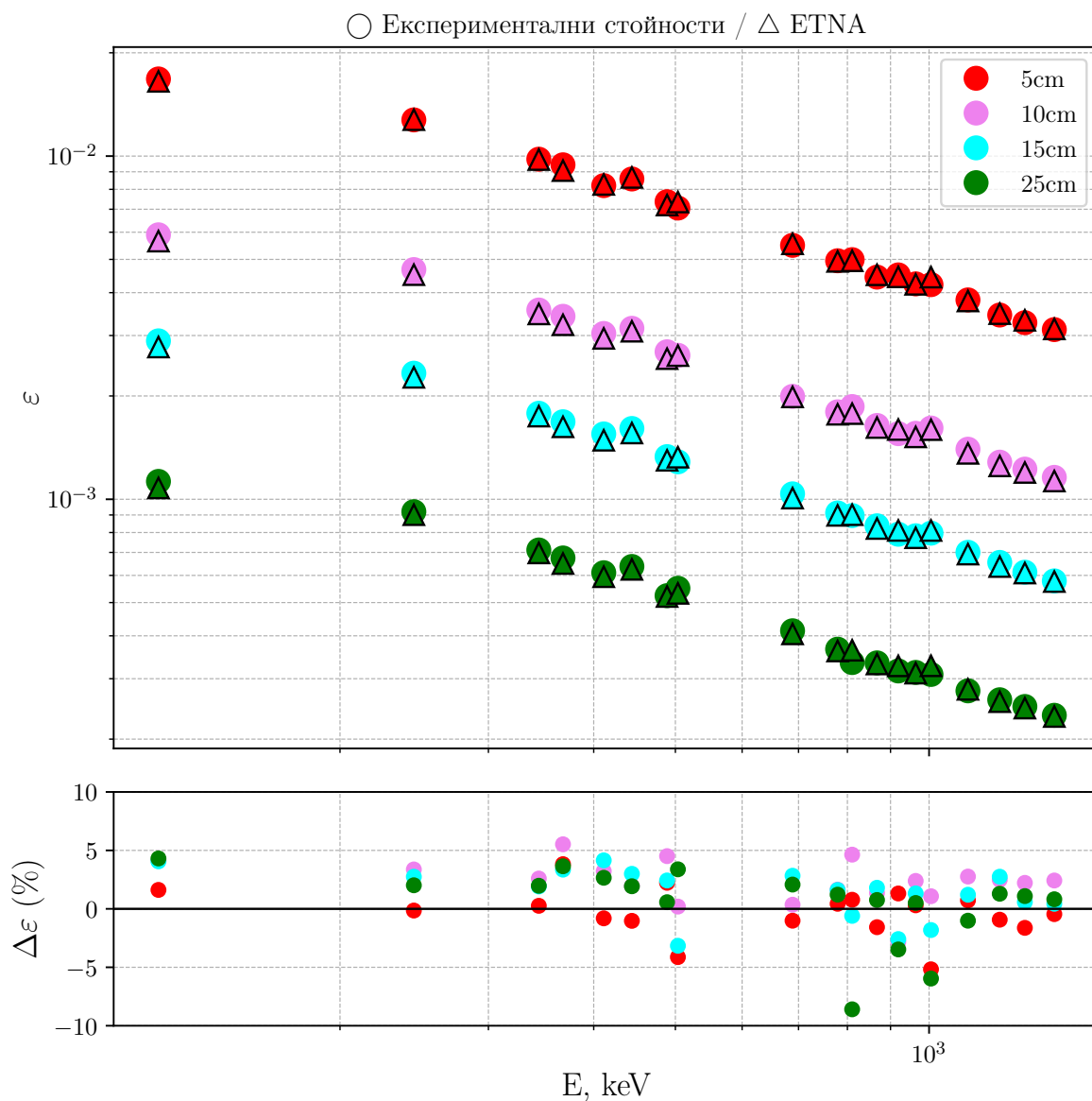


Фигура 3.22: Прозорец в ETNA за определяне на характеристиките на източника: диск с диаметър 14 mm.



Фигура 3.23: Прозорец в ETNA за определяне на характеристиките на абсорбера.

Получените ефективности, съответните им относителни неопределености и трансферните коефициенти са представени в Таблица 6 (Приложение V). На Фигура 3.24 в двойнологаритмичен мащаб е проследена зависимостта на ефективността от енергията при различните геометрии на измерване, като отново получените с ETNA стойности са означени с триъгълници ( $\Delta$ ), а експериментално определените - с кръгчета ( $\circ$ ). На графиката също са представени относителните разлики между двата типа ефективности. Наблюдава се добро съгласуване между "трансферираните" и експерименталните ефективности, като средната относителна разлика при анализиранияте случаи е 2.2% (Таблица 9, Приложение V).



Фигура 3.24: Зависимост на ефективността от енергията в двойнологаритмичен мащаб при измерване на модул  $^{152}\text{Eu}$ , при различни разстояния между активното петно и детектора. С кръгчета (○) са означени експериментално получените ефективности, а с триъгълници (△) - пресметнатите чрез ETNA. В долния панел са представени съответните относителни разлики, пресметнати като (3.8).

### 3.3 Гама-спектрометричен анализ за съдържание на естествени радионуклиди.

Основните цели при радиологични изследвания на проби от околната среда са определяне на концентрацията на естествените  $\gamma$ -излъчващи радионуклиди или оценка на нивото на акумулираното замърсяване в резултат на човешката дейност. Гама-спектрометрични измервания се провеждат за количествена оценка на съдържанието на  $^{40}\text{K}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ .

Основните трудности при анализа са обусловени от типично ниските активности, които респективно налагат продължителни измервания за постигане на статистически значими резултати. При това ключов е въпросът с оценката на фона. Изследването допълнително се усложнява от излъчването на  $\gamma$ -кванти с близки енергии, характерни за ядрените преходи на нуклидите от естествените радиоактивни семейства. Сложните схеми на разпадане са също така предпоставка за наблюдаване на ефекти на истински съвпадения. Приложението на  $\gamma$ -спектрометрията за анализ на съдържанието на естествени радионуклиди налага активността на матерния нуклид да се определя на базата на активностите на дъщерните продукти (в случаите на радиоактивните семейства на  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ ). Трябва обаче да се внимава, защото ако вековото радиоактивно равновесие в семейството е нарушено, този подход ще доведе до некоректни резултати.

#### 3.3.1 Пробоотбор и пробоподготовка

Един от основните компоненти на радиоекологичния мониторинг е изследването на радионуклидния състав и активността на почви [17]. В настоящата дипломна работа бяха анализирани почви от района на с. Яна, район засегнат от уранодобивната промишленост, от двора на Физическия факултет, както и от друг незамърсен терен. При пробовземането бяха избрани няколко представителни точки. След отстраняване на повърхностния слой, беше отбрана почва от дълбочина. Всяка отделна проба беше опакована в полиетиленов плик и етикирана. Подготовката на пробите в лабораторни условия включва изсушаване, стриване, пресяване, напълване на съда за измерване (цилиндър с обем  $50\text{ cm}^3$ ) и определяне на нетната маса на пробата.

#### 3.3.2 Подготовка на системата за измерване

За целите на анализа беше използвана предварително установена калибровъчна зависимост на ефективността от енергията за избраната геометрия на измерване, а така също и енергийната зависимост на коригиращия множител  $C_a$ , отчитащ самопоглъщането в пробата [18]. Преди измерване на пробите също така е необходимо да се анализира фоновия спектър за дадените условия. Тъй като в случая се анализират обемни проби, за набиране на фоновия спектър беше проведено измерване на "празна" проба. Данни за регистрираните  $\gamma$ -линии на естествени радионуклиди от фоновия спектър на използвания р-тип HPGe-детектор са представени в Таблица 10 (Приложение VI).

### 3.3.3 Методика за обработка на резултатите при $\gamma$ -спектрометричен анализ на проби, съдържащи естествени радионуклиди от семействата на $^{238}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}$ , както и $^{40}\text{K}$

За целите на настоящия анализ е спазен стандартен, утвърден подход [6], който включва следната последователност от стъпки (Фиг. 3.25):

- Активността на  $^{234}\text{Th}$  и  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  се оценява като средна стойност на пресметнатите активности за пиковете на пълно поглъщане с енергии 63.28 keV и 1001.03 keV. При статистически незначим чист сигнал за линията 1001.03 keV, активността се оценява само за пика 63.28 keV. При допускане, че вековото радиоактивно равновесие не е нарушено, така оценената активност е равна на активността на  $^{238}\text{U}$ .
- Активността на  $^{228}\text{Ac}$  се определя, като се осреднят активностите, пресметнати чрез пиковете с енергии 338.32 keV и 911.21 keV. При високо ураново съдържание в пробите е възможно да се наблюдава интерференция на линията 338.32 keV с линиите на  $^{223}\text{Ra}$  (338.28 keV) и  $^{214}\text{Bi}$  (334.78 keV), което налага използването само на линията 911.21 keV. При допускане за веково равновесие така получената активност е равна на активността на  $^{232}\text{Th}$ .
- Вече известната активност на  $^{228}\text{Ac}$  се използва, за да се оцени приносът на този изотоп към формирането на пика с енергия 154.21 keV на  $^{223}\text{Ra}$ .
- Активността на  $^{223}\text{Ra}$  се получава като средното на активностите, оценени чрез вече коригирания пик с енергия 154.21 keV и пика 323.87 keV. Когато статистическата неопределеност на скоростта на броене в пика на пълно поглъщане с енергия 323.87 keV е висока или дори не се наблюдава ясно изразен пик в тази област от спектъра, оценката на активността се извършва само чрез коригираната линия при 154.21 keV.
- Вече оценената активност на  $^{223}\text{Ra}$  служи за отчитане на приноса на излъчваните при разпадането му  $\gamma$ -кванти с енергия 144.27 keV към регистрираната скорост на броене в пика с енергия 143.76 keV на  $^{235}\text{U}$ .
- Активността на  $^{235}\text{U}$  се получава като средната стойност на активностите, оценени чрез линиите 143.76 keV (вече коригирана), 163.33 keV и 205.31 keV. При висока статистическа неопределеност на чистата площ на пиковете с енергии 163.33 keV и 205.31 keV, определянето на активността на  $^{235}\text{U}$  се извършва само чрез коригираната линия 143.76 keV. Допълнително за оценка на активността на  $^{235}\text{U}$  може да се служи оценената активност на изотопа  $^{238}\text{U}$  в пробата. Предпоставка за това е допускането, че не е нарушено отношението на масовото съдържание на двата изотопа, характерно за естествената изотопна смес. При това отношението на активностите на двата изотопа е:

$$\frac{A(^{238}\text{U})}{A(^{235}\text{U})} = 21.5 \quad (3.9)$$

- Оценява се приносът на  $^{235}\text{U}$  (185.72 keV) и  $^{230}\text{Th}$  (186.060 keV) (активността на  $^{230}\text{Th}$  се оценява по линията 67.67 keV, ако се регистрира статистически значим чист сигнал) към формирането на пика с енергия 186.10 keV на  $^{226}\text{Ra}$ . Така коригираната  $\gamma$ -линия с енергия 186.10 keV служи за оценяване на активността на  $^{226}\text{Ra}$ .
- Активността на  $^{214}\text{Pb}$  се получава като средната стойност на пресметнатите активности чрез пиковете с енергии 295.22 keV и 351.93 keV.
- Активността на  $^{214}\text{Bi}$  се оценява като средното на активностите, пресметнати за пиковете на пълно поглъщане с енергии 609.31 keV и 1764.49 keV. Гама-линията 609.31 keV е силно повлияна от истински съвпадения, което налага задължително отчитане на поправъчен множител при пресмятане на активността.
- Активността на  $^{210}\text{Pb}$  се оценява по  $\gamma$ -линията с енергия 46.54 keV, за която е характерна незначителна интерференция, дължаща се на наличието на  $^{231}\text{Pa}$  (46.35 keV).
- Активността на  $^{212}\text{Pb}$  би могла да се оцени като средната стойност на пресметнатите активности по линиите 238.63 keV и 300.09 keV. За линията 238.63 keV обаче е необходима корекция, която да отчете препокриването с  $\gamma$ -линията 242.00 keV на  $^{214}\text{Pb}$ . Линията 300.09 keV е повлияна от истински съвпадения и допълнително интерферира с линията 300.06 keV на  $^{231}\text{Pa}$ , което също налага отчитане на коригиращи множители. Тъй като тези коригиращи коефициенти не са известни, активността на  $^{212}\text{Pb}$  се счита за равна на активността на  $^{212}\text{Bi}$ .
- От своя страна активността на  $^{212}\text{Bi}$  се оценява чрез пика с енергия 727.33 keV. Трябва обаче да се има предвид, че този пик също е повлиян от ефектите на истински съвпадения, а също така е възможно препокриване с  $\gamma$ -линията 726.88 keV на  $^{228}\text{Ac}$  [1].
- Активността на  $^{40}\text{K}$  се оценява по  $\gamma$ -линията с енергия 1460.81 keV.

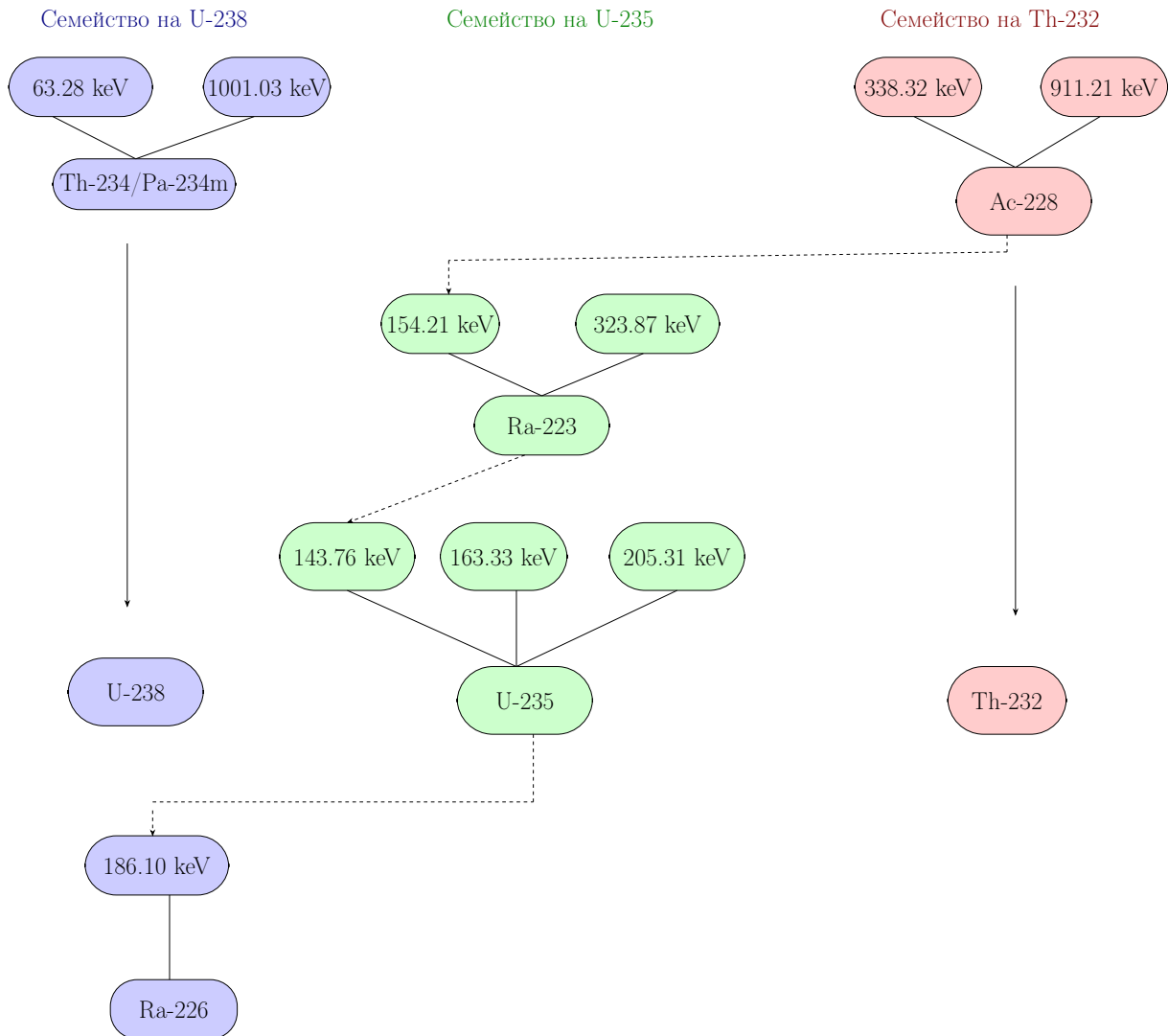
### 3.3.4 Корекция на препокриващи се пикове

Един от възможните подходи за извършване на споменатата вече процедура по корекция на интерфериращи пикове е чрез "ръчна" оценка на приноса на едната  $\gamma$ -линия към сумарния пик. За целта е необходимо за дадения радионуклид да се наблюдават други, неповлияни от интерференция  $\gamma$ -линии.

Нека в анализирания  $\gamma$ -спектър се наблюдава пик на пълно поглъщане с енергия  $E_i$ , формиран от  $\gamma$ -кванти, излъчвани от два различни нуклида, но имащи енергии, близки до  $E_i$ . Допускаме също, че активността на първия нуклид е  $A_1$  и подлежи на определяне, а вторият нуклид е с известна активност  $A_2$ . При това сумарният брой импулси  $N(E_i)$  в чистата площ на пика с енергия  $E_i$  може да представи като:

$$N(E_i) = N_1(E_i) + N_2(E_i), \quad (3.10)$$

където  $N_1(E_i)$ ,  $N_2(E_i)$  е броят импулси, породен от пълното поглъщане на  $\gamma$ -кванти, излъчени при разпадането на първия и втория нуклид съответно.



Фигура 3.25: Схематично представяне на използваните  $\gamma$ -линии при определяне на активността на част от изотопите от радиоактивните семейства на  $U - 238$ ,  $U - 235$  и  $Th - 232$ . С пунктир са означени наблюдаваните интерференции в пиковите.

Отчитайки (2.30), получаваме:

$$N(E_i) = (A_1 q_1(E_i) + A_2 q_2(E_i)) \varepsilon(E_i) t_l \quad (3.11)$$

Ако означим с  $A'_1$  некоригираната активност на първия нуклид, то броят импулси в сумарния пик може да се запише като:

$$N(E_i) = A'_1 q_1(E_i) \varepsilon(E_i) t_l \quad (3.12)$$

При това, отчитайки (3.11) и (3.12), за търсената активност получаваме:

$$A_1 = A'_1 - A_2 \frac{q_2(E_i)}{q_1(E_i)} \quad (3.13)$$

Абсолютната неопределеност на активността  $A_1$  след корекцията се определя от

закона за разпространение на неопределеностите:

$$\sigma_{A_1} = \sqrt{\sigma_{A_1'}^2 + \frac{q_2^2(E_i)}{q_1^2(E_i)}\sigma_{A_2}^2 + \frac{A_2^2}{q_1^2(E_i)}\sigma_{q_2}^2 + \frac{A_2^2 q_2^2(E_i)}{q_1^4(E_i)}\sigma_{q_1}^2} \quad (3.14)$$

### 3.3.5 Резултати

В рамките на настоящата дипломна работа бяха анализирани 6 почвени проби, означени съответно като: Т1-Т4 (от района на с. Яна), Т5 (от двора на ФзФ) и Т6 (друг район без данни за замърсяване вследствие на антропогенна дейност). В Таблица 11 (Приложение VII) са представени измерените скорости на броене в чистите площи на изследваните  $\gamma$ -линии, техните относителни неопределености, оценените критични нива  $L_c$ , както и скоростите  $g_s$ , използвани за определяне на критичното ниво според (2.55), когато в спектъра на съответната проба не се наблюдава пик в дадения енергиен диапазон. За пиковите с енергии 63.28 keV, 186.1 keV, 295.21 keV, 351.92 keV, 609.312 keV, 911.21 keV, 1460.81 keV и 1764.494 keV е извършена корекция поради наличие на пикове в тези енергийни области във фоновия спектър.

В Таблица 3.4 са представени оценените специфични активности на отделните радионуклиди и съответните им относителни неопределености в изследваните проби.

Таблица 3.4: Оценените специфични активности ( $A$ ) и съответните им относителни неопределености ( $\delta_A$ ) за отделните радионуклиди в пробите Т1–Т6. Активностите на  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  са докладвани при допускане за веково радиоактивно равновесие с дъщерните нуклиди  $^{234}\text{Th}$  ( $^{234\text{m}}\text{Pa}$ ) и  $^{228}\text{Ac}$  съответно.

Nuclide	T1		T2		T3		T4		T5		T6	
	A, Bq/kg	$\delta_A$	A, Bq/kg	$\delta_A$	A, Bq/kg	$\delta_A$	A, Bq/kg	$\delta_A$	A, Bq/kg	$\delta_A$	A, Bq/kg	$\delta_A$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$ ( $^{234\text{m}}\text{Pa}$ )	259	15.81%	250	17.33%	192	16.20%	196	11.93%	37.14	32.91%	71.48	16.38%
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{228}\text{Ac}$	70.3	7.74%	79.7	7.69%	71.9	7.30%	74.9	7.26%	43.19	7.81%	57.77	6.98%
$^{223}\text{Ra}$	29.8	16.02%	27.7	17.59%	40.9	9.50%	25.6	14.10%	3.47	53.99%	<MDA	
$^{235}\text{U}$	17.6	17.62%	11.1	14.56%	16.7	15.30%	13.3	9.45%	1.73	33.29%	3.32	17.13%
$^{226}\text{Ra}$	1079	6.62%	1078	3.80%	894	3.74%	541	5.97%	41.31	12.60%	82.80	17.33%
$^{214}\text{Pb}/^{214}\text{Bi}$	827	6.85%	761	6.86%	662	6.91%	439	6.98%	33.78	10.06%	71.81	7.83%
$^{212}\text{Pb}/^{212}\text{Bi}$	85.0	8.95%	81.3	10.26%	69.7	8.71%	59.9	9.88%	47.61	7.75%	61.15	5.78%
$^{230}\text{Th}$	962	25.53%	<MDA		479	37.89%	<MDA		<MDA		<MDA	
$^{40}\text{K}$	984	6.04%	966	6.09%	779	6.04%	948	6.01%	755.67	6.01%	500.75	6.01%

За проби Т1-Т4 са отчетени значително завишени специфични активности на радионуклидите от уран-радиевото радиоактивно семейство спрямо средните за България [19], което е присъщо за район с историческо въздействие от урановата промишленост. Средната специфичната активност на  $^{238}\text{U}$  в тези е 224 Bq/kg. Един от изотопите със съществена радиобиологична значимост е  $^{226}\text{Ra}$ . Поради това специфичната активност на  $^{226}\text{Ra}$  в почвени слоеве е показател, който е нормативно определен с цел осигуряване на радиационната защита и безопасност при ликвидиране на последствията от уранодобива в България [20]. За две от пробите (Т1 и Т2) оценената специфична активност на  $^{226}\text{Ra}$  превишава 1000 Bq/kg, което налага специални

изисквания при използване на терена. Наблюдаваните значително по-високи специфични активности на  $^{226}\text{Ra}$  спрямо  $^{238}\text{U}$  са показателни за техногенното нарушение на вековото радиоактивно равновесие във веригата на разпадане на  $^{238}\text{U}$  вследствие на историческата уранодобивна дейност в района.

Показателни за частичната ексхалация на  $^{222}\text{Rn}$  от почвите в процеса на подготовка и съхранение на пробите са отчетените по-ниски специфични активности на дъщерните продукти  $^{214}\text{Pb}$  и  $^{214}\text{Bi}$  спрямо  $^{226}\text{Ra}$ .

За радионуклидите от семейството на  $^{232}\text{Th}$  са отчетени стойности, характерни за природни проби.

Активността на  $^{40}\text{K}$  в пробите Т1-Т4 е типична за почви с повишено съдържание на калиеви минерали.

Оценените специфични активности при анализа на пробите Т5 и Т6 са в границите на характерните стойности на естествените концентрации на радионуклиди в почвите на територията на България (Таблица 3.5).

Таблица 3.5: Концентрация на естествени радионуклиди в почви в България.

Данните са според [19] и [21].

Радионуклид	Средна стойност ( $Bq/kg$ )	Диапазон ( $Bq/kg$ )
$^{40}\text{K}$	400	40–800
$^{238}\text{U}$	40	8–190
$^{226}\text{Ra}$	45	12–210
$^{232}\text{Th}$	30	7–160

---

## Заклучение

---

В първата част на дипломната работа е направен общ преглед на ключовите етапи в процеса на измерване и обработка на резултатите при гама-спектрометричен анализ. Коментирани са основните положения в процеса по калибриране на спектрометричната система. Разгледан е подходът за оценка на активността на гама-излъчващи радионуклиди. Направен е обзор на характерните особености при определянето на границите на детектиране при гама-спектрометрични измервания.

В Експерименталната част на дипломната работа са изпълнени редица процедури, които са от съществен практически интерес за рутинния гама-спектрометричен анализ. На първо място това е проверка на метрологичните характеристики на детектора. В процеса на подготовка на системата за измерване е осъществено калибриране по енергия (и ширина на линията). Процедурата по охарактеризиране на *p*-тип коаксиалния HPGe детектор, използван в лабораторията *ДуЛ*, е осъществена два пъти - преди и след извършен ремонт на детектора. Отчетено е съществено повишение на относителната ефективност ( $\approx 11\%$ ) и на отношението *Peak-to-Compton* ( $\approx 12\%$ ). Регистрирано е също така подобрене ( $\approx 6\%$ ) и при разделителната способност по енергии, оценена чрез FWHM на пика с енергия 1332.5 keV на  $^{60}\text{Co}$ , като обаче не е покрито предварително поставеното изискване стойността да не превишава 2 keV. За оценка на формата на пиковете са изследвани отношенията  $FWTM/FWHM$ , като получените стойности са в рамките на установените в практиката критерии за качество на измерванията. Извършена е съпоставка между експериментално оценените преди и след ремонта ефективности за регистрация в пиковете на пълно поглъщане при измерване на точков източник на различно разстояние от детектора, като в обхвата на високите енергии е отчетено значимо повишение (9.5%). На база на извършеното сравнение на представянето на детектора, осъщественото превакуумиране е оценено като частично успешно.

Приложена е процедурата по калибриране по ефективност за различни геометрии на измерване, определени съответно от точков източник и от референтен сравнителен материал - модул  $^{152}\text{Eu}$ , разположени на различни разстояния по оста на детектора.

Успешно е усвоено приложението на софтуера ETNA за трансфер на ефективности. За валидиране на метода са анализирани относителните отклонения на получените със софтуера ефективности спрямо експериментално оценените. При далечна геометрия на измерване на точков източник средното отчетено отклонение е 1.1%, като при приближаване на източника на 5 cm от детектора нараства до 3.4%. За геометриите на измерване, заедени от модула  $^{152}\text{Eu}$ , също се наблюдават малки относителни разлики, като средната за анализирани случаи е 2.2%.

Последната част от дипломната работа разглежда основните етапи на приложението на  $\gamma$ -спектрометричния анализ при изследване на проби от околната среда. Следвана е утвърдена методика, чрез която са анализирани 6 почвени проби, 4 от които са от район, засегнат от уранодобивната промишленост. Получените количеств-

вени оценки на съдържанието на радионуклиди от семействата на  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  отразяват характерните особености на замърсяването в резултат на уранодобива. Средната специфична активност на  $^{226}\text{Ra}$  в пробите от района с историческо въздействие от урановата промишленост е 887 Вq/kg, като превишава 4 пъти оценената активност на  $^{238}\text{U}$ . Останалите две сравнителни проби са представителни за естествените концентрации на радионуклиди в почвите.

Извършената периодична проверка на метрологичните параметри на  $p$ -тип коаксиалния детектор се включва в процеса по осигуряване на проследимост на работните му характеристики, който представлява основа за контрол на неговата дългосрочна точност и надеждност.

---

## Източници

---

- [1] Gordon R. Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectrometry, 2nd Edition*. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd., 2008. ISBN: 978-0-470-86196-7.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [3] Klaus Debertin и Richard G. Helmer. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland, 1988.
- [4] AMETEK ORTEC. *GammaVision 8.10 Gamma-Ray Spectrum Analysis Software*. 2019. URL: <https://www.ortec-online.com/-/media/ametekorotec/brochures/g/gammavision.pdf>.
- [5] *Метрология и измервателна техника*. Софттрейд, 2012. Гл. 13. Измервания, свързани с йонизиращи лъчения. 13.4. Метрологични аспекти на гама-спектрометричния анализ с полупроводникови детектори HPGe детектори.
- [6] Т. Бошкова. *Гама-спектрометричен анализ за съдържание на естествени радионуклиди*. В: *Сборник доклади от XXIII-ти Национален научен симпозиум с международно участие „Метрология и метрологично осигуряване 2013“*. Созопол, 2013, с. 311–318.
- [7] Т. Boshkova и L. Minev. *Corrections for self-attenuation in gamma-ray spectrometry of bulk samples*. В: *Applied Radiation and Isotopes* 54 (2001), с. 777–783.
- [8] M. A. Mariscotti. *A method for automatic identification of peaks in the presence of background and its application to spectrum analysis*. В: *Nuclear Instruments and Methods* 50 (), с. 309–320.
- [9] François Piton и др. *Efficiency Transfer and Coincidence Summing Corrections for Gamma-Ray Spectrometry*. В: *Applied Radiation and Isotopes* 52 (2000), с. 791–795.
- [10] Marie-Christine Lépy, Marie-Martine Bé и François Piton. *ETNA (Efficiency Transfer for Nuclide Activity Measurements)*. Техн. докл. Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB).
- [11] Т. Бошкова. *Доклад с резултати от първите проверки на HPGe детектор в лаборатория „ДиЛ“ след ремонт*. Вътрешен доклад. 2017.
- [12] AMETEK ORTEC. *GAMMA-X® HPGe (High-Purity Germanium) Coaxial Photon Detector System*. <https://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/high-purity-germanium-hpge-radiation-detectors/hpge-radiation-detector-types-how-choose/gmx-n-type-coaxial-hpge-radiation-detectors>. Technical product information for ORTEC GAMMA-X HPGe coaxial photon detectors. 2025.

- 
- [13] ORTEC. *Overview of Semiconductor Photon Detectors*. <https://www.ortec-online.com/-/media/ametektortec/other/overview-of-semiconductor-photon-detectors>.
- [14] Krasimir Mitev и Tatiana Boshkova. *Monte Carlo calculation and experimental validation of HPGe detector efficiencies for measurement of bulk sources in close geometries*. В: 2009.
- [15] Laboratoire National Henri Becquerel. URL: <http://www.lnhb.fr/Laraweb/>.
- [16] Христиана Стойчева. *Приложения на методи за трансфер на ефективности и корекции за истински съвпадения в гама-спектрометричния анализ*. Дипломна работа. Софийски университет „Св. Климент Охридски“, Физически факултет, 2025.
- [17] International Atomic Energy Agency. *Guidelines on Soil and Vegetation Sampling for Radiological Monitoring*. Technical Reports Series 486. STI/DOC/010/486. Vienna, Austria: International Atomic Energy Agency, 2019. ISBN: 978-92-0-102218-9. URL: [https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/DOC/\\_010\\_486\\_web.pdf](https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/DOC/_010_486_web.pdf).
- [18] Т. Бошкова. *Гама-спектрометричен анализ на проби*. Частна кореспонденция.
- [19] *Sources and Effects of Ionizing Radiation: UNSCEAR 2000 Report to the General Assembly, with Scientific Annexes, Volume I: Sources*. 2000.
- [20] *Наредба № 1 от 15.11.1999 г. за норми за целите на радиационна защита и безопасност при ликвидиране на последствията от урановата промишленост в Република България*. Държавен вестник, бр. 101 от 23.11.1999 г.; изм. бр. 63 от 17.07.2001 г. 1999.
- [21] International Atomic Energy Agency. *The Environmental Behaviour of Radium*. Vienna, 2014.

---

## Приложение I. Сравнение на FWHM преди и след ремонт на детектора

Таблица 1: Сравнение на FWHM преди и след ремонт

Energy (keV)	FWHM (keV)		$\Delta$ (%)
	Пред ремонт	След ремонт	
59.541	1.01	0.87	16.09%
80.998	-	0.88	-
276.399	-	1.06	-
302.851	-	1.08	-
356.013	-	1.13	-
383.849	-	1.16	-
661.655	1.60	1.46	9.59%
1173.228	2.01	1.92	4.69%
1332.492	2.17	2.04	6.37%

Относителните разлики са пресметнати като:

$$\Delta = \frac{|FWHM_{after} - FWHM_{before}|}{FWHM_{after}} \cdot 100\% \quad (1)$$

## Приложение II. Повишаване на ефективността за регистрацията в пиковете на пълно поглъщане след ремонта на детектора

Таблица 2: Ефективности при различни разстояния между източника и детектора и съответните им относителни неопределености, пресметнати преди и след ремонта, както и оцененото относително повишаване на ефективността след ремонта.

$E$ , keV	10 cm					15 cm					25 cm				
	Before		After		$\Delta$ , %	Before		After		$\Delta$ , %	Before		After		$\Delta$ , %
	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %		$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %		$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$ , %	
59.541	0.002683	5.02	0.002752	5.02	2.54	0.001334	5.02	0.001334	5.02	0.01	0.000523	5.02	0.000525	5.02	0.20
80.998	–	–	0.006769	4.89	–	–	–	0.003284	4.89	–	–	–	0.001266	4.89	–
160.612	–	–	0.008750	5.12	–	–	–	0.004399	5.78	–	–	–	0.001748	6.01	–
223.237	–	–	0.007443	5.15	–	–	–	0.003726	5.66	–	–	–	0.001476	6.45	–
276.399	–	–	0.006065	4.88	–	–	–	0.003086	4.89	–	–	–	0.001241	4.89	–
302.851	–	–	0.005548	4.84	–	–	–	0.002814	4.84	–	–	–	0.001121	4.85	–
356.013	–	–	0.004724	4.81	–	–	–	0.002404	4.81	–	–	–	0.000962	4.82	–
383.849	–	–	0.004421	4.85	–	–	–	0.002224	4.86	–	–	–	0.000892	4.86	–
661.655	0.002312	3.71	0.002669	3.71	13.39	0.001264	3.71	0.001368	3.71	7.61	0.000499	3.71	0.000543	3.71	8.10
1173.228	0.001426	0.42	0.001565	0.41	8.90	0.000727	0.41	0.000799	0.41	8.97	0.000288	0.42	0.000320	0.41	9.82
1332.492	0.001279	0.42	0.001394	0.41	8.30	0.000651	0.41	0.000717	0.41	9.18	0.000255	0.42	0.000287	0.41	10.98

Относителните разлики са пресметнати като:

$$\Delta = \frac{\varepsilon_{after} - \varepsilon_{before}}{\varepsilon_{after}} \cdot 100\% \quad (2)$$

## Приложение III. Экспериментално определени ефективности при 10 cm разстояние между източника и детектора през 2009 г., 2024 г. и 2025г.

Таблица 3: Ефективности при 10 cm разстояние между източника и детектора, съответните им относителните неопределености и оценените относителни разлики спрямо стойностите, наблюдавани след ремонта. Данни от изследването от 2009 г. са от [14], а от 2024 г. - [16].

$E$ , keV	After repair		Before repair		$\Delta_1$ , %	2024г.		$\Delta_2$ , %	2009г.		$\Delta_3$ , %
	$\varepsilon$	$\delta\varepsilon$	$\varepsilon$	$\delta\varepsilon$		$\varepsilon$	$\delta\varepsilon$		$\varepsilon$	$\delta\varepsilon$	
59.541	2.75E-03	5.02%	2.68E-03	5.02%	2.54%	2.82E-03	–	-2.30%	2.85E-03	–	-3.53%
80.998	6.77E-03	4.89%	–	–	–	7.18E-03	–	-6.06%	–	–	–
160.612	8.75E-03	5.12%	–	–	–	–	–	–	–	–	–
223.237	7.44E-03	5.15%	–	–	–	5.84E-03	–	3.73%	–	–	–
276.399	6.07E-03	4.88%	–	–	–	5.31E-03	–	4.20%	–	–	–
302.851	5.55E-03	4.84%	–	–	–	4.51E-03	–	4.47%	–	–	–
356.013	4.72E-03	4.81%	–	–	–	4.20E-03	–	4.96%	–	–	–
383.849	4.42E-03	4.85%	–	–	–	–	–	–	–	–	–
661.655	2.67E-03	3.71%	2.31E-03	3.71%	13.39%	2.48E-03	–	6.94%	2.64E-03	–	1.08%
1173.228	1.57E-03	0.41%	1.43E-03	0.42%	8.90%	1.46E-03	–	6.91%	1.56E-03	–	0.35%
1332.492	1.39E-03	0.41%	1.28E-03	0.42%	8.30%	1.30E-03	–	6.53%	1.40E-03	–	-0.38%

Относителните разлики са пресметнати като:

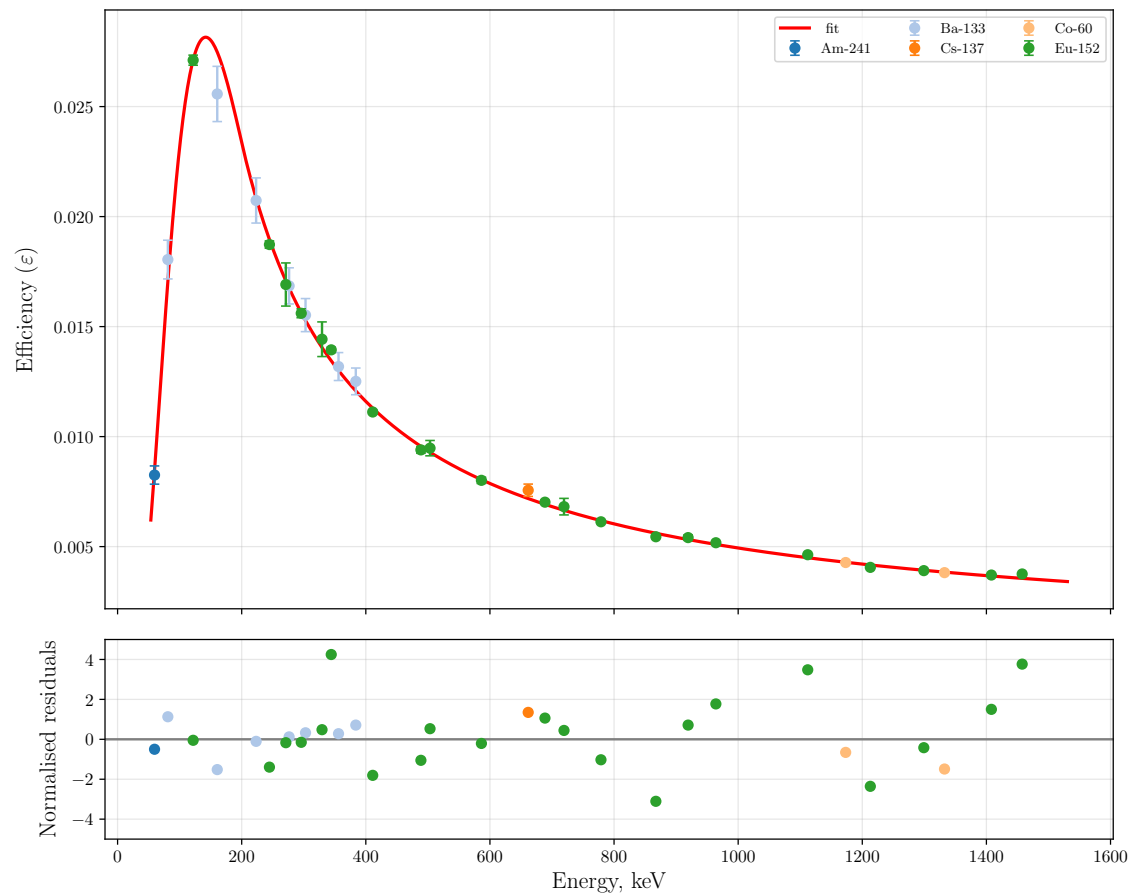
$$\Delta_1 = \frac{\varepsilon_{after} - \varepsilon_{before}}{\varepsilon_{after}} \cdot 100\%, \quad \Delta_2 = \frac{\varepsilon_{after} - \varepsilon_{2024}}{\varepsilon_{after}} \cdot 100\%, \quad \Delta_3 = \frac{\varepsilon_{after} - \varepsilon_{2009}}{\varepsilon_{after}} \cdot 100\% \quad (3)$$



## Приложение IV. Калибриране по ефективност

Таблица 4: Експериментално определени ефективности  $\varepsilon$  и съответните относителни неопределености  $\delta_\varepsilon$  при измерване на точков източник на различни разстояния.

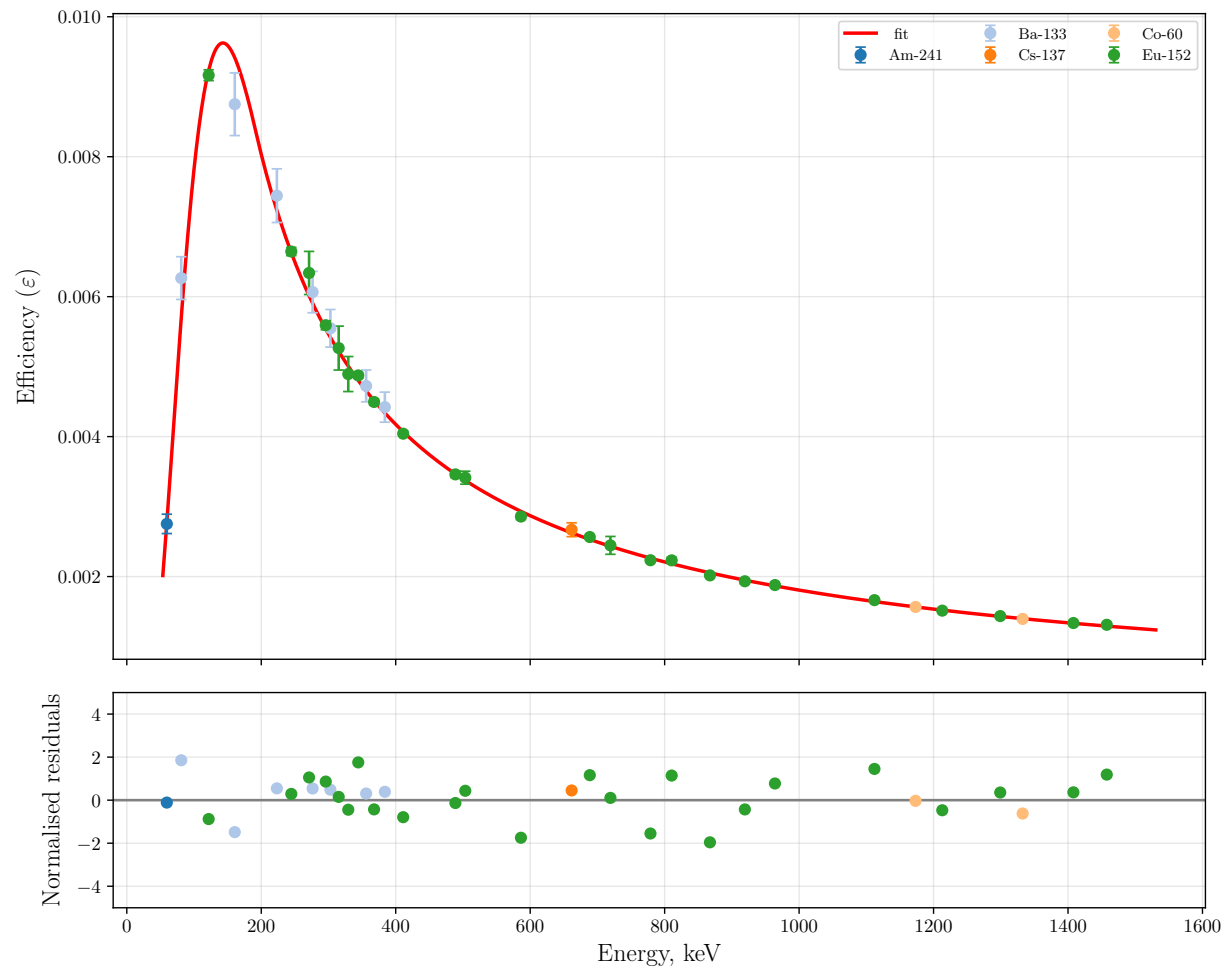
$r$ $E, \text{ keV}$	5 cm		10 cm		15 cm		25 cm	
	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$	$\varepsilon$	$\delta_\varepsilon$
59.541	8.253E-03	5.02%	2.753E-03	5.02%	1.334E-03	5.02%	5.245E-04	5.02%
80.998	1.805E-02	4.88%	6.265E-03	4.88%	3.044E-03	4.88%	1.173E-03	4.88%
160.612	2.557E-02	4.91%	8.750E-03	5.12%	4.399E-03	5.78%	1.748E-03	6.01%
223.237	2.073E-02	4.95%	7.443E-03	5.15%	3.726E-03	5.66%	1.476E-03	6.45%
276.399	1.685E-02	4.88%	6.065E-03	4.88%	3.086E-03	4.89%	1.241E-03	4.89%
302.851	1.552E-02	4.84%	5.548E-03	4.84%	2.814E-03	4.84%	1.121E-03	4.85%
356.013	1.318E-02	4.81%	4.724E-03	4.81%	2.404E-03	4.81%	9.621E-04	4.82%
383.849	1.251E-02	4.85%	4.421E-03	4.85%	2.224E-03	4.86%	8.916E-04	4.86%
661.655	7.561E-03	3.71%	2.669E-03	3.71%	1.368E-03	3.71%	5.426E-04	3.71%
1173.228	4.276E-03	0.41%	1.566E-03	0.41%	7.985E-04	0.41%	3.196E-04	0.41%
1332.492	3.816E-03	0.41%	1.395E-03	0.41%	7.170E-04	0.41%	2.869E-04	0.41%
121.782	2.711E-02	0.85%	9.165E-03	0.85%	4.550E-03	0.85%	1.763E-03	0.85%
244.697	1.873E-02	0.89%	6.645E-03	0.89%	3.377E-03	0.89%	1.338E-03	0.89%
271.131	1.691E-02	5.80%	6.338E-03	4.86%	3.224E-03	5.42%	1.330E-03	7.17%
295.939	1.560E-02	1.29%	5.591E-03	1.14%	2.842E-03	1.19%	1.189E-03	1.57%
315.174	1.608E-02	7.32%	5.265E-03	5.96%	2.769E-03	6.31%	1.388E-03	9.02%
329.425	1.443E-02	5.46%	4.894E-03	5.11%	2.555E-03	5.18%	1.042E-03	6.22%
344.279	1.394E-02	0.84%	4.874E-03	0.84%	2.479E-03	0.84%	9.839E-04	0.84%
367.789	1.385E-02	1.04%	4.495E-03	0.98%	2.292E-03	0.99%	9.198E-04	1.13%
411.117	1.112E-02	0.88%	4.041E-03	0.86%	2.063E-03	0.86%	8.267E-04	0.90%
443.965	1.146E-02	1.03%	4.183E-03	1.02%	2.141E-03	1.02%	8.570E-04	1.04%
488.769	9.395E-03	1.63%	3.460E-03	1.28%	1.757E-03	1.33%	7.238E-04	1.83%
503.474	9.475E-03	3.68%	3.412E-03	2.71%	1.788E-03	2.79%	7.037E-04	4.41%
563.990	7.791E-03	3.31%	3.117E-03	3.08%	1.629E-03	3.09%	5.240E-04	3.61%
586.265	8.013E-03	1.79%	2.857E-03	1.48%	1.494E-03	1.50%	5.069E-04	2.34%
656.489	7.072E-03	4.68%	2.728E-03	3.22%	1.259E-03	3.65%	5.318E-04	5.64%
678.623	4.977E-03	2.33%	2.071E-03	1.65%	1.086E-03	1.67%	4.317E-04	2.43%
688.670	7.019E-03	1.31%	2.565E-03	1.16%	1.309E-03	1.17%	5.190E-04	1.45%
719.349	6.816E-03	5.52%	2.445E-03	5.22%	1.238E-03	5.25%	5.857E-04	5.60%
778.905	6.128E-03	0.86%	2.233E-03	0.85%	1.147E-03	0.85%	4.616E-04	0.86%
810.451	6.532E-03	2.37%	2.231E-03	1.91%	1.146E-03	1.96%	4.572E-04	2.92%
867.380	5.448E-03	0.94%	2.017E-03	0.92%	1.041E-03	0.92%	4.158E-04	0.96%
919.337	5.409E-03	2.29%	1.932E-03	1.87%	1.018E-03	1.88%	4.030E-04	2.60%
964.079	5.175E-03	0.83%	1.878E-03	0.83%	9.664E-04	0.83%	3.875E-04	0.84%
1005.272	5.205E-03	3.69%	1.949E-03	3.60%	1.012E-03	3.60%	4.089E-04	3.73%
1085.837	4.033E-03	0.95%	1.395E-03	0.94%	7.396E-04	0.94%	2.915E-04	0.96%
1112.076	4.631E-03	0.85%	1.663E-03	0.84%	8.532E-04	0.85%	3.410E-04	0.86%
1212.948	4.056E-03	1.14%	1.513E-03	1.04%	7.781E-04	1.05%	3.184E-04	1.19%
1299.142	3.908E-03	1.02%	1.435E-03	0.96%	7.400E-04	0.96%	2.960E-04	1.07%
1408.013	3.708E-03	0.81%	1.336E-03	0.81%	6.938E-04	0.81%	2.784E-04	0.82%
1457.643	3.756E-03	1.42%	1.311E-03	1.22%	6.687E-04	1.23%	2.158E-04	2.56%
1528.103	7.914E-03	2.07%	1.732E-03	2.03%	7.286E-04	2.06%	2.534E-04	2.37%



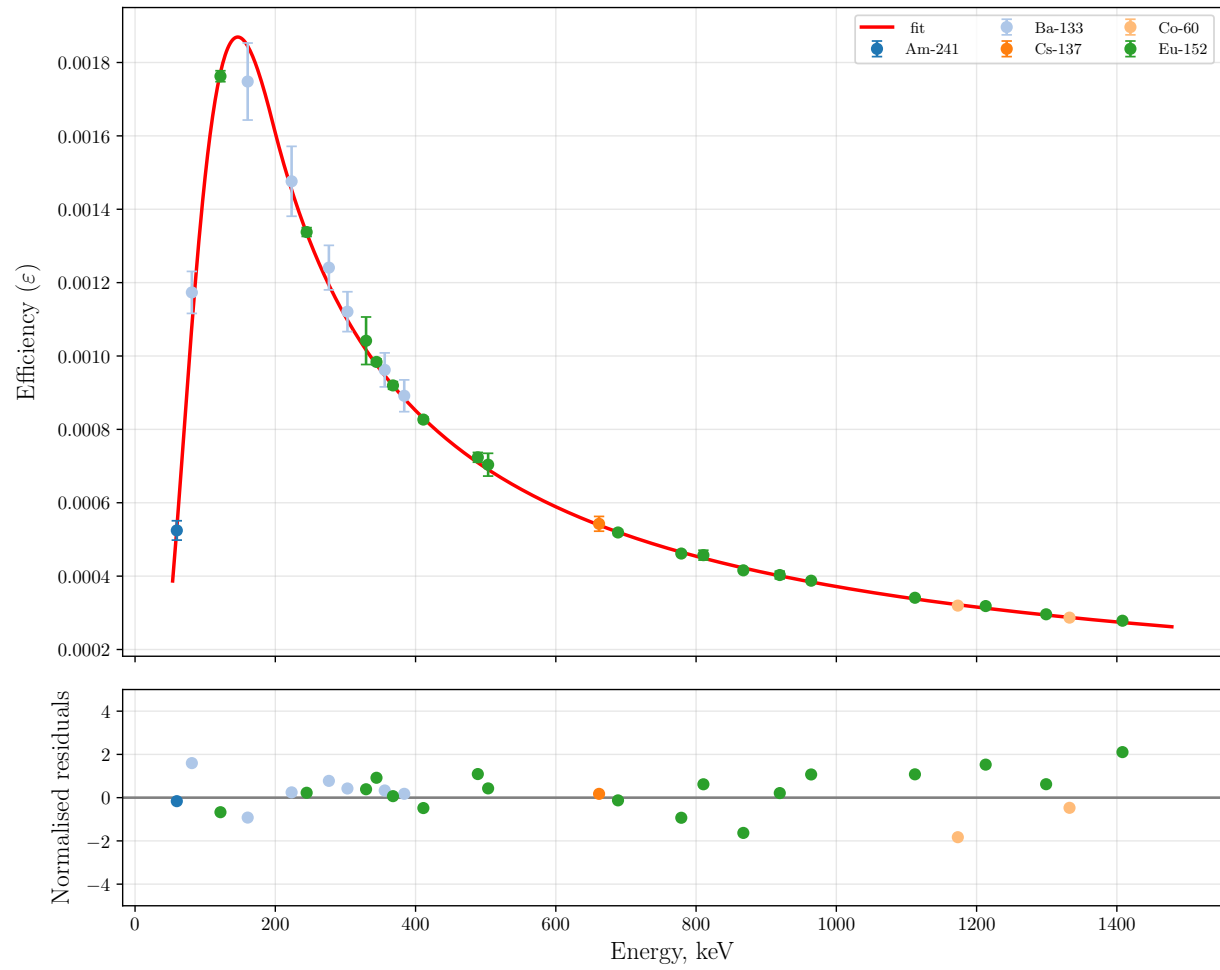
Фигура 1: Калибровъчна зависимост на ефективността от енергията за точков източник, разположен на 5 cm от челото на детектора.

Нормираните остатъци са пресметнати като:

$$r_i = \frac{\varepsilon_{exp,i} - \varepsilon_{fit,i}}{\sigma_{exp,i}} \quad (4)$$



Фигура 2: Калибровъчна зависимост на ефективността от енергията за точков източник, разположен на 10 cm от челото на детектора.



Фигура 3: Калибровъчна зависимост на ефективността от енергията за точков източник, разположен на 25 cm от челото на детектора.

Таблица 5: Експериментално оценени ефективности  $\epsilon$  и съответните им относителни неопределености  $\delta_\epsilon$  за геометрия на измерване, определена от модул  $Eu$  при различни отстояния ( $r$ ) на активното петно на източника спрямо челото на детектора.

$r$ $E$ , keV	5 cm		10 cm		15 cm		25 cm	
	$\epsilon$	$\delta_\epsilon$	$\epsilon$	$\delta_\epsilon$	$\epsilon$	$\delta_\epsilon$	$\epsilon$	$\delta_\epsilon$
121.782	1.678E-02	2.16%	5.896E-03	2.15%	2.895E-03	0.47%	1.127E-03	0.46%
244.697	1.275E-02	2.18%	4.670E-03	2.17%	2.330E-03	0.57%	9.202E-04	0.57%
271.131	1.155E-02	14.02%	4.171E-03	9.29%	2.474E-03	11.19%	1.428E-03	8.35%
295.939	1.085E-02	3.40%	4.022E-03	2.67%	2.327E-03	1.99%	1.178E-03	1.73%
315.174	1.145E-02	20.19%	4.095E-03	12.46%	2.535E-03	13.87%	1.008E-03	15.10%
329.425	9.085E-03	10.98%	3.391E-03	7.52%	1.786E-03	8.65%	8.885E-04	7.74%
344.279	9.795E-03	2.16%	3.560E-03	2.15%	1.781E-03	0.46%	7.116E-04	0.46%
367.789	9.432E-03	2.58%	3.413E-03	2.32%	1.682E-03	1.24%	6.745E-04	1.23%
411.117	8.202E-03	2.26%	3.042E-03	2.19%	1.550E-03	0.69%	6.108E-04	0.67%
443.965	8.577E-03	2.30%	3.149E-03	2.25%	1.608E-03	0.84%	6.370E-04	0.82%
488.769	7.365E-03	4.20%	2.690E-03	3.04%	1.331E-03	2.94%	5.237E-04	2.81%
503.474	7.056E-03	10.03%	2.627E-03	6.09%	1.285E-03	7.84%	5.504E-04	6.90%
563.990	6.285E-03	5.38%	2.135E-03	4.36%	1.193E-03	4.15%	4.705E-04	4.01%
586.265	6.184E-03	4.45%	2.219E-03	3.22%	5.861E-04	6.02%	3.278E-04	2.45%
656.489	4.197E-03	16.49%	2.234E-03	6.90%	1.107E-03	8.80%	4.321E-04	8.35%
678.623	4.542E-03	5.33%	1.478E-03	3.88%	7.865E-04	3.99%	3.462E-04	3.37%
688.670	5.494E-03	3.18%	1.994E-03	2.59%	1.037E-03	1.84%	4.138E-04	1.72%
719.349	6.301E-03	7.93%	2.226E-03	6.36%	1.044E-03	6.97%	4.520E-04	6.45%
778.905	4.955E-03	2.18%	1.798E-03	2.16%	9.122E-04	0.52%	3.657E-04	0.51%
810.451	4.992E-03	6.18%	1.863E-03	3.97%	8.964E-04	4.53%	3.344E-04	4.49%
867.380	4.439E-03	2.30%	1.641E-03	2.21%	8.370E-04	0.78%	3.336E-04	0.74%
919.337	4.506E-03	5.23%	1.553E-03	3.74%	7.908E-04	3.89%	3.160E-04	3.63%
964.079	4.243E-03	2.17%	1.557E-03	2.15%	7.827E-04	0.48%	3.130E-04	0.46%
1005.272	4.221E-03	4.92%	1.613E-03	4.33%	7.966E-04	4.02%	3.087E-04	3.99%
1085.837	3.292E-03	2.25%	1.166E-03	2.21%	5.883E-04	0.72%	2.339E-04	0.70%
1112.076	3.810E-03	2.18%	1.399E-03	2.16%	7.006E-04	0.52%	2.765E-04	0.50%
1212.948	3.442E-03	2.67%	1.283E-03	2.36%	6.546E-04	1.31%	2.605E-04	1.25%
1299.142	3.270E-03	2.49%	1.224E-03	2.28%	6.130E-04	1.07%	2.490E-04	1.01%
1408.013	3.122E-03	2.16%	1.158E-03	2.14%	5.783E-04	0.44%	2.347E-04	0.42%
1457.643	3.165E-03	2.99%	1.091E-03	2.54%	1.769E-03	1.40%	2.115E-03	0.92%
1528.103	5.124E-03	3.44%	1.285E-03	3.10%	5.708E-04	2.79%	2.107E-04	2.91%

## Приложение V. Трансфер на ефективности със софтуера ETNA

Таблица 6: Ефективности, получени със софтуера ETNA за измервателна геометрия, определена от Модул *Eu* при различни разстояния ( $r$ ) между детектора и активното петно на източника, съответните относителни неопределености ( $\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$ ) и трансферните коефициенти (ТК).

r	5 cm			10 cm			15 cm			25 cm		
	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК
121.782	1.65E-02	5.07%	3.628	5.65E-03	5.07%	1.242	2.78E-03	5.07%	0.610	1.08E-03	5.07%	0.237
244.697	1.28E-02	5.08%	3.777	4.51E-03	5.08%	1.335	2.27E-03	5.08%	0.670	9.02E-04	5.08%	0.267
344.279	9.77E-03	5.07%	3.939	3.47E-03	5.07%	1.398	1.75E-03	5.07%	0.704	6.98E-04	5.07%	0.281
367.789	9.07E-03	5.10%	3.961	3.22E-03	5.10%	1.408	1.63E-03	5.10%	0.710	6.50E-04	5.10%	0.284
411.117	8.27E-03	5.07%	4.014	2.94E-03	5.07%	1.429	1.49E-03	5.07%	0.721	5.95E-04	5.07%	0.289
443.965	8.66E-03	5.10%	4.049	3.09E-03	5.10%	1.443	1.56E-03	5.10%	0.729	6.25E-04	5.10%	0.292
488.769	7.20E-03	5.17%	4.091	2.57E-03	5.17%	1.460	1.30E-03	5.17%	0.738	5.21E-04	5.17%	0.296
503.474	7.35E-03	5.73%	4.105	2.62E-03	5.73%	1.465	1.33E-03	5.73%	0.741	5.32E-04	5.73%	0.297
688.670	5.55E-03	5.14%	4.237	1.99E-03	5.14%	1.517	1.01E-03	5.14%	0.769	4.05E-04	5.14%	0.309
778.905	4.93E-03	5.07%	4.290	1.77E-03	5.07%	1.538	8.98E-04	5.07%	0.780	3.61E-04	5.07%	0.314
810.451	4.95E-03	5.37%	4.307	1.78E-03	5.37%	1.545	9.02E-04	5.37%	0.784	3.63E-04	5.37%	0.316
867.380	4.51E-03	5.08%	4.336	1.62E-03	5.08%	1.556	8.22E-04	5.08%	0.790	3.31E-04	5.08%	0.318
919.337	4.45E-03	5.34%	4.360	1.60E-03	5.34%	1.565	8.11E-04	5.34%	0.795	3.27E-04	5.34%	0.321
964.079	4.23E-03	5.07%	4.379	1.52E-03	5.07%	1.573	7.72E-04	5.07%	0.799	3.11E-04	5.07%	0.322
1005.272	4.44E-03	6.16%	4.395	1.60E-03	6.16%	1.580	8.11E-04	6.16%	0.803	3.27E-04	6.16%	0.324
1112.076	3.78E-03	5.07%	4.434	1.36E-03	5.07%	1.595	6.92E-04	5.07%	0.811	2.79E-04	5.07%	0.327
1212.948	3.47E-03	5.11%	4.466	1.25E-03	5.11%	1.608	6.37E-04	5.11%	0.818	2.57E-04	5.11%	0.331
1299.142	3.32E-03	5.09%	4.491	1.20E-03	5.09%	1.618	6.09E-04	5.09%	0.824	2.46E-04	5.09%	0.333
1408.013	3.14E-03	5.07%	4.519	1.13E-03	5.07%	1.629	5.76E-04	5.07%	0.830	2.33E-04	5.07%	0.335

Таблица 7: Ефективности, получени със софтуера ETNA за измервателна геометрия, определена от точков източник, поставен на разстояние  $r$  от детектора, съответните относителни неопределености ( $\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$ ) и трансферните коефициенти (ТК).

r Energy, keV	5 cm			10 cm			25 cm		
	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК	$\varepsilon_{ETNA}$	$\delta_{\varepsilon_{ETNA}}$	ТК
59.541	8.08E-03	7.09%	6.078	2.75E-03	7.09%	2.065	5.08E-04	7.09%	0.382
80.998	1.90E-02	6.99%	6.243	6.29E-03	6.99%	2.070	1.16E-03	6.99%	0.382
160.612	2.62E-02	7.64%	5.963	8.92E-03	7.64%	2.028	1.72E-03	7.64%	0.390
223.237	2.16E-02	7.55%	5.786	7.48E-03	7.55%	2.005	1.47E-03	7.55%	0.395
276.399	1.77E-02	6.99%	5.728	6.17E-03	6.99%	1.998	1.22E-03	6.99%	0.396
302.851	1.60E-02	6.96%	5.708	5.61E-03	6.96%	1.995	1.11E-03	6.96%	0.397
356.013	1.36E-02	6.94%	5.669	4.78E-03	6.94%	1.991	9.54E-04	6.94%	0.398
383.849	1.26E-02	6.97%	5.655	4.42E-03	6.97%	1.989	8.83E-04	6.97%	0.398
661.655	7.63E-03	6.23%	5.570	2.71E-03	6.23%	1.978	5.48E-04	6.23%	0.400
1173.228	4.39E-03	5.02%	5.497	1.57E-03	5.02%	1.969	3.21E-04	5.02%	0.402
1332.492	3.93E-03	5.02%	5.483	1.41E-03	5.02%	1.967	2.89E-04	5.02%	0.403
121.782	2.78E-02	5.07%	6.106	9.31E-03	5.07%	2.046	1.76E-03	5.07%	0.386
244.697	1.94E-02	5.08%	5.738	6.76E-03	5.08%	1.999	1.34E-03	5.08%	0.396
295.939	1.62E-02	5.14%	5.713	5.67E-03	5.14%	1.996	1.13E-03	5.14%	0.396
329.425	1.46E-02	7.20%	5.689	5.10E-03	7.20%	1.993	1.02E-03	7.20%	0.397
344.279	1.41E-02	5.07%	5.679	4.94E-03	5.07%	1.992	9.85E-04	5.07%	0.397
367.789	1.30E-02	5.10%	5.663	4.56E-03	5.10%	1.990	9.11E-04	5.10%	0.398
411.117	1.16E-02	5.07%	5.643	4.09E-03	5.07%	1.987	8.20E-04	5.07%	0.398
488.769	9.88E-03	5.17%	5.614	3.49E-03	5.17%	1.984	7.02E-04	5.17%	0.399
503.474	1.00E-02	5.73%	5.609	3.55E-03	5.73%	1.983	7.15E-04	5.73%	0.399
688.670	7.29E-03	5.14%	5.564	2.59E-03	5.14%	1.977	5.24E-04	5.14%	0.400
778.905	6.38E-03	5.07%	5.548	2.27E-03	5.07%	1.975	4.61E-04	5.07%	0.401
810.451	6.37E-03	5.37%	5.542	2.27E-03	5.37%	1.975	4.61E-04	5.37%	0.401
867.380	5.76E-03	5.08%	5.534	2.05E-03	5.08%	1.974	4.17E-04	5.08%	0.401
919.337	5.64E-03	5.34%	5.526	2.01E-03	5.34%	1.973	4.09E-04	5.34%	0.401
964.079	5.33E-03	5.07%	5.520	1.90E-03	5.07%	1.972	3.88E-04	5.07%	0.402
1112.076	4.69E-03	5.07%	5.504	1.68E-03	5.07%	1.970	3.43E-04	5.07%	0.402
1212.948	4.27E-03	5.11%	5.493	1.53E-03	5.11%	1.968	3.13E-04	5.11%	0.402
1299.142	4.06E-03	5.09%	5.486	1.46E-03	5.09%	1.967	2.98E-04	5.09%	0.402
1408.013	3.80E-03	5.07%	5.477	1.36E-03	5.07%	1.966	2.79E-04	5.07%	0.403

Таблица 8: Относителни разлики между експериментално определените ефективности и ефективностите, пресметнати с ETNA, за точков източник при различни разстояния ( $r$ ) между източника и детектора.

$r$	5 cm	10 cm	25 cm
Energy, keV	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$
59.541	2.04%	0.24%	3.23%
80.998	-5.16%	-0.43%	1.04%
160.612	-2.59%	-1.96%	1.84%
223.237	-4.09%	-0.49%	0.31%
276.399	-5.05%	-1.79%	1.39%
302.851	-3.33%	-1.07%	0.58%
356.013	-3.19%	-1.13%	0.82%
383.849	-0.36%	0.13%	0.91%
661.655	-0.91%	-1.54%	-1.05%
1173.228	-2.70%	-0.49%	-0.53%
1332.492	-3.01%	-1.13%	-0.61%
121.782	-2.48%	-1.59%	0.26%
244.697	-3.55%	-1.69%	0.02%
295.939	-3.97%	-1.39%	5.29%
329.425	-0.96%	-4.26%	2.41%
344.279	-1.02%	-1.35%	-0.15%
367.789	6.38%	-1.36%	0.97%
411.117	-4.56%	-1.30%	0.76%
488.769	-5.16%	-0.91%	2.97%
503.474	-5.97%	-4.02%	-1.53%
688.670	-3.84%	-1.00%	-1.06%
778.905	-4.11%	-1.73%	0.13%
810.451	2.42%	-1.77%	-0.86%
867.380	-5.64%	-1.78%	-0.35%
919.337	-4.21%	-4.13%	-1.59%
964.079	-3.04%	-1.41%	-0.10%
1112.076	-1.38%	-1.05%	-0.55%
1212.948	-5.35%	-1.24%	1.71%
1299.142	-3.88%	-1.46%	-0.62%
1408.013	-2.53%	-2.17%	-0.37%

Таблица 9: Относителни разлики между експериментално определените ефективности и ефективностите, пресметнати с ETNA, за Модул  $Ei$  при различни разстояния ( $r$ ) между детектора и активното петно на източника.

$r$	5 cm	10 cm	15 cm	25 cm
Energy, keV	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$
121.782	1.62%	4.15%	4.06%	4.31%
244.697	-0.14%	3.37%	2.75%	2.02%
344.279	0.26%	2.59%	1.92%	1.98%
367.789	3.82%	5.52%	3.35%	3.64%
411.117	-0.81%	3.23%	4.15%	2.66%
443.965	-1.03%	1.95%	3.00%	1.93%
488.769	2.23%	4.51%	2.43%	0.57%
503.474	-4.13%	0.19%	-3.16%	3.38%
688.670	-1.01%	0.35%	2.83%	2.08%
778.905	0.43%	1.65%	1.61%	1.22%
810.451	0.78%	4.64%	-0.60%	-8.60%
867.380	-1.57%	1.37%	1.80%	0.76%
919.337	1.31%	-2.83%	-2.59%	-3.47%
964.079	0.30%	2.39%	1.32%	0.50%
1005.272	-5.17%	1.08%	-1.81%	-5.96%
1112.076	0.72%	2.76%	1.21%	-1.01%
1212.948	-0.93%	2.49%	2.75%	1.29%
1299.142	-1.63%	2.22%	0.58%	1.09%
1408.013	-0.45%	2.42%	0.44%	0.82%

## Приложение VI. Гама-линии, присъстващи във фоновия спектър на $r$ -тип HPGe-детектор.

Таблица 10: Гама-линии на естествени радионуклиди от фоновия спектър на използваната гама-спектрометрична система.

$E_i$ (keV)	Нуклид	$n$ (cps)	$\sigma_n$ (cps)	$\delta_n$ (%)
63.28	$^{234}\text{Th}$	0.00075	0.00034	45.6
186.10	$^{226}\text{Ra}$	0.00322	0.00037	11.4
295.21	$^{214}\text{Pb}$	0.00149	0.00027	17.8
351.92	$^{214}\text{Pb}$	0.00276	0.00025	9.0
609.31	$^{214}\text{Bi}$	0.00199	0.00020	10.3
911.21	$^{228}\text{Ac}$	0.00050	0.00017	34.4
1460.81	$^{40}\text{K}$	0.00279	0.00017	6.2
1764.49	$^{214}\text{Bi}$	0.00032	0.00011	32.8

## Приложение VII. Анализ на почвени проби.

Таблица 11: Скорости на броенен в чистита площ на пиковите на пълно поглъщане с енергии, които са обект на анализа, техните относителни неопределности, оценените критични нива  $L_c$ , както и скоростите  $g_s$ , използвани за определяне на критичното ниво, когато в спектъра на пробата не се наблюдава пик в дадения енергиен диапазон.

E, keV	T1				T2				T3				T4				T5				T6			
	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$	$n, cps$	$\delta_n$	$g_s, cps$	$L_c, cps$
46.54	0.0062	27.12%	-	0.0038	0.0048	35.57%	-	0.0038	-	-	0.0400	0.0011	-	-	0.0300	0.0010	-	-	0.0100	0.0006	-	-	0.0300	0.0007
63.28	0.0164	10.54%	-	0.0041	0.0139	12.35%	-	0.0040	0.0107	9.96%	-	0.0026	0.0098	9.85%	-	0.0024	0.0019	920.13%	-	0.0014	0.0034	9.93%	-	0.0012
67.67	0.0077	24.01%	-	0.0041	-	-	0.0800	0.0023	0.0032	36.88%	-	0.0026	-	-	0.0500	0.0013	-	-	0.0136	0.0007	-	-	0.0500	0.0009
143.76	0.0180	9.50%	-	0.0037	0.0122	14.09%	-	0.0038	0.0163	6.71%	-	0.0024	0.0113	8.71%	-	0.0021	0.0021	25.86%	-	0.0012	0.0024	16.28%	-	0.0009
154.21	0.0141	12.24%	-	0.0038	0.0127	13.60%	-	0.0038	0.0144	7.60%	-	0.0024	0.0101	9.88%	-	0.0022	0.0027	19.56%	-	0.0011	0.0020	18.90%	-	0.0008
163.33	0.0006	290.91%	-	0.0036	-	-	0.0605	0.0020	-	-	0.0500	0.0013	0.0000	-	0.0353	0.0011	-	-	0.0119	0.0006	-	-	0.0152	0.0005
186.10	0.2544	0.87%	-	0.0036	0.2159	1.03%	-	0.0037	0.1800	0.79%	-	0.0024	0.1113	1.10%	-	0.0022	0.0109	4.04%	-	0.0014	0.0189	1.99%	-	0.0012
205.31	0.0022	66.06%	-	0.0033	0.0018	84.46%	-	0.0033	0.0001	644.00%	-	0.0021	0.0001	921.43%	-	0.0019	-	-	0.0104	0.0006	0.0001	310.00%	-	0.0008
238.63	0.0000	-	-	0.0000	0.0000	-	-	0.0000	0.0000	-	-	0.0000	0.0000	-	-	0.0000	0.0000	-	-	0.0000	0.0000	-	-	0.0000
295.21	0.5217	0.49%	-	0.0026	0.4466	0.58%	-	0.0027	0.3491	0.46%	-	0.0018	0.2209	0.62%	-	0.0017	0.0182	2.50%	-	0.0010	0.0340	1.16%	-	0.0008
300.09	0.0076	14.88%	-	0.0025	0.0059	19.40%	-	0.0025	0.0036	20.71%	-	0.0017	-	-	0.0193	0.0008	0.0032	12.15%	-	0.0008	-	-	0.0083	0.0004
323.87	0.0035	29.53%	-	0.0023	0.0029	35.92%	-	0.0023	0.0045	14.67%	-	0.0015	0.0024	25.76%	-	0.0013	-	-	-	-	-	-	-	-
338.32	0.0251	4.47%	-	0.0023	0.0253	4.61%	-	0.0023	0.0211	3.45%	-	0.0014	0.0201	3.46%	-	0.0013	0.0123	3.52%	-	0.0008	0.0146	2.17%	-	0.0006
351.92	0.8811	0.36%	-	0.0003	0.7397	0.43%	-	0.0026	0.5812	0.34%	-	0.0018	0.3656	0.46%	-	0.0017	0.0301	1.66%	-	0.0009	0.0564	0.81%	-	0.0008
609.31	0.5854	0.44%	-	0.0018	0.4924	0.52%	-	0.0019	0.3881	0.41%	-	0.0013	0.2464	0.55%	-	0.0012	0.0203	2.00%	-	0.0007	0.0375	0.97%	-	0.0006
727.33	0.0084	8.16%	-	0.0013	0.0074	9.58%	-	0.0014	0.0057	7.90%	-	0.0009	0.0047	9.18%	-	0.0009	0.0040	6.84%	-	0.0005	0.0045	4.47%	-	0.0004
911.21	0.0221	3.90%	-	0.0016	0.0231	3.83%	-	0.0016	0.0188	2.93%	-	0.0010	0.0186	2.84%	-	0.0009	0.0122	2.85%	-	0.0006	0.0135	1.86%	-	0.0005
1001.03	0.0024	28.94%	-	0.0014	0.0028	23.93%	-	0.0013	0.0009	46.30%	-	0.0009	-	-	0.0036	0.0004	0.0009	27.33%	-	0.0005	0.0011	15.18%	0.0015	0.0003
1460.81	0.0770	1.34%	-	0.0013	0.0693	1.53%	-	0.0013	0.0503	1.28%	-	0.0009	0.0583	1.20%	-	0.0008	0.0498	1.14%	-	0.0006	0.0290	1.05%	-	0.0005
1764.49	0.0907	1.15%	-	0.0009	0.0763	1.40%	-	0.0010	0.0609	1.08%	-	0.0006	0.0383	1.46%	-	0.0006	0.0035	5.35%	-	0.0003	0.0063	2.56%	-	0.0003