

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

## Caratterizzazione e applicazioni di un rivelatore a scintillazione NaI(Tl)

Relatore:

Prof. Cristian Massimi

Presentata da:

Camillo Foni

Correlatore:

Dott. Samuele Lanzi

Dott.ssa Claudia Pisanti

Anno Accademico 2024/2025

# Abstract

La radioattività naturale è un fenomeno fisico in cui siamo costantemente immersi. Infatti, qualsiasi persona è sottoposta ad una dose di radiazioni ionizzanti provenienti da radionuclidi primordiali presenti nella crosta terrestre, da raggi cosmici e dai radionuclidi cosmogenici prodotti da questi ultimi. Lo studio di questi fenomeni è rilevante in vari ambiti quali la geofisica oppure la radioprotezionistica. Nella tesi è stato caratterizzato e utilizzato il rivelatore di raggi gamma GammaEDU SP5640, basato su un cristallo scintillatore NaI(Tl). Sebbene questo rivelatore sia ottimale per misure di radioattività in campo aperto per le sue proprietà, quali l'elevata efficienza e il rapido tempo di risposta, questo lavoro si è incentrato soprattutto sullo studio di sorgenti naturali e artificiali, in ambienti a bassa radioattività ambientale. Per la caratterizzazione sono state eseguite varie calibrazioni e uno studio della risoluzione al variare dell'energia, in seguito sono state svolte misure comparando la radiazione ambientale con un ambiente schermato realizzato in laboratorio e infine è stato studiato l'effetto di autoassorbimento simulando campioni di spessore variabile di materiale roccioso. L'insieme dei risultati permette di valutare le prestazioni dello strumento, di interpretare correttamente gli spettri gamma ottenuti e di evidenziare il ruolo degli scintillatori nelle misure radiometriche per la caratterizzazione della radioattività naturale e dei materiali contenenti radionuclidi di origine sia primordiale sia antropica.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Radioattività naturale</b>	<b>3</b>
1.1 Introduzione alla radioattività naturale . . . . .	3
1.2 Radiazioni cosmiche e radionuclidi cosmogenici . . . . .	5
1.2.1 Radiazioni cosmiche . . . . .	5
1.2.2 Radionuclidi cosmogenici . . . . .	7
1.3 Radionuclidi primordiali . . . . .	8
1.4 Misure radiometriche e valutazione del rate di dose gamma terrestre . . .	15
1.4.1 Conteggi totali e relazione con le concentrazioni . . . . .	15
1.4.2 Spettrometria gamma multicanale e fotopicchi . . . . .	16
<b>2 Rivelazione e misura della radioattività</b>	<b>19</b>
2.1 Proprietà e tipologie degli scintillatori . . . . .	19
2.2 Emissione di luce da parte della materia . . . . .	20
2.3 Interazione dei fotoni con la materia . . . . .	22
2.3.1 Assorbimento fotoelettrico . . . . .	22
2.3.2 Diffusione Compton . . . . .	23
2.3.3 Produzione di coppie . . . . .	23
2.3.4 Interazioni negli scintillatori reali e materiali circostanti . . . . .	24
2.4 Scintillatori inorganici . . . . .	26
2.4.1 Meccanismi di produzione di fotoni nel visibile . . . . .	26

2.4.2	Efficienza e rendimento della scintillazione . . . . .	29
2.5	Apparati di rivelazione di raggi gamma . . . . .	30
2.5.1	Scintillatori al NaI(Tl) . . . . .	30
2.5.2	Tubi fotomoltiplicatori (PMT) . . . . .	32
2.5.3	Rivelatore a stato solido al HPGe . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Misure eseguite e risultati</b>	<b>37</b>
3.1	Calibrazione energetica . . . . .	37
3.2	Risoluzione energetica . . . . .	42
3.3	Misure di fondo ambientale, in laboratorio . . . . .	44
3.4	Calcolo del coefficiente di assorbimento di materiale composto da ossido di silicio SiO <sub>2</sub> . . . . .	47
	<b>Conclusioni</b>	<b>52</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>54</b>



# Introduzione

La radioattività naturale rappresenta la principale fonte di esposizione della popolazione alle radiazioni ionizzanti ed è quindi un tema di grande interesse sia scientifico sia applicativo. I radionuclidi primordiali presenti nella crosta terrestre, insieme ai loro prodotti di decadimento, contribuiscono in modo significativo alla dose gamma ambientale, rendendo importante una loro adeguata caratterizzazione. In questo ambito, la spettrometria gamma con scintillatori assume un ruolo fondamentale, poiché permette di riconoscere i raggi gamma emessi tipici dei vari radioisotopi e di stimarne le concentrazioni. In questo lavoro di tesi si introducono i principi fisici che governano la radioattività naturale e le tecniche di rivelazione comunemente utilizzate, ponendo particolare attenzione agli scintillatori inorganici e ai metodi di misura della radiazione gamma.

Nello specifico, nel primo capitolo si introduce il concetto della radioattività, descrivendo i principali processi di decadimento e i vari tipi di radiazione ionizzante. Viene trattata poi nello specifico la radioattività ambientale, i diversi tipi di radionuclidi che la originano tra cui quelli di origine cosmica o generati da essi e quelli primordiali: potassio, uranio e torio. Inoltre, vengono discusse le metodologie di misura della dose gamma terrestre.

Il secondo capitolo è dedicato alla fisica degli scintillatori su cui si basano gli strumenti per la rivelazione dei raggi gamma, in particolare il NaI(Tl). Sono stati trattati i processi di emissione di luce e l'interazione dei fotoni con la materia. Inoltre, vengono introdotti i tubi fotomoltiplicatori, dispositivi utilizzati per trasformare la luce di scintillazione in un impulso elettrico misurabile. Infine, è riportato un confronto con i rivelatori a stato solido al germanio.

Il terzo capitolo riporta le misure sperimentali, la caratterizzazione dello strumento e i

risultati ottenuti. Viene illustrata la procedura di calibrazione energetica tramite sorgenti note, la determinazione della risoluzione in funzione dell'energia e l'analisi del fondo registrato in pozzetto schermato. Sono, infine, discusse le misure su sorgenti naturali e artificiali ed è riportato uno studio qualitativo sul fenomeno dell'autoassorbimento con spessori variabili di sabbia e due diverse energie.

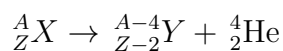
# Capitolo 1

## Radioattività naturale

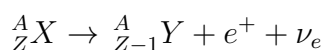
### 1.1 Introduzione alla radioattività naturale

Il fenomeno fisico della radioattività è definito come il processo nel quale un nucleo atomico instabile, detto radionuclide, emette spontaneamente radiazioni fino a raggiungere uno stato ad energia minore, che risulta quindi più stabile. Le particelle emesse durante questo processo hanno la capacità di ionizzare (direttamente o indirettamente) la materia attraversata, generando coppie elettrone-ione e depositando energia nel mezzo circostante. La maggior parte delle radiazioni ionizzanti deriva dai fenomeni di decadimento riportati sotto oppure dalla diseccitazione di nucleo atomico che torna in uno stato fondamentale emettendo raggi gamma.

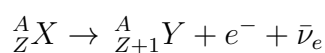
Decadimento  $\alpha$ :



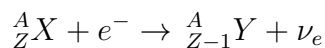
Decadimento  $\beta^+$ :



Decadimento  $\beta^-$ :



EC:



con X il nucleo di partenza, Y quello prodotto e  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  neutrino e antineutrino elettronici.

Il primo decadimento illustrato è denominato alfa e le particelle emesse sono nuclei di elio, con carica positiva e una massa relativamente elevata. L'energia cinetica che posseggono viene parzialmente dissipata in urti inelastici con gli elettroni atomici del mezzo attraversato ionizzandolo, ma nonostante l'elevata capacità ionizzante, le particelle  $\alpha$  emesse nel decadimento hanno una penetrazione molto limitata, a causa della loro limitata energia cinetica (dell'ordine del MeV). Pochi centimetri d'aria, un foglio di carta o lo strato superficiale della pelle bastano per fermarle.

Del decadimento beta esistono due tipologie: decadimenti  $\beta^-$  con emissioni di elettroni e i  $\beta^+$  con emissione di positroni. A differenza delle particelle  $\alpha$ , gli  $e^-$  ed  $e^+$  hanno una massa molto ridotta (dell'ordine di 7300 volte inferiore rispetto alle prime) e una maggiore capacità di penetrazione nei materiali. Lo spettro energetico nel decadimento  $\beta$  è continuo, ciò è dovuto alla presenza del neutrino o antineutrino elettronico, che condivide parte dell'energia del decadimento. Il decadimento  $\beta^+$  richiede che la differenza delle masse atomiche del nucleo di partenza e quello prodotto sia maggiore di 1.022 MeV, corrispondente al doppio della massa dell'elettrone a riposo. Un decadimento alternativo al  $\beta^+$  è la cattura elettronica (EC), processo nel quale un elettrone delle *shells* viene catturato all'interno del nucleo, trasformando un protone in neutrone.

I raggi gamma sono fotoni energetici che non modificano direttamente la composizione atomica del nucleo di partenza, ma trasportano grandi quantità di energia, tipicamente minori di 10 MeV. Essendo privi di massa e carica, posseggono una notevole capacità di penetrazione, richiedendo schermature dense (con numero atomico elevato) come piombo o cemento per attenuarne l'intensità.

I neutroni sono le particelle più difficili da generare poiché vengono emessi raramente dai nuclei; la maggior produzione è dovuta a processi di fissione nucleare o in seguito a interazioni tra nucleo e radiazioni  $\gamma$  oppure nei processi di spallazione. La loro capacità di penetrazione è elevata, ma essendo elettricamente neutri, ionizzano la materia indiret-

tamente, cioè attraverso collisioni elastiche con nuclei leggeri, come quelli dell'idrogeno. Un'immagine riassuntiva della diversa penetrazione dei tipi di radiazione è riportata in Figura 1.1

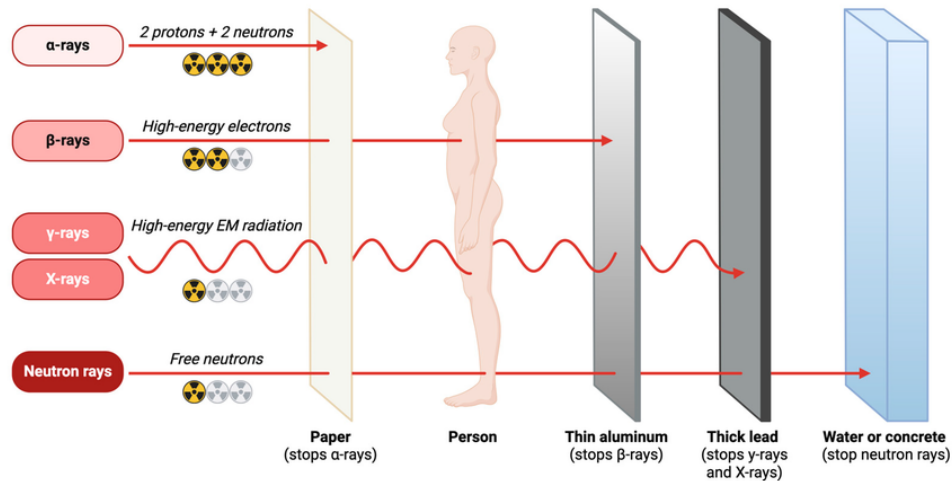


Figura 1.1: Illustrazione delle tipologie di radiazione e i rispettivi materiali che riescono a schermarle [1].

## 1.2 Radiazioni cosmiche e radionuclidi cosmogenici

### 1.2.1 Radiazioni cosmiche

Le radiazioni cosmiche costituiscono una parte rilevante dell'esposizione naturale alla radiazione ionizzante. Raggiungono la Terra come particelle ad alta energia provenienti dallo spazio e comprendono due contributi principali:

- Raggi cosmici galattici (*GCR*): rappresentano circa il 90% del flusso totale e sono prodotti da fenomeni altamente energetici della Via Lattea, come le esplosioni di supernove. Le loro energie sono tipicamente dell'ordine dei GeV e sono composti all'87% da protoni, 12% da particelle alfa e l' 1% da nuclei più pesanti [2].

- Raggi cosmici solari (*SCR*): vengono emessi regolarmente dal Sole e sono meno energetici rispetto a quelli galattici, con energie minori di 100 MeV, e sono composti dal 98% di protoni e dal 2% di particelle alfa.

L'interazione tra queste particelle e i nuclei dell'atmosfera dà luogo a una cascata di particelle secondarie (neutroni, muoni, protoni, pioni, elettroni e fotoni  $\gamma$ ), che costituiscono la principale sorgente di radiazione cosmica al livello del suolo. La dose efficace media annua al livello del mare è pari a circa 0.39 mSv, ovvero circa il 13% della dose naturale totale assorbita dalla popolazione mondiale [3].

## Variabilità della radiazione cosmica

La radiazione cosmica non ha un valore costante su tutta la superficie terrestre ed è importante studiare questa variazione per determinare il valore medio della dose efficace annuale dovuta ai raggi cosmici. I fattori che la influenzano sono:

- l'altitudine: la diminuzione dello spessore atmosferico riduce l'effetto schermante; ad esempio, a 9 km la dose risulta fino a trenta volte maggiore rispetto al livello del mare;
- la latitudine: il campo magnetico terrestre deflette le particelle cariche; l'effetto è molto minore alle alte latitudini perché i raggi cosmici arrivano paralleli alle linee di campo;
- l'attività solare: il campo magnetico e il vento solare schermano il flusso dei raggi cosmici galattici. Eventi solari intensi possono causare variazioni temporanee, come il *Forbush decrease*<sup>1</sup>.

Combinando modelli di attenuazione per fotoni e neutroni [4] con dati demografici europei [5], il Centro Comune di Ricerca della Commissione Europea ha ottenuto una mappa della

---

<sup>1</sup>L'effetto *Forbush* consiste in una grande espulsione ciclica di plasma da parte del Sole con periodo di circa 11 anni, che spazza via gran parte dei GCR.

dose annua [6], riportata di seguito in Figura 1.2. Il valore medio per la popolazione europea è pari a 0.39 mSv/anno, mentre circa l'1% degli abitanti risulta esposto a livelli superiori a 1 mSv/anno.

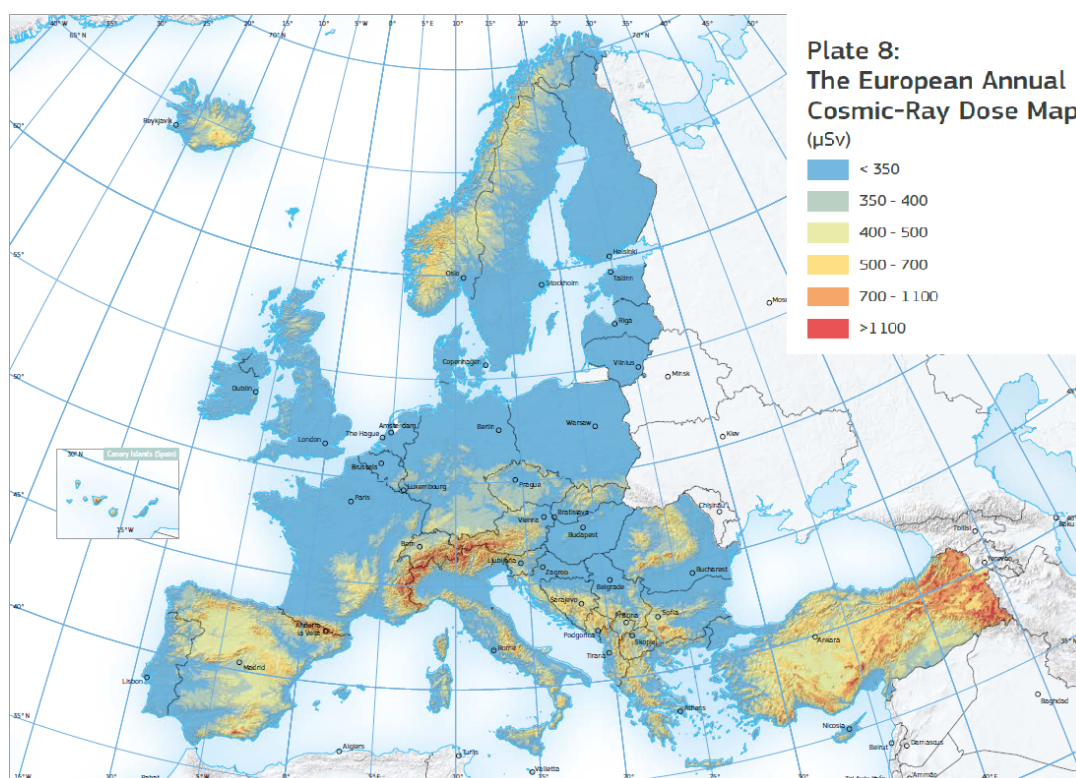
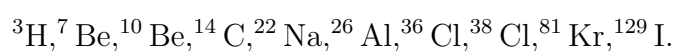


Figura 1.2: Mappa europea della dose annuale di raggi cosmici. Viene mostrata la dose efficace annuale media che una persona riceverebbe al livello del suolo, calcolata mediando sulla sua variabilità temporale [7].

## 1.2.2 Radionuclidi cosmogenici

I radionuclidi cosmogenici sono isotopi radioattivi generati dall'interazione tra i raggi cosmici e gli atomi presenti nell'atmosfera o nella crosta terrestre.

Tra i principali radionuclidi cosmogenici si trovano:



A differenza degli isotopi radioattivi primordiali, quelli cosmogenici hanno tempi di dimezzamento più brevi, ma molto diversi tra loro spaziando da qualche decina di minuti a tempi dell'ordine di  $10^5$ – $10^6$  anni, esempi sono il  $^{10}\text{Be}$  e l' $^{26}\text{Al}$ . Per la caratteristica variabilità in termini di emivita e la produzione continua che stabilisce concentrazioni di equilibrio, trovano applicazione in diversi ambiti, tra cui la geocronologia, l'idrogeologia e lo studio dei processi atmosferici, poiché possono essere utilizzati come traccianti per ricostruire tempi, dinamiche e provenienza dei materiali o delle masse d'aria.

La presenza dei radionuclidi cosmogenici è fortemente influenzata dagli stessi fattori che influenzano i GDR, dalle condizioni meteorologiche e ambientali e dalla produzione antropica dovuta ad acceleratori di particelle o esplosioni di testate nucleari che aumentano la presenza di nuclei bersaglio e di conseguenza di radionuclidi.

Tra le sorgenti naturali di radiazioni, i radionuclidi cosmogenici apportano un contributo piccolo pari allo 0.4% della dose ricevuta dall'uomo.

## 1.3 Radionuclidi primordiali

I radionuclidi primordiali sono isotopi instabili presenti sulla Terra sin dalla sua formazione, con emivite comparabili o superiori all'età del sistema solare. Essi comprendono nuclidi isolati, come il  $^{40}\text{K}$ , e famiglie di decadimento complesse, come le serie dell'uranio ( $^{238}\text{U}$  e  $^{235}\text{U}$ ) e del torio ( $^{232}\text{Th}$ ).

### I principali radionuclidi terrestri

#### L'uranio

L'uranio è un elemento pesante appartenente alla serie degli attinidi (numero atomico  $Z=92$ ) e presenta due principali radionuclidi naturali, primordiali e a lunga vita media. Il più abbondante, pari al 99.27% della massa totale dell'uranio, è l' $^{238}\text{U}$  che ha tempo di dimezzamento di  $4.5 \times 10^9$  anni. Tale isotopo decade attraverso una lunga e complessa serie radioattiva, terminando con un isotopo stabile del piombo  $^{206}\text{Pb}$ . La catena è



mostrata in Figura 1.3.

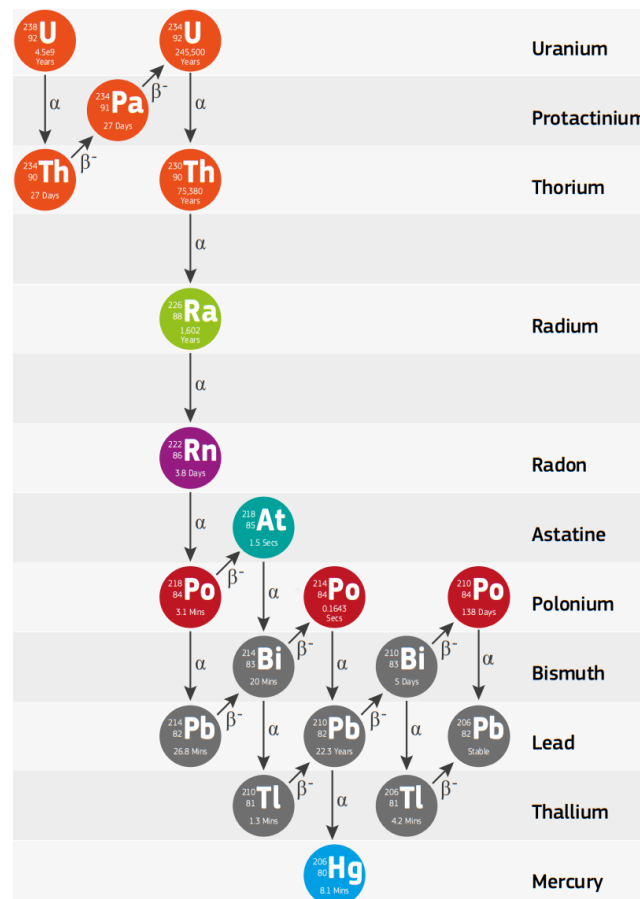


Figura 1.3: Catena del decadimento radioattivo del radionuclide  $^{238}\text{U}$  [7].

L'  $^{235}\text{U}$ , invece, ha concentrazione pari allo 0.72% e tempo di dimezzamento di  $7.0 \times 10^8$  anni. Anch'esso decade seguendo una catena differente dal precedente e che termina con il  $^{207}\text{Pb}$  come visibile in Figura 1.4.

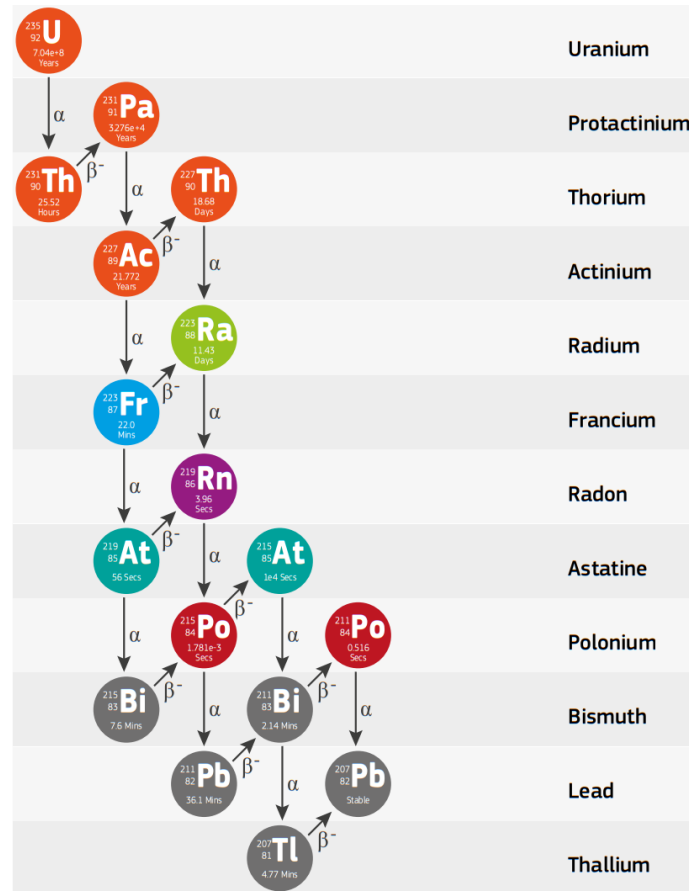


Figura 1.4: Catena del decadimento radioattivo del radionuclide  $^{235}\text{U}$  [7].

Un altro isotopo naturale dell'uranio, l'  $^{234}\text{U}$  (tempo di dimezzamento di  $2.4 \times 10^5$  anni e concentrazione dello 0.0056%), è il terzo prodotto di decadimento nella catena radioattiva dell'  $^{238}\text{U}$ . Questo isotopo è generalmente considerato in equilibrio (o leggermente deficitario) rispetto al suo progenitore  $^{238}\text{U}$  mentre il rapporto  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  è aumentato nel tempo a causa del decadimento più rapido del  $^{235}\text{U}$ , ed è attualmente pari a  $137.5 \pm 0.5$  [8]. L'uranio si concentra principalmente nelle rocce ignee acide e differenziate, come i graniti, nonché nelle rocce sedimentarie e metamorfiche derivate da esse. Elevate concentrazioni si trovano anche in sedimenti e rocce contenenti minerali resistenti, in depositi residui ricchi in minerali pesanti e in alcune evaporati e argille dove l'uranio è assorbito su ossidi di ferro e manganese.

Al contrario, basse concentrazioni di uranio si riscontrano nelle rocce basiche e ultrabasiche come i basalti, nelle rocce carbonatiche pure, come il calcare, e nelle rocce metamorfiche o sedimentarie derivate da carbonati o rocce basiche.

## **Il torio**

Il torio è un elemento appartenente alla serie degli attinidi, con numero atomico  $Z$  pari a 90 e massa atomica  $A$  pari a 232. È un elemento radioattivo, presente in natura principalmente come isotopo primordiale a lunga vita  $^{232}\text{Th}$ , che rappresenta circa il 99.98% della massa totale del torio. Questo isotopo ha il tempo di dimezzamento più lungo tra tutti gli isotopi radioattivi conosciuti del torio, pari a  $1.41 \times 10^{10}$  anni. Il  $^{232}\text{Th}$  decade attraverso una lunga serie di decadimenti radioattivi, al termine della quale si forma l'isotopo stabile del piombo  $^{208}\text{Pb}$ , come si può vedere in Figura 1.5.

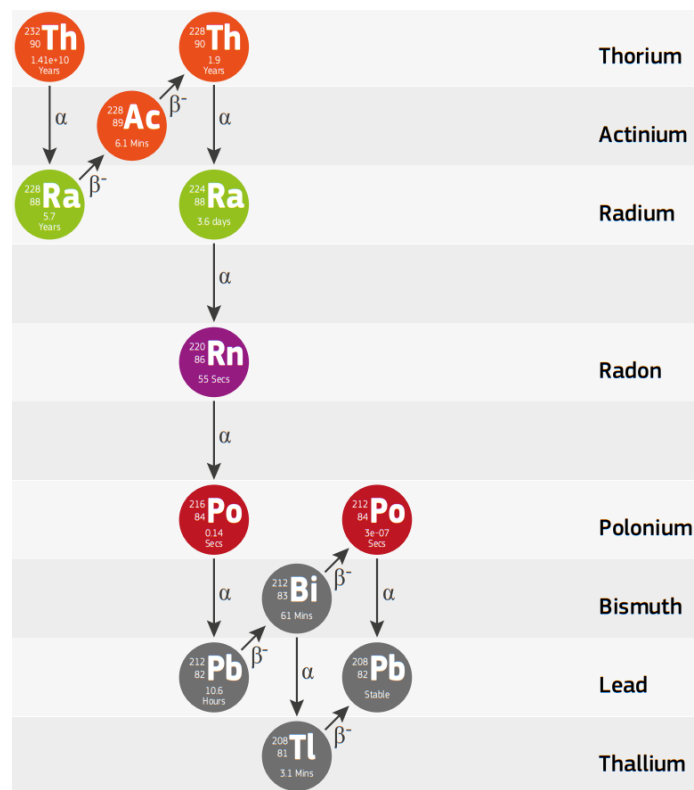


Figura 1.5: Catena del decadimento radioattivo del radionuclide  $^{232}\text{Th}$  [7].

Il torio mostra concentrazioni elevate nelle rocce ignee acide, come i graniti, e nelle rocce sedimentarie contenenti minerali pesanti resistenti, come lo zirconio. Alcune rocce metamorfiche feldspatiche ad alto grado possono presentare concentrazioni superiori alla media crostale.

Le concentrazioni più basse di torio si osservano invece nelle rocce basiche e ultrabasiche come i basalti, nelle rocce carbonatiche come i marmi e nelle rocce metamorfiche derivate da carbonati.

## Il potassio

Il potassio (K) è un metallo alcalino con numero atomico  $Z$  pari a 19 e una massa atomica  $A$  pari a 39. In natura è presente sotto forma di tre isotopi, di cui due stabili, ovvero il  $^{39}\text{K}$  (93.3% della massa totale del potassio) e il  $^{41}\text{K}$  (6.7%) e, infine, uno radioattivo

a lunga vita media,  $^{40}\text{K}$  (0.0117%), con un tempo di dimezzamento di circa  $1.25 \times 10^9$  anni.

L'isotopo  $^{40}\text{K}$  decade in due modi principali:

- $\beta^-$  nel 89.3% dei casi in  $^{40}\text{Ca}$ ;
- per EC accompagnata dall'emissione di un fotone  $\gamma$  di energia 1.46 MeV nel 10.7% dei casi in  $^{40}\text{Ar}$ .

Il potassio tende ad accumularsi nelle rocce magmatiche e vulcaniche acide e fortemente differenziate, così come nelle rocce metamorfiche e sedimentarie derivate da esse. Elevate concentrazioni si trovano anche in sequenze evaporitiche.

In Tabella 1.1 sono riportate ulteriori informazioni per quanto concerne i radionuclidi primordiali.

<b>Tipo di roccia</b>	<b>Uranio (U)</b>	<b>Torio (Th)</b>	<b>Potassio (K<sub>2</sub>O)</b>	<b>Osservazioni principali</b>
Rocce ignee acide (graniti, rioliti)	3–15 mg/kg	>10 mg/kg (fino a 50)	2.5–6 %	Elevate concentrazioni di radionuclidi naturali (U, Th, K).
Rocce intermedie (dioriti, andesiti)	1–5 mg/kg	2–10 mg/kg	1–2 %	Contenuti medi di elementi radioattivi.
Rocce basiche (gab-bri, basalti)	0.1–2 mg/kg	0.1–4 mg/kg	0.5–1.3 %	Radioattività naturale ridotta.
Rocce ultrabasiche (peridotiti, duniti)	<0.1 mg/kg	<0.1 mg/kg	0.01–0.6 %	Poverissime in U, Th e K.
Rocce sedimentarie (scisti, argille, arenarie)	1–10 mg/kg (fino a 50)	1–12 mg/kg (fino a 20)	0.01–5 % (fino a 6)	Variabilità legata alla composizione detritica.
Rocce carbonatiche (calcari, dolomie, marmi)	<3 mg/kg	<3 mg/kg	<0.01–0.5 %	Radioattività molto bassa.
Rocce metamorfiche	0.1–15 mg/kg	0.1–67 mg/kg	0.1–6 %	Valori analoghi alle rocce d'origine.

Tabella 1.1: Concentrazioni tipiche di Uranio (U), Torio (Th) e Potassio (K) nei principali tipi di rocce terrestri [8].

## Esposizione ambientale e radiotossicità

La radiazione ionizzante naturale è fortemente dipendente dalla concentrazione di uranio, torio e potassio presenti nelle rocce e nel suolo. Le loro concentrazioni sono espresse in mg/kg o in concentrazione equivalente eU ed eTh tramite la spettrometria gamma dei prodotti delle rispettive catene di decadimento, mentre il potassio è indicato in percentuale. L'esposizione dell'uomo può avvenire per via esterna, a causa dei radionuclidi presenti nel terreno e nei materiali da costruzione, o per via interna tramite ingestione o inalazione. Uranio e torio, se ingeriti si accumulano prevalentemente nel tessuto osseo, mentre l'inalazione è dovuta prettamente al contributo dei gas radon: il  $^{222}\text{Rn}$  dalla serie dell'uranio, principale sorgente di dose naturale, e il  $^{220}\text{Rn}$  dalla serie del torio, meno rilevante per la sua breve emivita.

Attività antropiche come estrazione di minerali, uso di fertilizzanti fosfatici e combustione del carbone possono aumentare localmente la concentrazione di radionuclidi naturali. Il potassio naturale contiene l'isotopo radioattivo  $^{40}\text{K}$ , che contribuisce sia con radiazione gamma esterna sia con radiazione interna, poiché viene incorporato nei tessuti in proporzione fissa tramite i normali processi fisiologici. L'attività del  $^{40}\text{K}$  nel suolo è quasi sempre più impattante di quella di U e Th.

La caratterizzazione di U, Th e K nei materiali geologici è fondamentale per valutare la dose da radiazione naturale e il rischio radiologico negli ambienti abitati.

## 1.4 Misure radiometriche e valutazione del rate di dose gamma terrestre

### 1.4.1 Conteggi totali e relazione con le concentrazioni

Le misure di *Total Counts* (TC), ottenute con rivelatori a scintillazione o contatori Geiger-Müller, forniscono il rate di conteggio  $n_{TC}$  (numero di conteggi al secondo, cps) sul campo. Il rate è approssimabile mediante una combinazione lineare delle concentrazioni

di K, Th e U:

$$n_{TC} = s_K C_K + s_{Th} C_{Th} + s_U C_U + n_{bg},$$

dove  $s_i$  sono le sensibilità strumentali per ciascun radionuclide,  $C_i$  le concentrazioni (ad es. g/kg o Bq/kg) e  $n_{bg}$  il background. La conversione del count rate in rate di dose (nGy/h) richiede la calibrazione specifica dello strumento.

### 1.4.2 Spettrometria gamma multicanale e fotopicchi

Gli spettrometri multicanale basati su scintillatori registrano lo spettro in canali energetici e permettono di isolare i fotopicchi (Figura 1.6):

- $^{40}\text{K}$ : linea principale a circa 1461 keV;
- $^{214}\text{Bi}$  (catena di  $^{238}\text{U}$ ): linea principale a circa 1764 keV;
- $^{208}\text{Tl}$  (catena di  $^{232}\text{Th}$ ): linea principale a circa 2615 keV.

Le concentrazioni si ottengono con metodi matriciali o di *stripping* per correggere le sovrapposizioni spettrali e calcolare  $C_K$ ,  $C_{Th}$ ,  $C_U$ .

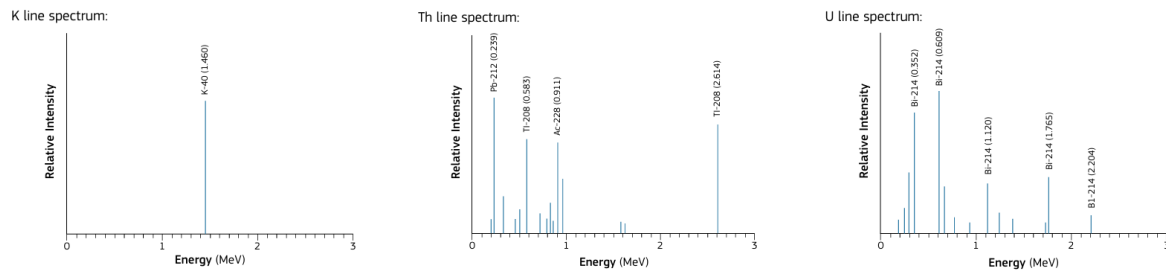


Figura 1.6: Gli spettri teorici di emissione raggi gamma del potassio, del torio e dell'uranio

### Formula empirica per il TGDR

Una formula comunemente usata per stimare il *Terrestrial Gamma Dose Rate* (TGDR) in nGy/h a partire dalle attività è:



$$\text{TGDR (nGy/h)} = 0.0417C_K + 0.604C_{Th} + 0.462C_U$$

dove  $C_K$ ,  $C_{Th}$ ,  $C_U$  sono le attività (Bq/kg) di  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ .

Questa relazione assume:

1. equilibrio radioattivo nelle catene di decadimento di U e Th;
2. omogeneità del suolo in termini di densità e composizione chimica (valori medi standard per  $\rho_s$  e  $(\mu/\rho)_s$ ).

La validità delle stime può essere compromessa in presenza di disequilibri di catena, depositi superficiali recenti, o eterogeneità geologica. In sintesi, la radioattività naturale è una componente intrinseca del nostro ambiente, originata sia da isotopi primordiali sia da radionuclidi cosmogenici. La comprensione della loro distribuzione, concentrazione e dei meccanismi di decadimento è essenziale per applicazioni che spaziano dalla geologia alla radioprotezione, fornendo anche strumenti preziosi per la datazione di materiali naturali e per lo studio dei processi cosmici. Complessivamente, l'esposizione media annuale da radiazioni naturali è stimata intorno a 2–3 mSv, variabile in funzione della geologia locale, dell'altitudine e delle abitudini di vita. Una mappa che riporta la dose annuale gamma terrestre è riportata in Figura 1.7

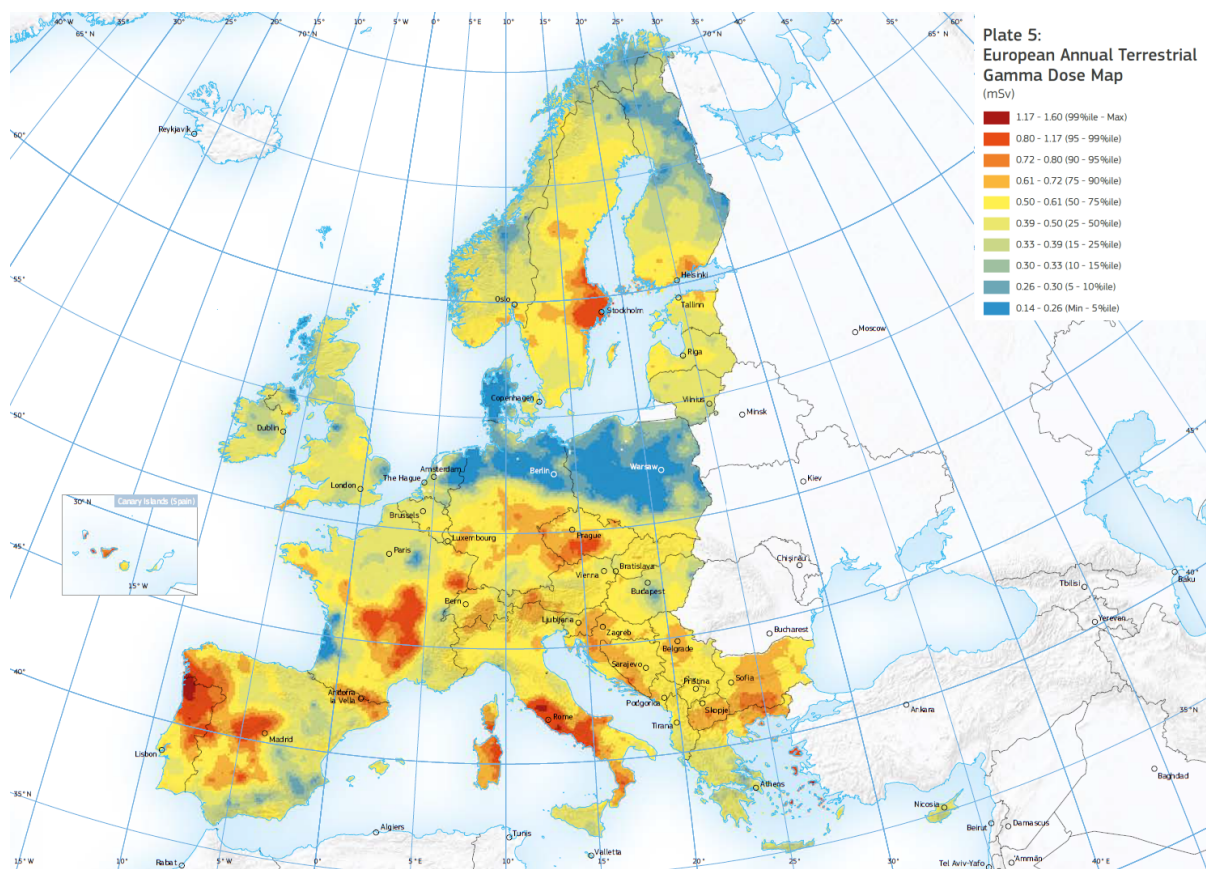


Figura 1.7: Mappa europea della dose annuale gamma terrestre. Viene mostrata la dose efficace annuale media, espressa in mSv, che una persona riceverebbe dalla radiazione terrestre assumendo che il suolo presenti concentrazioni fisse di uranio (U), torio (Th) e potassio (K) [7].

## Capitolo 2

# Rivelazione e misura della radioattività

### 2.1 Proprietà e tipologie degli scintillatori

Il metodo di rivelazione di radiazione ionizzante, nello specifico dei raggi gamma, adottato per questa tesi è quello della scintillazione. Questo sistema sfrutta la peculiarità di determinati cristalli di emettere radiazione elettromagnetica se stimolati da radiazione. Un materiale ideale per costruire uno scintillatore deve avere tali proprietà:

1. convertire l'energia cinetica delle particelle cariche in luce rivelabile con grande efficienza;
2. produrre una quantità di luce proporzionale a tale energia in un intervallo più ampio possibile;
3. il mezzo deve essere trasparente per le lunghezze d'onda della sua stessa emissione per evitare fenomeni di autoassorbimento che ne riducono l'efficienza;
4. il tempo di decadimento della luminescenza indotta deve essere breve così che possa essere generato un segnale di tipo impulsivo ad alta velocità;

5. il materiale deve presentare una buona qualità ottica e deve essere facilmente producibile in grandi dimensioni, abbastanza da poter essere utilizzato come rivelatore;
6. l'indice di rifrazione deve essere simile a quello del vetro ( $\sim 1.5$ ) per consentire un accoppiamento efficiente di luce scintillante ad un tubo fotomoltiplicatore o ad un altro sensore di luce.

Nessun materiale rispetta questi criteri simultaneamente e la scelta di uno scintillatore particolare è sempre un compromesso tra questi fattori. Fondamentalmente, gli scintillatori si dividono in due grandi famiglie: scintillatori inorganici e scintillatori organici. I primi hanno un migliore *yield* di luce e sono più lineari, ma a parte rare eccezioni hanno un tempo di risposta maggiore. I secondi risultano molto più veloci, ma presentano una resa di luce minore.

La scelta di uno scintillatore rispetto ad un altro è sempre influenzata dallo scopo dell'esperimento; infatti, la densità elevata e il grande numero di  $Z$  degli inorganici li rende ideali per la spettroscopia di raggi gamma, mentre gli organici trovano maggior applicazione nella spettroscopia beta e per la rivelazione dei neutroni veloci. Per gli esperimenti di questa tesi si è utilizzato uno scintillatore composto da ioduro di sodio drogato al tallio (che verrà discusso nello specifico più avanti) per avere un buon compromesso tra luce prodotta e velocità di raccolta dati.

## 2.2 Emissione di luce da parte della materia

In seguito a un'eccitazione esterna, i materiali possono emettere radiazione attraverso meccanismi differenti, che si distinguono in base alle transizioni elettroniche e ai tempi di decadimento associati. La fluorescenza è l'emissione di radiazione elettromagnetica nello spettro del visibile da parte di una sostanza a seguito di una sua eccitazione. Avviene quando un elettrone è eccitato da un livello più interno e quindi più energetico ad un livello esterno meno energetico e successivamente torna allo stato precedente emettendo

un fotone. Se l'elettrone torna allo stato iniziale con un'unica transizione elettromagnetica, ma popola prima dei livelli intermedi, si parla di fluorescenza ritardata, che perciò ha un tempo di emissione caratteristico più lungo rispetto quella immediata. Invece, si parla di fosforescenza quando l'elettrone viene eccitato in maniera non radiativa, ma ad esempio per un urto o agitazione termica. Questo processo fa cambiare lo stato di spin da singoletto a tripletto o viceversa, rendendo alcune transizioni proibite, perciò, per tornare al livello iniziale la particella dovrà subire un altro urto o diseccitarsi tramite vibrazione, comportando un tempo di emissione ancora più prolungato della fluorescenza ritardata. In Figura 2.1 è visibile uno schema che mostra le differenze tra le varie emissioni.

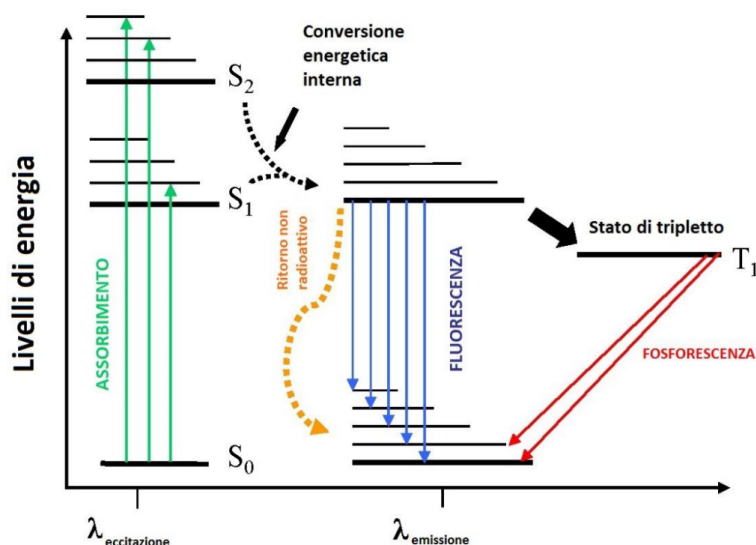


Figura 2.1: Diagramma di Perrin-Jablonski che mostra come avvengono le diverse tipologie di emissione di luce [9].

Per essere un buono scintillatore, un materiale deve convertire una frazione più larga possibile di radiazione incidente dovuta alla fluorescenza istantanea, minimizzando gli altri contributi che risultano indesiderati. Questo non è risultato un problema durante lo studio, poiché, lavorando in *pulse mode*, il *pulse shaping time* del circuito di misurazione

risulta essere più breve del tipico tempo di emissione della fluorescenza ritardata e della fosforescenza. La luce prodotta da questi ultimi arriva più o meno diffusa tra i vari impulsi e viene rivelata dal sensore di luce come un fotone singolo, che spesso non è distinguibile dal rumore. In *current mode*, avremmo invece un segnale maggiore dovuto alla post-luminescenza.

## 2.3 Interazione dei fotoni con la materia

I processi tramite cui i fotoni interagiscono con la materia variano in funzione della loro energia e del numero atomico  $Z$  del materiale bersaglio e sono: assorbimento fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie. In tutti questi fenomeni, l'energia del fotone incidente viene convertita in energia cinetica di elettroni e positroni, che costituiscono le cariche responsabili dell'emissione di luce negli scintillatori.

### 2.3.1 Assorbimento fotoelettrico

A basse energie, inferiori al centinaio di keV, il processo più probabile è l'assorbimento fotoelettrico. La probabilità che accada diminuisce con l'aumentare dell'energia come  $1/E^{3.5}$  circa, ma cresce rapidamente con il numero atomico del materiale, variando come  $Z^{4.5}$  [10]. Tale effetto è prodotto da un urto elastico tra un fotone ed un elettrone legato ad un atomo. Il fotone cede tutta la sua energia, facendo espellere l'elettrone, con energia cinetica:

$$E_e = h\nu - E_b$$

dove  $E_b$  rappresenta l'energia di legame dell'elettrone e  $\nu$  frequenza del fotone.

Dopo l'emissione dell'elettrone, l'atomo rimane ionizzato e, una volta avvenuta la ricombinazione con la lacuna residua, vengono emessi raggi X caratteristici. Questi processi secondari avvengono su scale micrometriche e contribuiscono a depositare localmente l'energia del fotone. Se tutti i prodotti rimangono intrappolati nel volume sensibile del

rivelatore, l'energia rilasciata è pari all'energia del fotone incidente; si ottiene così il picco fotoelettrico, visibile nello spettro in Figura 2.2b, che è quello di maggior interesse per le misure della tesi in quanto coincide con le energie dei gamma prodotti dai radionuclidi.

### 2.3.2 Diffusione Compton

Ad energie più elevate, l'effetto più rilevante diventa la diffusione Compton. La probabilità che avvenga decresce gradualmente con l'energia e cresce linearmente con  $Z$ . In questo processo, il fotone che urta l'elettrone quasi libero non trasferisce tutta l'energia, ma solo una parte, venendo diffuso a lunghezza d'onda maggiore rispetto quella iniziale. L'energia cinetica acquistata dall'elettrone è data dalla seguente relazione:

$$K_e = \frac{E_\gamma E'_\gamma}{m_e c^2 (1 - \cos \theta)} \quad (2.1)$$

dove  $\theta$  è l'angolo di scattering del fotone, mentre  $E_\gamma$  ed  $E'_\gamma$  sono rispettivamente la sua energia iniziale e finale.

L'angolo di scattering non ha alcuna restrizione perciò l'energia depositata dall'elettrone di rinculo varierà da 0 (per  $\theta=0$ ) ad un massimo (per  $\theta=180^\circ$ ) detto *Compton edge*, determinando così uno spettro continuo, denotato come *Compton continuum* e rappresentato in Figura 2.2b.

### 2.3.3 Produzione di coppie

Quando l'energia del fotone supera di due volte la massa a riposo dell'elettrone ( $2m_e c^2 = 1.022$  MeV), diventa possibile la produzione di una coppia elettrone-positrone nel campo coulombiano del nucleo. La probabilità per la produzione di coppie cresce rapidamente con l'energia e approssimativamente come  $Z^2$ . Nel meccanismo di produzione, il fotone viene annichilito e l'energia in eccesso è ripartita in energia cinetica fra le due particelle. Quando il positrone rallenta fino ad avere energia leggermente superiore della sua massa a riposo, si annichilirà a sua volta con un elettrone del materiale, producendo due fotoni da 0.511 MeV emessi in direzioni opposte. Se uno o entrambi questi fotoni escono

dal volume sensibile del rivelatore, nello spettro si osservano il *single escape peak* e il *double escape peak*. Tali picchi si trovano rispettivamente a  $E_1 = E_\gamma - 0.511 \text{ MeV}$  e  $E_2 = E_\gamma - 1.022 \text{ MeV}$ , dove  $E_\gamma$  è l'energia iniziale del fotone incidente. Anch'essi sono visibili in Figura 2.2b e in Figura 2.3b.

### 2.3.4 Interazioni negli scintillatori reali e materiali circostanti

Gli effetti illustrati sopra sono stati trattati come indipendenti, ma in realtà, nulla vieta che possano sovrapporsi o accadere molteplici volte, creando così elettroni secondari, terziari, etc. che a loro volta creeranno fotoni di scintillazione. Una frazione di tali fotoni può sfuggire dalla superficie del dispositivo, specialmente se l'interazione avviene vicino ai bordi (minore è il volume del cristallo e più probabile è che ciò avvenga), causando una perdita parziale di energia misurata. Nel caso ideale, avremmo processi singoli come mostrato in Figura 2.2a e l'energia dissipata nel cristallo sarebbe uguale a quella del fotone dopo essersi scontrato con il primo elettrone, oppure quella dei due fotoni prodotti dall'annichilazione e otterremmo lo spettro rappresentato in Figura 2.2b.

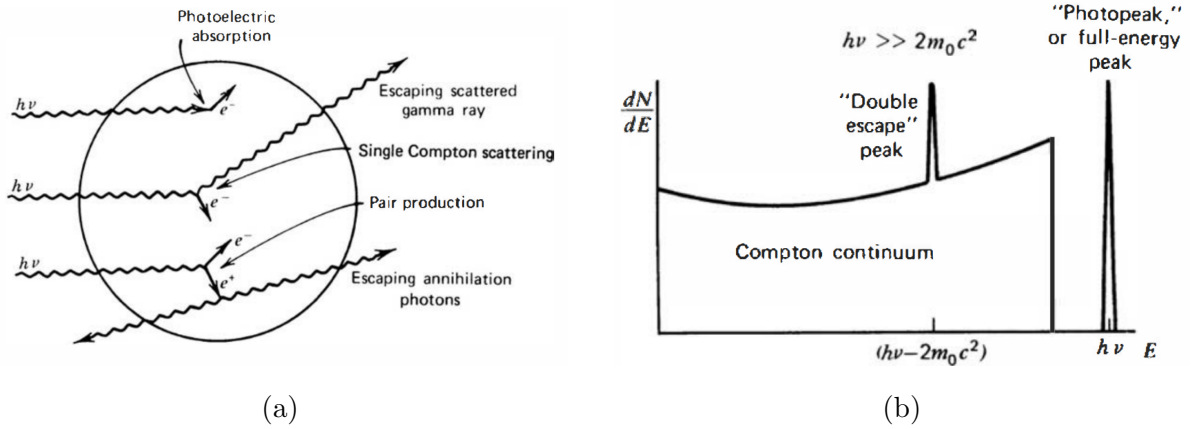


Figura 2.2: a. Schema semplificato delle interazioni di raggi gamma all'interno di uno scintillatore b. Spettro ideale di uno scintillatore di raggi  $\gamma$  monocromatici [11].

Come già citato, i fenomeni che avvengono all'interno del cristallo sono molto più complicati. Un fotone o un elettrone secondario possono sia cedere tutta l'energia all'interno



dell'apparato, sia uscire in qualsiasi momento. Uno schema più realistico è rappresentato in Figura 2.3a. Di conseguenza, non otterremmo lo spettro visto in precedenza, ma qualcosa di simile a quello mostrato in Figura 2.3b, poiché si deve tener conto che tra il Compton edge e l'energia del picco fotoelettrico si hanno dei conteggi dovuti a una parziale perdita di energia iniziale.

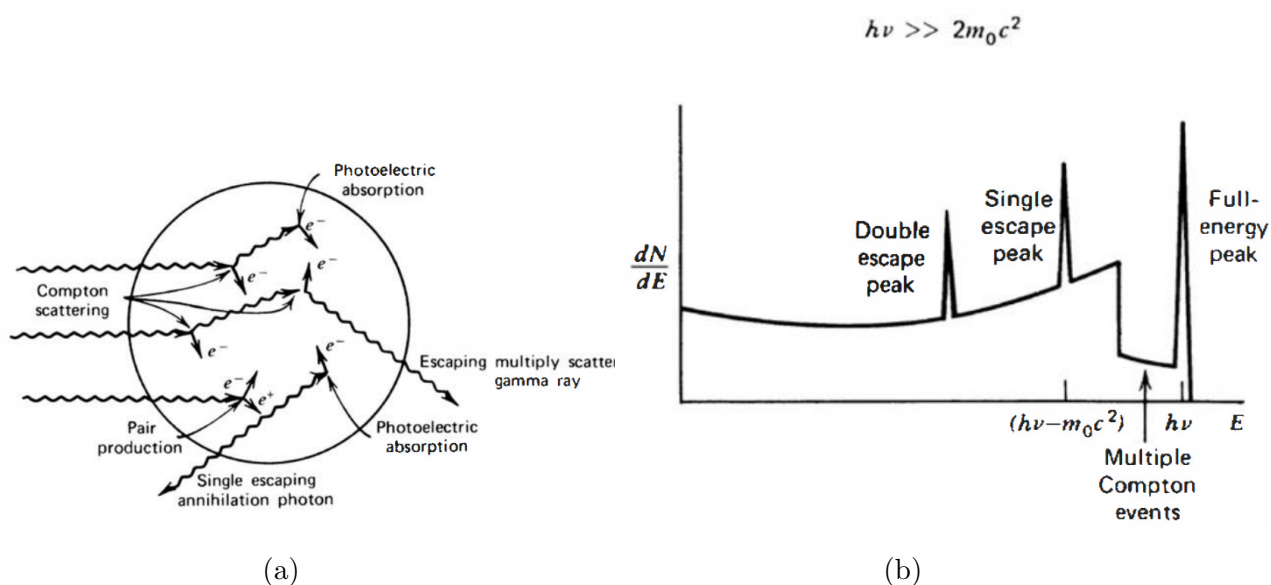


Figura 2.3: a. Schema delle interazioni di raggi gamma all'interno di uno scintillatore. b. Spettro reale di uno scintillatore di raggi  $\gamma$  monocromatici [11].

Oltre alle considerazioni precedenti, va considerato che un rivelatore non è un sistema isolato: il cristallo è circondato da un involucro riflettente, da una finestra ottica e da materiali di supporto. Questi elementi, così come i materiali presenti nell'ambiente, influenzano il modo in cui i fotoni depositano la loro energia; materiali esterni, come il contenitore in alluminio o il piombo di schermatura usato durante gli esperimenti (Paragrafo 3.3), possono diventare, invece, sorgenti di radiazioni secondarie. L'assorbimento fotoelettrico nei materiali intorno al cristallo può generare raggi X che, se penetrano nel rivelatore, producono picchi a minor energia rispetto ai raggi gamma.

Il fenomeno che, però, risulta più rilevante è il *backscattering* o retrodiffusione. Un fotone proveniente dalla sorgente subisce una diffusione Compton con un angolo  $\theta$  di  $180^\circ$  e tornando indietro impatta col materiale circostante e rientra nel rivelatore con energia ridotta (circa 0.2 – 0.25 MeV). Ciò dà origine al caratteristico picco di *backscatter* nello spettro.

Tutti questi contributi, raffigurati in Figura 2.4a, devono essere considerati per una corretta interpretazione di uno spettro, come esposto in Figura 2.4b.

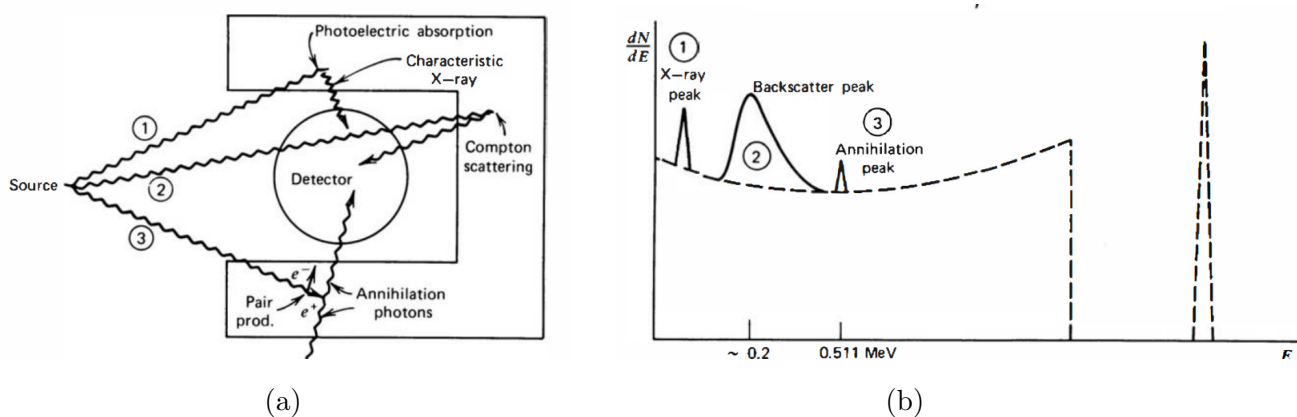


Figura 2.4: a. Interazioni con l'ambiente esterno allo scintillatore. b. Spettro reale di uno scintillatore di raggi  $\gamma$  monocromatici considerando l'interazione con l'ambiente [11].

## 2.4 Scintillatori inorganici

### 2.4.1 Meccanismi di produzione di fotoni nel visibile

Gli scintillatori inorganici hanno avuto un periodo di forte sviluppo, a partire da metà anni Ottanta ad oggi, dovuto alla scoperta e produzione di nuovi materiali che offrono un ottimo rendimento di luce prodotta e tempi di decadimento molto brevi.

Nei materiali inorganici, il meccanismo della scintillazione dipende dal reticolo cristallino e i rispettivi livelli energetici. Ciò è dovuto al fatto che in un cristallo sono disponibili solo bande di energia discrete;

- la banda inferiore viene detta banda di valenza ed è composta dagli elettroni che sono legati ai siti reticolari;
- la banda superiore di conduzione rappresenta gli elettroni a maggiore energia che possono muoversi liberamente nel cristallo;
- la banda proibita, infine, è una zona energetica non accessibile ad alcun elettrone in un cristallo puro e che separa le altre due bande.

Un elettrone può passare dalla banda di valenza a quella di conduzione generando una lacuna se assorbe un'energia maggiore dell'energia di gap, ma questo processo presenta due problematiche per i nostri scopi; infatti, in un cristallo puro la produzione di un fotone per diseccitazione dell'elettrone che torna ad occupare la lacuna è molto inefficiente. Inoltre, i tipici gap hanno un valore troppo alto per la produzione nel *range* del visibile. Per sopperire a questo problema, negli scintillatori inorganici vengono aggiunte deliberatamente delle impurità, che vengono chiamate attivatori, che permettono di aumentare la possibilità di emissione di un fotone nel visibile modificando la normale struttura delle bande energetiche tramite la creazione di siti speciali nel cristallo, che rendono anche accessibili dei livelli nella *forbidden band* dove possono diseccitarsi gli elettroni emettendo fotoni all'energia desiderata. Una rappresentazione di questo processo è visibile in Figura 2.5. Questi siti di diseccitazione sono chiamati centri di luminescenza o di ricombinazione.

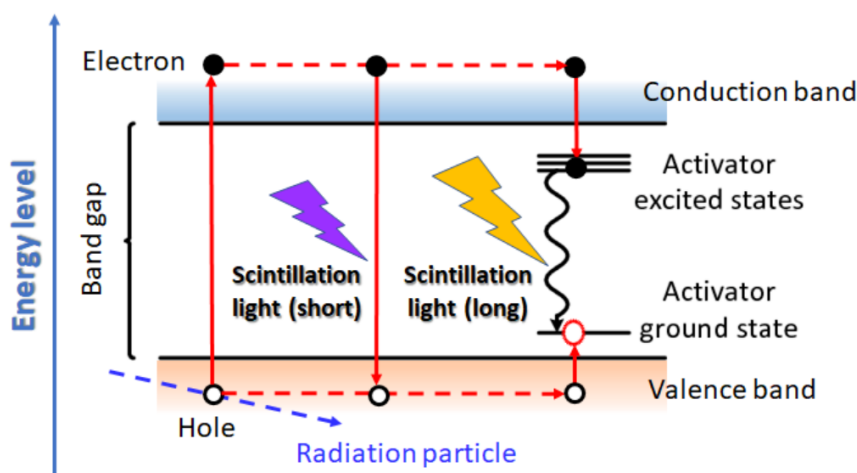


Figura 2.5: Schematizzazione delle bande energetiche di un cristallo scintillatore. Viene mostrato come gli atomi attivatori cambino i livelli e le energie [12].

Quando una particella carica attraversa un materiale scintillante inorganico, cede parte della propria energia al mezzo, provocando la formazione di un gran numero di coppie elettrone-lacuna. Le lacune tendono a migrare rapidamente nel reticolo fino a raggiungere il sito attivatore.

L'attivatore gioca un ruolo cruciale nel determinare le proprietà di luminescenza del materiale, infatti, se scelto opportunamente, la configurazione eccitata dell'attivatore possiede una transizione consentita verso lo stato fondamentale, questa si diseccita rapidamente emettendo un fotone di energia di qualche eV e quindi nello spettro visibile. I tempi di decadimento tipici degli stati eccitati vanno da circa 30 a 500 nanosecondi, mentre il tempo di migrazione degli elettroni è molto più breve: ciò significa che le configurazioni eccitate si formano praticamente simultaneamente e l'andamento temporale della luce emessa è determinato dal tempo di decadimento caratteristico degli stati dell'attivatore.

In molti scintillatori inorganici la luminescenza può essere approssimata da un'unica costante di decadimento esponenziale, ma spesso si osservano più componenti temporali. Ulteriori processi possono interferire sul comportamento temporale della luce emessa:

- la già citata fosforescenza genera un'emissione ritardata indesiderata;
- un'altra possibilità è rappresentata dal *quenching*<sup>1</sup>;
- la migrazione di elettroni e lacune non è sempre indipendente, può avvenire anche la formazione di un eccitone, una coppia  $e^-/h^+$  legata che si sposta come un'entità unica fino ad un sito attivatore. La ricombinazione presso l'attivatore può portare all'emissione di scintillazione luminosa.

La presenza di tali effetti, oltre che la fluttuazione statistica dei conteggi, fa sì che la risoluzione degli strumenti non vada a zero, ma che ci sia un limite inferiore sistematico, come verrà messo in evidenza nel Paragrafo 3.2.

### 2.4.2 Efficienza e rendimento della scintillazione

L'efficienza del processo scintillante può essere stimata da semplici considerazioni energetiche. In media, nei materiali inorganici è necessaria circa tre volte l'energia del band gap per creare una coppia elettrone-lacuna. Nel caso dello ioduro di sodio NaI, ciò corrisponde a circa 20 eV per coppia. Pertanto, una particella che deposita 1 MeV nel cristallo genera approssimativamente  $5 \times 10^4$  coppie elettrone-lacuna. Diversi esperimenti hanno mostrato che lo ioduro di sodio attivato con tallio NaI(Tl) presenta una efficienza scintillante assoluta di circa il 12%, ovvero l'assorbimento di 1 MeV di energia produrrebbe circa  $1.2 \times 10^5$  eV, pari a circa  $4 \times 10^4$  fotoni ciascuno con un'energia media di 3 eV. Questo implica che quasi ogni coppia elettrone-lacuna originata contribuisce all'emissione di un fotone, indicando un'elevata efficienza di trasferimento energetico verso gli attivatori [11].

Un altro aspetto fondamentale dei cristalli attivati è la loro trasparenza alla luce di scintillazione. Nei cristalli puri, l'energia richiesta per creare una coppia  $e^-/h^+$  è simile a

---

<sup>1</sup>Il *quenching* consiste in meccanismi di transizione non radiativa tra stati eccitati e stato fondamentale, nei quali l'energia viene dissipata sotto forma di calore invece che di luce. Poiché questi processi non sono rivelati viene ridotta l'efficienza complessiva del processo scintillante, costituendo una perdita di segnale.

quella rilasciata nella loro ricombinazione causando forti fenomeni di autoassorbimento<sup>2</sup>. L'introduzione di impurità risolve questo problema poiché l'emissione avviene tramite una transizione a energia più bassa dovuta ai livelli dell'attivatore all'interno del gap. Di conseguenza, la luce emessa non viene riassorbita dal cristallo stesso, migliorando notevolmente la trasparenza e l'efficienza della raccolta della luce.

Gli spettri di emissione dei principali scintillatori inorganici mostrano una forte variabilità, ma in generale vengono progettati affinché la loro emissione ricada nella regione di massima sensibilità dei dispositivi fotonici di rivelazione, come i fotomoltiplicatori o i fotodiodi. Il rendimento luminoso degli scintillatori inorganici è, in generale, più proporzionale all'energia depositata rispetto a quello degli scintillatori organici, dove le perdite per quenching e non linearità sono più significative.

Tuttavia, anche nei materiali inorganici la resa può variare a seconda del tipo di particella ionizzante. In particolare, le particelle pesanti producono una minore quantità di luce per unità di energia depositata rispetto alle particelle leggere.

## 2.5 Apparat di rivelazione di raggi gamma

### 2.5.1 Scintillatori al NaI(Tl)

Nel 1948 Robert Hofstadter scoprì che il cristallo di ioduro di sodio NaI attivato con una piccola quantità di tallio NaI(Tl) produceva una luminosità di scintillazione molto più elevata rispetto ai materiali organici usati in precedenza. Questa scoperta segnò l'inizio della moderna spettrometria a scintillazione per raggi gamma. Ancora oggi il NaI(Tl) è uno dei materiali più utilizzati grazie alla possibilità di produrlo in grandi volumi a basso costo e di modellarlo in varie forme, nonostante esistano scintillatori più recenti con prestazioni migliori in termini di risoluzione o velocità. In Figura 2.6 è riportata la schematizzazione di un cristallo accoppiato con un tubo fotomoltiplicatore.

---

<sup>2</sup>Questo fenomeno è stato trattato per le sorgenti più nello specifico nel Paragrafo 3.4.

Il cristallo è igroscopico e deve essere racchiuso in contenitori ermetici per evitare il deterioramento dovuto all'umidità. Il rendimento luminoso è di circa 38.000 fotoni per MeV, valore che per anni ha rappresentato lo standard di riferimento per la misura della luce di scintillazione. Tuttavia, il NaI(Tl) mostra una certa non proporzionalità tra energia depositata e luce emessa, più evidente a basse energie. Per la calibrazione dello strumento, questo effetto non è stato trascurabile ed è stato trattato nel Paragrafo 3.1. La costante di decadimento principale dell'impulso di scintillazione è di circa 230 ns, con una componente di fosforescenza più lunga ( $\approx 0,15$  s) che contribuisce a circa il 9% del totale della luce.

Le prestazioni del NaI(Tl) dipendono anche dalla temperatura, all'aumentare di essa la resa luminosa diminuisce e peggiora la risoluzione energetica, mentre la velocità di decadimento tende ad aumentare. Le variazioni osservate sono dovute alla presenza di diversi meccanismi di trasporto di carica verso i siti attivi del tallio, ciascuno con una propria dipendenza termica. L'uso di tempi di integrazione lunghi nei circuiti di misura riduce l'effetto di tali variazioni.

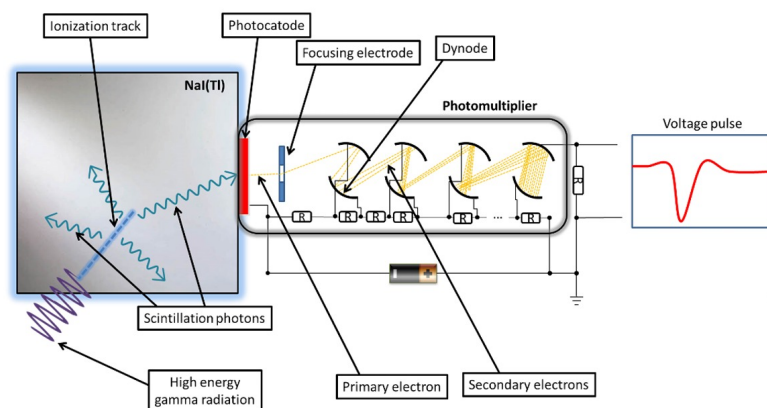


Figura 2.6: Illustrazione dello scintillatore al NaI(Tl) utilizzato, accoppiato con un tubo fotomoltiplicatore [13].

### 2.5.2 Tubi fotomoltiplicatori (PMT)

Per poter campionare i debolissimi impulsi luminosi prodotti dai dispositivi descritti sopra è necessario l'ausilio di strumentazioni che convertano pochi elettroni in segnali elettrici misurabili; degli esempi sono i fotodiodi a valanga (APD), i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) oppure i tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questi ultimi sono largamente utilizzati per la spettrometria e sono in grado di trasformare impulsi dell'ordine di poche centinaia di fotoni in correnti abbastanza intense e con un livello di rumore estremamente basso da essere analizzate. Il fotomoltiplicatore provvede ad amplificare la corrente tipicamente di un fattore  $10^6$ . Un altro vantaggio è che questi componenti operano con elevata linearità, mantenendo la proporzionalità tra numero di elettroni e ampiezza del segnale anche su ampi intervalli di intensità. Inoltre, la risposta temporale conserva gran parte delle informazioni del segnale ottico originario: un impulso luminoso di brevissima durata genera un segnale elettronico di pochi nanosecondi.

Un PMT è costituito da un involucro sottovuoto, generalmente in vetro, che contiene due componenti principali:

1. Il fotocatodo, una superficie fotosensibile che permette la conversione della radiazione luminosa incidente in una corrente mediante l'effetto fotoelettrico.
2. Gli elettro-moltiplicatori, componenti destinati sia alla raccolta efficiente degli elettroni emessi, sia alla loro amplificazione per impatto.

L'efficienza di questi dispositivi è misurata con la *quantum efficiency* ovvero il rapporto tra elettroni emessi e fotoni incidenti; solitamente si hanno valori attorno al 20-30%, variabili con la lunghezza d'onda della luce assorbita.

La debole corrente uscente dovrà essere amplificata per essere rilevata e ciò è possibile attraverso una serie di elettrodi chiamati dinodi. Quando un elettrone colpisce un dinodo, trasferisce la propria energia cinetica agli elettroni del materiale dando origine a elettroni secondari. Nei PMT non è presente un solo dinodo, ma molteplici, così che, insieme a dei campi elettrici che accelerano gli elettroni, si possa creare un effetto a cascata che ci



restituisce correnti abbastanza elevate da essere rilevate. La formula che ci dà il guadagno complessivo è:

$$G = \alpha \cdot \delta^N$$

con  $\alpha$  la frazione di elettroni raccolti da ogni stadio,  $N$  il numero di stadi e  $\delta$  è il numero di elettroni secondari.

Ad esempio, con  $\delta = 5$  e  $N = 10$  si ottiene  $G \approx 10^7$ .

Il rivelatore utilizzato per la raccolta dei dati sperimentali è stato il GammaEDU SP5640 [13], progettato per la misura e l'identificazione di materiali radioattivi naturali e artificiali. Il sistema è basato su un cristallo scintillatore al NaI(Tl) ed è accoppiato a un PMT e alla base elettronica CAEN S2580  $\gamma$ stream, che integra un analizzatore multicanale (MCA) attivo direttamente nella base del fotomoltiplicatore, utilizzato per digitalizzare l'impulso elettrico (visibile in Figura 2.6). La schematizzazione delle componenti principali e una foto del dispositivo sono presenti in Figura 2.7.

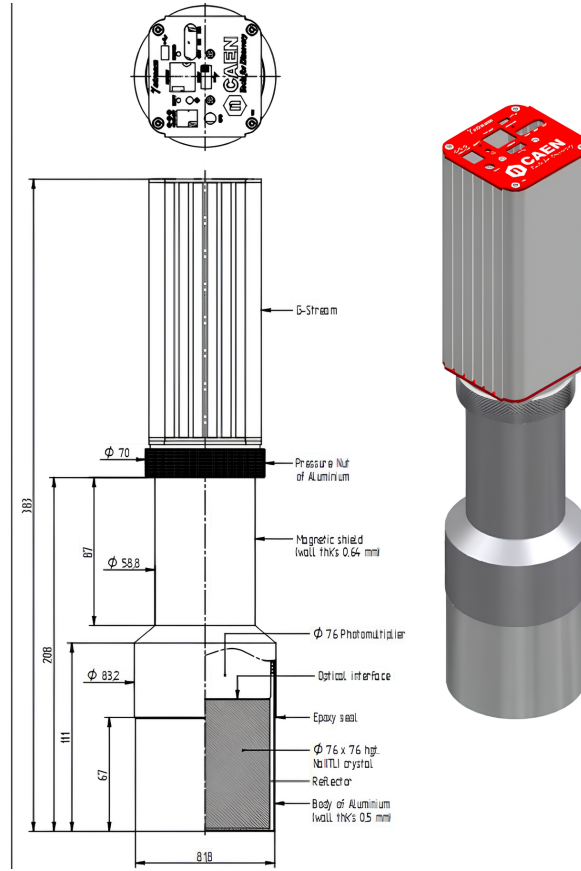


Figura 2.7: L'immagine mostra il rivelatore GammaEDU SP5640 e una schematizzazione delle sue componenti [13].

### 2.5.3 Rivelatore a stato solido al HPGe

Un rivelatore a stato solido *HPGe* (*High Purity Germanium*), è costituito da un diodo semiconduttore in germanio dall'elevata purezza ottenuto tramite un processo detto di *Zone Refining*. Una concentrazione di impurità così bassa, pari circa a  $10^9 - 10^{10}$  atomi/cm<sup>3</sup>, consente il formarsi di grandi *depletion region* nel diodo, che raggiungono dimensioni dell'ordine dei centimetri. In tal modo si ottengono rivelatori con un volume significativo (per un semiconduttore) e una buona raccolta di carica.

Esistono due tipologie di geometrie che sono maggiormente utilizzate per questo rivelatore solido:

- la geometria planare, che ha piccoli spessori e contatti sottili che minimizzano l'attenuazione dovuta alla parte inattiva del cristallo. È adatta per raggi gamma a bassa energia e raggi X per via del minor rumore;
- la geometria coassiale, usata per grandi volumi attivi che ha migliore efficienza alle alte energie. La forma del campo elettrico è non uniforme e influenza la forma degli impulsi e i tempi di raccolta.

Il vantaggio nell'usare questo tipo di rivelatore, rispetto ad uno scintillatore come il NaI(Tl), sta nell'elevata risoluzione energetica; a parità di energia incidente, la fluttuazione statistica nel numero di coppie  $e^-/h^+$  è molto inferiore. Ciò comporta che i picchi energetici risultino molto più stretti, infatti la *FWHM* (*Full Width at Half Maximum*) tipica è dell'ordine di pochi eV/keV, a seconda della dimensione del rivelatore. Nella Tabella 2.1 è riportato un confronto tra i valori tipici della FWHM, a parità di energia, dei rivelatori HPGe e NaI(Tl), mentre in Figura 2.8 è visibile la comparazione tra due spettri.

Energia	Valori tipici per HPGe [11]	Valori tipici per NaI(Tl) [14] [15]
6 keV	0.2 keV	2-4 keV
1.3 MeV	2 keV	60-90 keV

Tabella 2.1: Confronto fra i valori della FWHM a parità di energia tra rivelatori HPGe e NaI(Tl).

I rivelatori ad HPGe non presentano solo vantaggi rispetto agli scintillatori, ma anche diverse problematiche. L'intervallo di temperatura a cui devono essere mantenuti per operare è attorno ai 77 K per ridurre al minimo il rumore termico. Tale temperatura viene raggiunta tramite azoto liquido o compressori meccanici detti *coolers*.

Un altro svantaggio è il tempo di raccolta molto più lungo, dell'ordine di  $10^{-9} - 10^{-6}$  s. Ogni volta che un fotone interagisce col diodo, produce elettroni e lacune che devono essere raccolte dagli elettrodi del diodo. L'elettronica del rivelatore misura la corrente o la

tensione rispetto al tempo dovuta al movimento delle cariche. Tale variazione temporale è il tempo che intercorre dal momento dell'interazione fino alla completa raccolta delle cariche ed è detto *pulse shape* e risulta essere molto lungo perché varia con la posizione in cui avviene l'interazione, che non è sempre favorevole per la raccolta.

Dalla trattazione si può trarre che è preferibile utilizzare scintillatori come il NaI(Tl) quando è richiesta un'alta efficienza, si necessita di un conteggio rapido, se si dispone di un basso budget oppure per portabilità. Il NaI(Tl) è più adatto per misure quantitative in cui la risoluzione fine non è cruciale; d'altra parte, l'HPGe viene utilizzato quando è necessario distinguere linee energetiche molto vicine ed è perciò richiesta un'elevata precisione energetica. Per esempio, l'HPGe è usato per identificare isotopi, per effettuare misure di energia con errore inferiore al keV o per separare picchi deboli dal continuo. Una comparazione degli spettri che si ottengono con i due diversi sistemi è riportata in Figura 2.8.

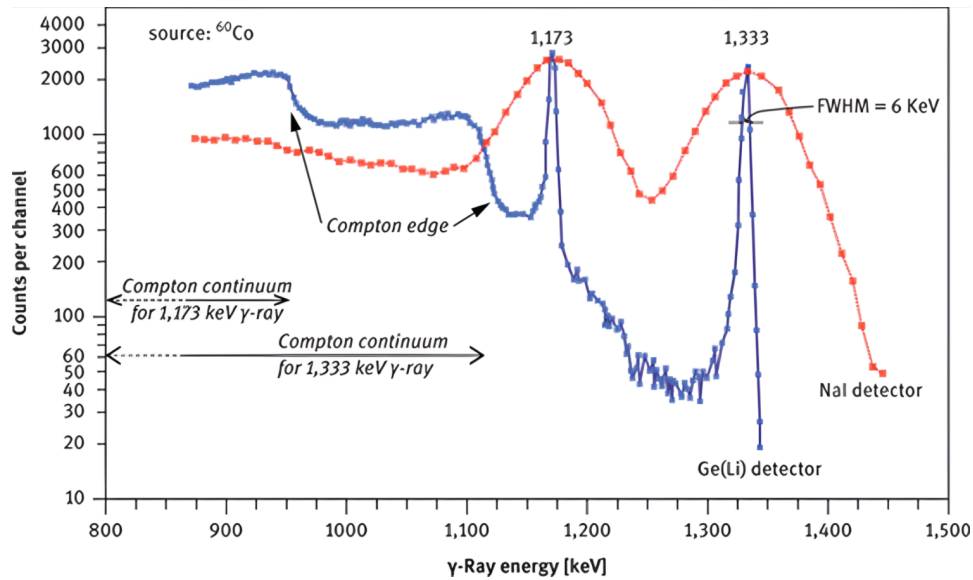


Figura 2.8: Comparazione tra due spettri ottenuti con un rivelatore allo stato solido al HPGe e uno scintillatore al NaI(Tl) [16].

# Capitolo 3

## Misure eseguite e risultati

### 3.1 Calibrazione energetica

Gli spettri gamma prodotti dal sistema GammaEDU SP5640 sono riportati in canali di ADC, quindi per una più immediata lettura dei dati è necessario effettuare una calibrazione energetica. Prendendo in analisi lo spettro non calibrato di un sampietrino, riportato in Figura 3.1a e Figura 3.1b, si possono vedere i picchi prodotti dai radionuclidi primordiali contenuti, che sono stati messi in evidenza, ma non è possibile determinarne l'energia senza calibrare lo strumento.

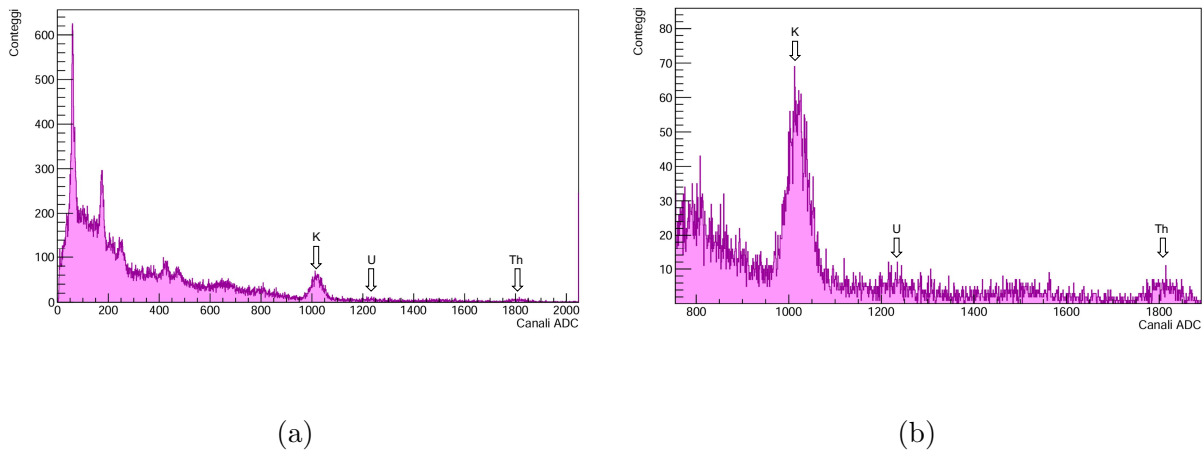


Figura 3.1: Spettro non calibrato di un sampietrino e ingrandimento nella regione dei picchi dei radionuclidi K, U e Th.

Per poter riportare i valori in energia depositata (keV) è necessario ottenere una retta di calibrazione utilizzando radioisotopi che emettono raggi  $\gamma$  a energie ben note.

Tramite un fit gaussiano nella regione corrispondente all'energia della sorgente è possibile ottenere il valore del canale ADC relativo al picco di emissione e la deviazione standard, utile a stimare anche la risoluzione energetica.

Come anticipato nel Paragrafo 2.5.1, la risposta dello scintillatore differisce a basse e alte energie, perciò sono state eseguite due calibrazioni energetiche. Come radionuclidi sorgente, per quella a basse energie sono stati utilizzati:

- $^{241}\text{Am}$ :  $E_\gamma = 59.5$  keV con probabilità di emissione del 35.94%;
- $^{207}\text{Bi}$ :  $E_\gamma = 569.70$  keV con probabilità di emissione del 97.75%;
- $^{137}\text{Cs}$ :  $E_\gamma = 661.66$  keV con probabilità di emissione del 85.12%.

Per la calibrazione ad alte energie sono stati considerati i gamma dalla stessa sorgente, il  $^{207}\text{Bi}$  riportati in Figura 3.2, perché abbastanza equispaziati energeticamente e ben riconoscibili. Le loro energie sono:

- $E_\gamma = 569.70$  keV con probabilità di emissione del 97.75%;
- $E_\gamma = 1063.70$  keV con probabilità di emissione del 74.53%;
- $E_\gamma = 1770.23$  keV con probabilità di emissione del 6.87%.

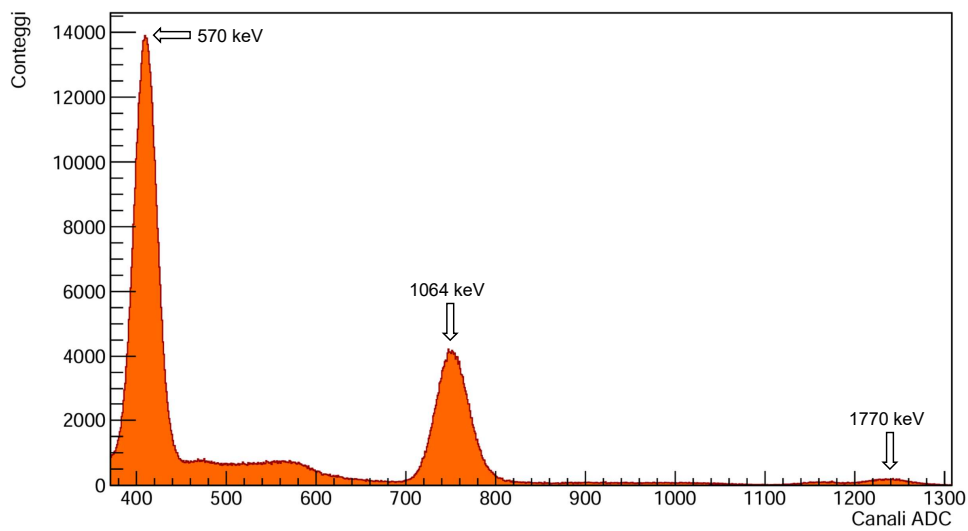


Figura 3.2: Spettro del  $^{207}\text{Bi}$  dove vengono messi in evidenza i picchi dei tre raggi gamma usati per la calibrazione.

Rinominando i canali dell'ADC e l'energia rispettivamente  $Ch$  ed  $E$ , la retta di calibrazione segue l'equazione:

$$Ch = m \cdot E + q$$

Per riportare i canali dello strumento in keV si ricava dall'equazione sopra che:

$$E = \frac{Ch}{m} - \frac{q}{m}$$

In Figura 3.3 è riportato il fit eseguito per basse energie con cui è stato possibile ricavare il coefficiente angolare e l'intercetta:

$$m = (0.70 \pm 0.02) \frac{\text{Ch}}{\text{keV}} \text{ e } q = (5 \pm 4) \text{ Ch}$$

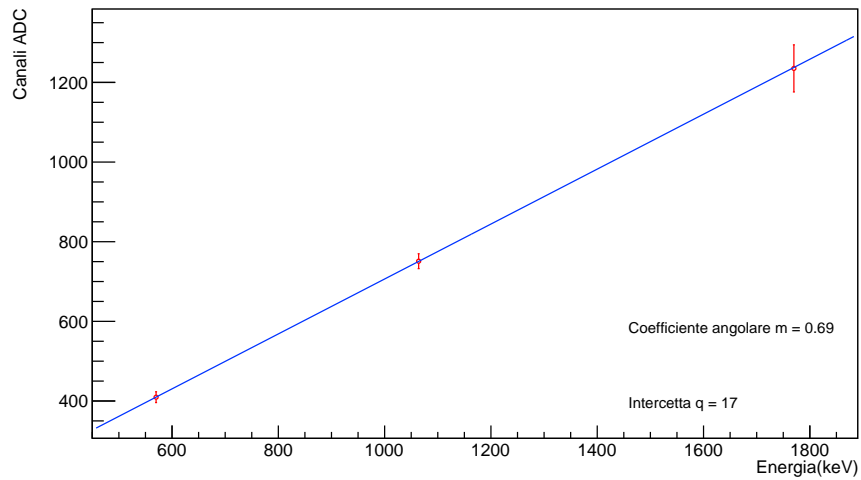


Figura 3.3: Grafico della retta di calibrazione per basse energie. I punti mostrati sono rispettivamente i picchi di  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{137}\text{Cs}$ .

Il grafico per alte energie è riportato in Figura 3.4 e i parametri del fit calcolati sono:

$$m = (0.69 \pm 0.04) \frac{\text{Ch}}{\text{keV}} \text{ e } q = (20 \pm 30) \text{ Ch}$$



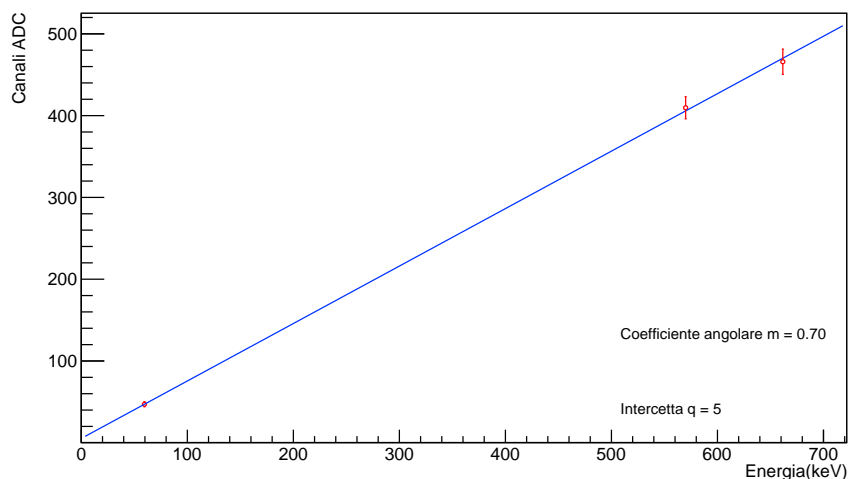


Figura 3.4: Grafico della retta di calibrazione per alte energie. I punti mostrati sono i tre picchi del  $^{207}\text{Bi}$  in ordine di energia crescente.

Si può notare dai risultati ottenuti che i due coefficienti angolari delle rette di calibrazione sono compatibili tra di loro mentre solo l'intercetta del secondo è compatibile con zero. È stata realizzata anche una calibrazione per un intervallo più ampio utilizzando tutti i punti delle precedenti ed è riportata in Figura 3.5. Rimangono comunque migliori le calibrazioni distinguendo tra basse e alte energie, ad esempio, utilizzando la calibrazione su tutto l'intervallo di energie, si ha che per la riga gamma dell'americio a 59.5 keV si ha una deviazione dal valore reale del 3.3% e per quella del torio a 2615 keV dell'1.3%, mentre utilizzando quelle specifiche si ottengono deviazioni rispettivamente di 0.1% e 0.3%

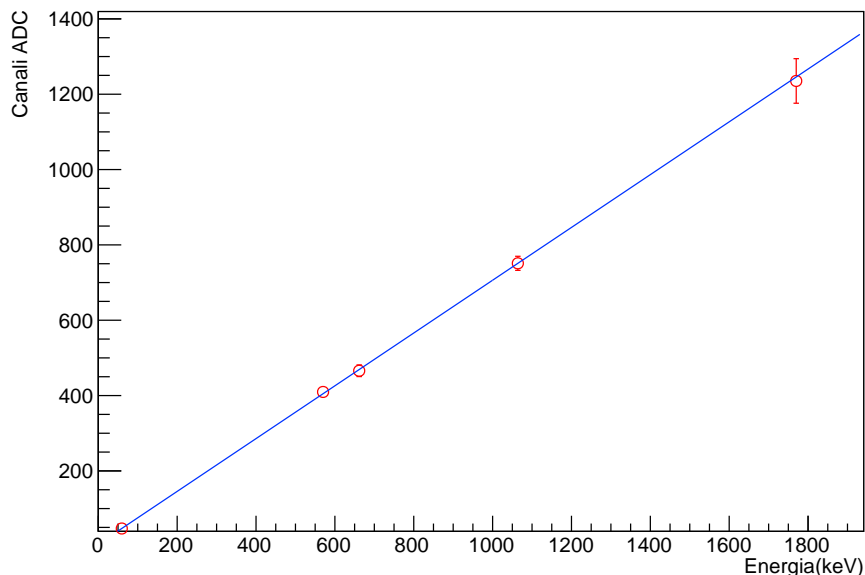


Figura 3.5: Grafico della retta di calibrazione con  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e i tre picchi del  $^{207}\text{Bi}$ .

## 3.2 Risoluzione energetica

Nel caso ideale, i picchi degli spettri energetici dovrebbero avere tutte le occorrenze nei singoli bin di emissione delle sorgenti, ma in realtà otteniamo picchi dalla larghezza variabile. Tale allargamento è dovuto ad effetti sistematici interni al dispositivo come descritto nel Paragrafo 2.4.1, ma la causa preponderante è la fluttuazione statistica del numero di fotoni emessi nel processo di scintillazione e di elettroni prodotti dal fotocatodo. Poiché si tratta di un fenomeno che segue la statistica di Poisson, avremo che la FWHM dei picchi sarà proporzionale a  $\sqrt{E}$ ; la posizione del massimo  $E_0$ , invece, è proporzionale a  $E$  [11]. Ne segue che la risoluzione del dispositivo definita come il rapporto tra queste due quantità, vale:

$$R = \frac{FWHM}{E_0} = K \cdot \frac{\sqrt{E}}{E} = K \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$$

dove  $K$  rappresenta una costante di proporzionalità.

Ciò mostra che, con l'aumentare dell'energia depositata dal fotone incidente, la risoluzione strumentale migliora. Per testare la validità di questo modello sono stati acquisiti gli spettri da tre sorgenti radioattive:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{207}\text{Bi}$ ; mentre il  $^{40}\text{K}$  deriva da un sale, il  $\text{ClK}$ , e il  $^{208}\text{Tl}$  (radioisotopo della catena del torio che emette raggi gamma) da degli elettrodi da saldatura contenenti circa il 2% di torio. È stato, poi, eseguito un fit gaussiano per calcolare la FWHM, data da  $2.35 \sigma$ , e il valore di  $E_0$ , rimuovendo l'area sotto la curva come mostrato in Figura 3.6, per eliminare il rumore, il continuum Compton o conteggi da possibili picchi vicini. Infine, i punti sperimentali sono stati fittati, seguendo un'equazione leggermente differente da quella riportata sopra, in modo tale che si tenesse conto dell'offset della risoluzione, che non va esattamente zero a causa degli effetti sistematici, come ad esempio quelli dovuti alla raccolta di luce di scintillazione.

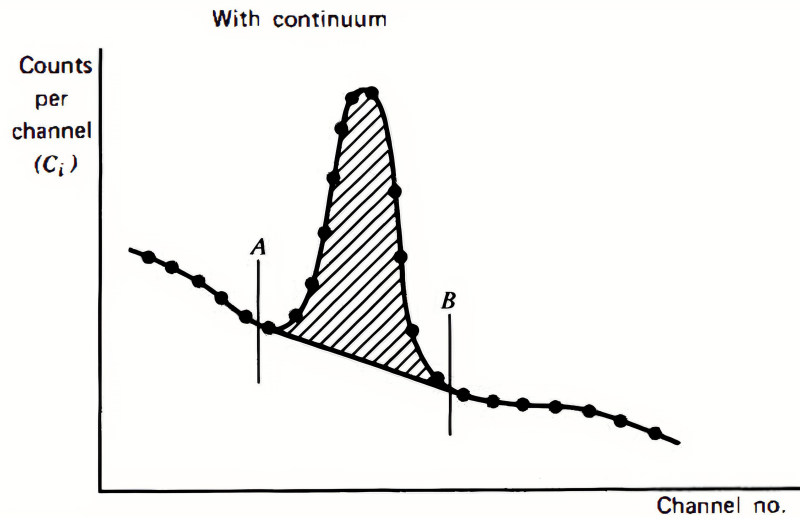


Figura 3.6: In figura è mostrata l'area del fotopicco togliendo la parte dovuta all'effetto Compton, rumore o picchi vicini approssimata come una gaussiana tagliata da una retta [11].

Tenendo conto degli effetti che generano l'offset, la funzione con la quale è stato eseguito il fit sui valori sperimentali della risoluzione in funzione dell'energia è:

$$R = \frac{K}{\sqrt{E}} + \text{costante}$$

Da tale fit si sono ricavati i parametri della funzione che seguono:

$$K = (1.24 \pm 0.02) \sqrt{\text{keV}} \text{ e una costante pari all' } (1.9 \pm 0.1) \%$$

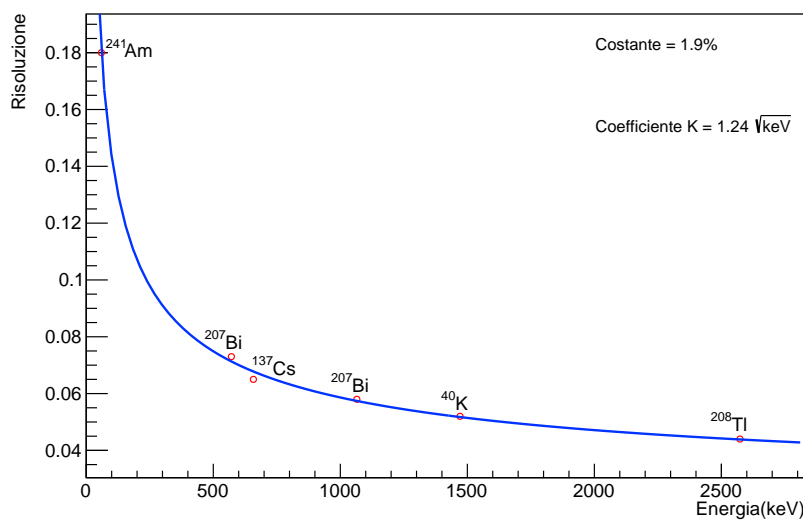


Figura 3.7: Grafico che mostra l'andamento della risoluzione del rivelatore GammaEDU basato su NaI(Tl) in funzione dell'energia.

### 3.3 Misure di fondo ambientale, in laboratorio

Il lavoro di tesi è incentrato maggiormente sullo studio dei radioisotopi primordiali K, U e Th presenti in concentrazioni variabili in oggetti di uso comune e su radioisotopi artificiali. Per studiare correttamente gli spettri energetici di questi oggetti, è necessario schermare il rivelatore per ridurre al minimo i segnali dovuti alla radiazione ambientale esterna e perciò è stato usato un pozzetto costruito con blocchi di piombo di spessore 10 cm.

Ovviamente, la schermatura non riesce a bloccare tutti i fotoni incidenti, inoltre, come anticipato nel Paragrafo 2.3.4, i raggi gamma possono eccitare gli atomi del piombo, portando all'emissione di raggi X caratteristici. Per sopperire a tali problemi, per ogni misurazione è stato prima misurato il fondo o *background* e solo dopo si è effettuata la misura dell'oggetto di interesse, in modo da poter sottrarre il rumore allo spettro desiderato e lasciare solo i conteggi effettivi. In Figura 3.8 è riportata una misura di fondo ambientale di un laboratorio del DIFA, invece, in Figura 3.9 è presente la stessa misura eseguita, però, all'interno del pozzetto in piombo. Come ci si aspetterebbe, i conteggi sono molto inferiori nella seconda misura; ciò è mostrato nella Figura 3.10 che riporta entrambi gli spettri con l'asse delle ordinate in scala logaritmica, dove la differenza di conteggi è di circa 1-2 ordini di grandezza.

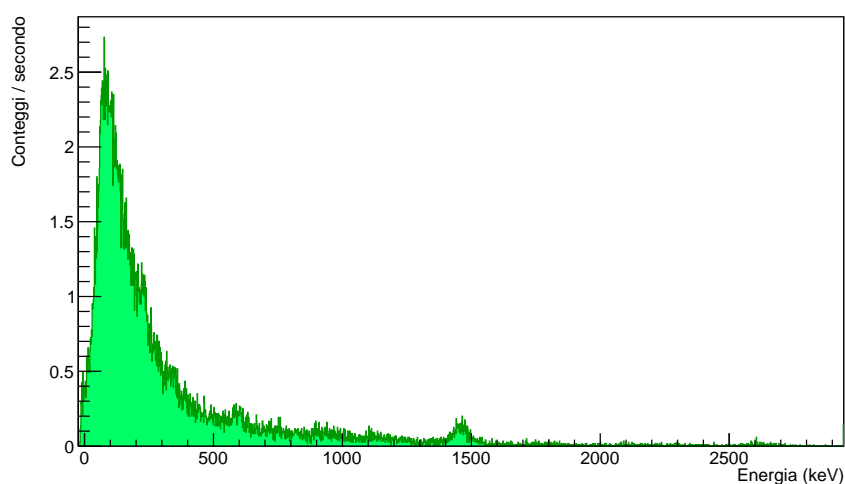


Figura 3.8: Spettro della radiazione ambientale in un laboratorio del dipartimento di fisica.

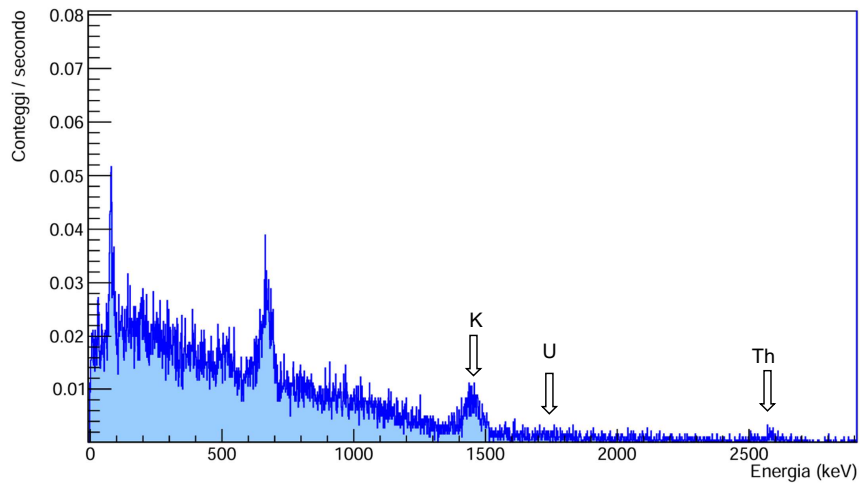


Figura 3.9: Spettro della radiazione ambientale in un laboratorio del dipartimento di fisica con l'effetto di schermatura del pozzetto in piombo.

Dalla Figura 3.9 si nota molto bene il picco del potassio a 1461 keV, leggermente il torio a 2615 keV, mentre l'uranio a 1764 keV non è distinguibile. Gli altri picchi a energie inferiori, rispettivamente a 65 e 660 keV, non sono stati caratterizzati; probabilmente il confronto di queste misure con dati ottenuti con un rivelatore al germanio avrebbero fatto sorgere ipotesi verosimili e fondate.

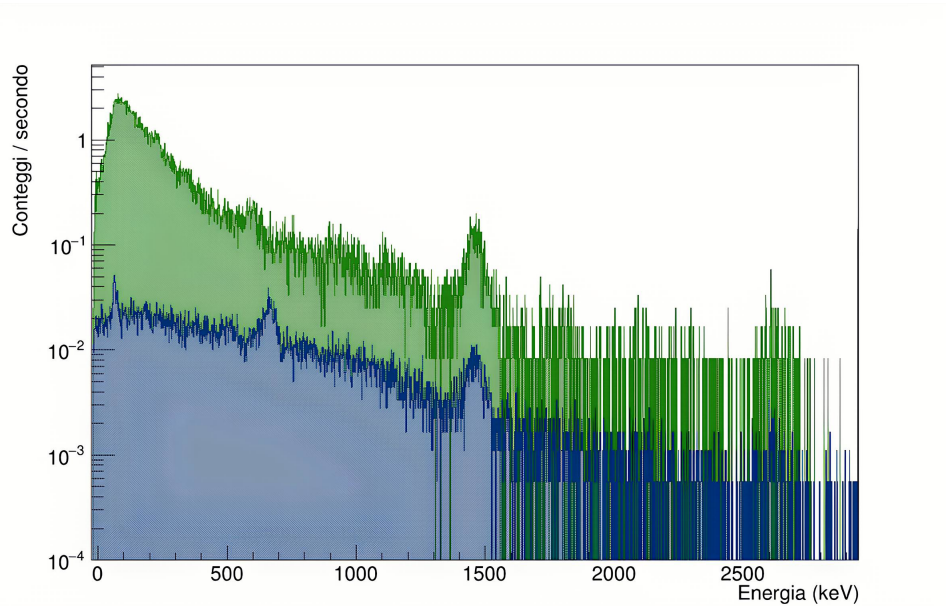


Figura 3.10: Comparazione tra spettri di radiazione ambientale con e senza l'effetto di schermatura. L'asse delle ordinate è riportato in scala logaritmica.

### 3.4 Calcolo del coefficiente di assorbimento di materiale composto da ossido di silicio $\text{SiO}_2$

Un altro fenomeno che va considerato nello studio degli spettri energetici da sorgenti è l'assorbimento dei fotoni prima di arrivare al volume sensibile del rivelatore, da parte della materia circostante. Si parla di autoassorbimento nel caso in cui l'assorbimento sia dovuto agli atomi della sorgente stessa. Per simulare questo effetto da parte di materiale roccioso, ne è stata approssimata la composizione ad ossido di silice  $\text{SiO}_2$  e sono stati utilizzati strati di sabbia di diversi spessori per ricreare l'effetto di schermatura. Gli spessori utilizzati erano di  $1.96 \pm 0.01$  cm,  $3.70 \pm 0.01$  cm,  $4.83 \pm 0.01$  cm,  $8.53 \pm 0.02$  cm e  $10.49 \pm 0.02$  cm, mentre il rivelatore era posto a  $24 \pm 1$  cm dalla sorgente. Poiché questo fenomeno è dipendente dall'energia dei raggi gamma, l'esperimento è stato eseguito con l'isotopo  $^{137}\text{Cs}$  e ripetuto senza cambiare l'impostazione con l' $^{241}\text{Am}$ . Acquisite le misure

senza e con schermatura per entrambe le sorgenti, sono stati valutati i conteggi rivelati e questi sono stati fittati con la legge esponenziale [13]:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

$I_0$  rappresenta il flusso di fotoni incidente,  $I(x)$  i raggi gamma che non hanno interagito col materiale di spessore  $x$ , mentre  $\mu$  è il coefficiente di assorbimento che dipende dalle caratteristiche del materiale.

Va specificato che il coefficiente  $\mu$  solitamente tiene in considerazione non solo il picco fotoelettrico, ma anche i conteggi dovuti alla diffusione Compton e alla produzione di coppie; quest'ultima per energie sufficientemente alte. Nella tesi è stato preso in analisi solo il fotopicco, poiché in prima approssimazione conteneva la gran parte dei conteggi rilevati.

In Figura 3.11 e Figura 3.12a sono rappresentati gli spettri e il picco principale del cesio, variando gli spessori di sabbia. Il fit in Figura 3.12b è stato eseguito sui conteggi ottenuti in funzione dello spessore e i parametri ottenuti sono:

$$I_0 = 294 \pm 13 \text{ e } \mu = (0.13 \pm 0.01) \text{ cm}^{-1}$$

Il primo picco visibile è attorno a 30 keV e potrebbe essere dovuto alla somma dei vari raggi X emessi dal cesio in quell'intervallo energetico. L'analisi non è così approfondita da poterlo affermare con certezza e giustificare l'assorbimento immediato già dal primo strato di schermatura.



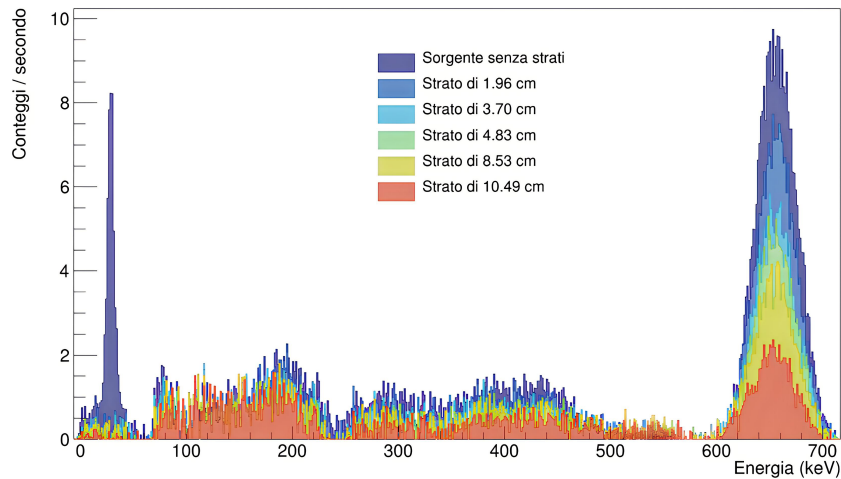
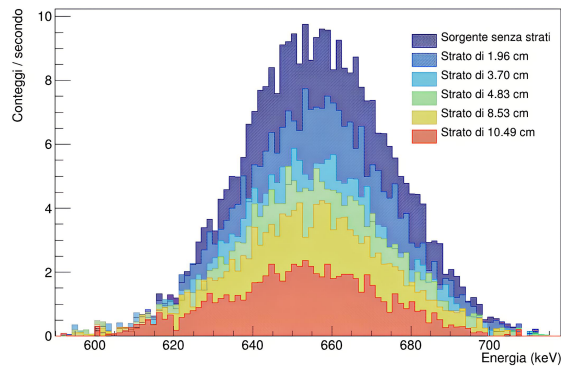
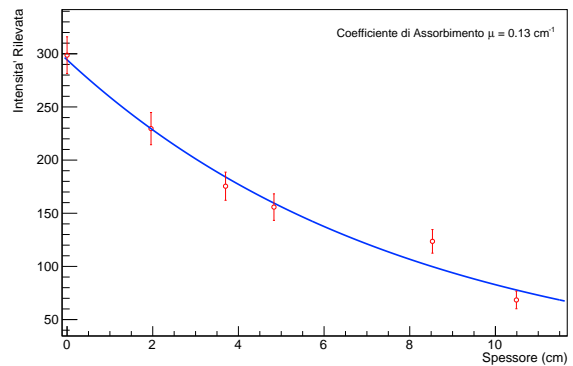


Figura 3.11: L'istogramma rappresenta lo spettro di emissione del cesio  $^{137}\text{Cs}$  e la variazione dei conteggi all'aumentare della profondità della superficie schermante.



(a)



(b)

Figura 3.12: a. La figura rappresenta il principale picco di emissione del cesio a 661.66 keV. Si può notare come l'effetto di schermatura diminuisca l'altezza del picco all'aumentare dello spessore dello strato. b. Il grafico mostra il fit esponenziale per la determinazione del coefficiente di assorbimento.

Come previsto, data la minor energia dei raggi gamma prodotti dall'americio, l'effetto di

schermatura risulta più evidente rispetto al cesio. In Figura 3.13 e Figura 3.14a si nota che già dopo 6 cm i conteggi tendono ad essere quasi zero, ciò è dovuto al fatto che la maggioranza dei fotoni viene assorbita dagli atomi della sabbia. Il fit in Figura 3.12b restituisce i parametri ottenuti:

$$I_0 = 593 \pm 24 \text{ e } \mu = (0.52 \pm 0.03) \text{ cm}^{-1}$$

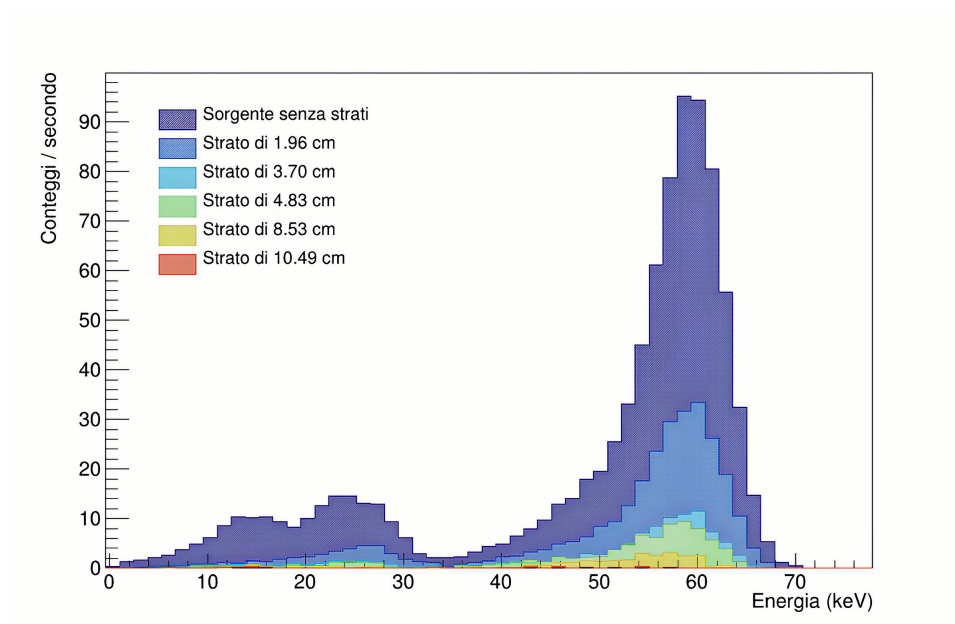
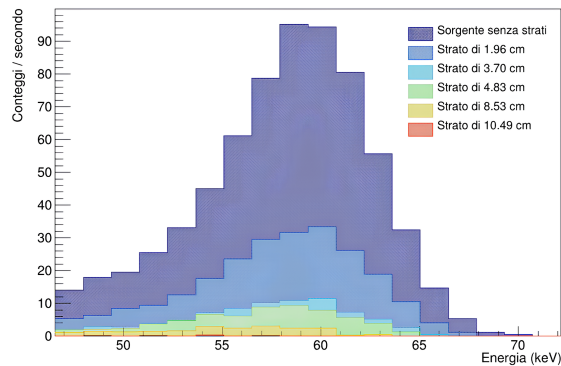
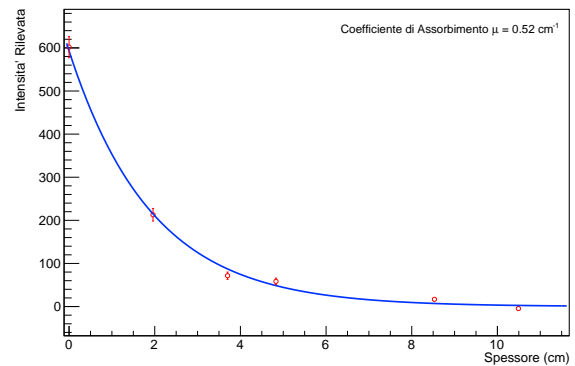


Figura 3.13: L'istogramma rappresenta lo spettro di emissione dell'americio  $^{241}\text{Am}$  e la variazione dei conteggi all'aumentare della profondità della superficie schermante.



(a)



(b)

Figura 3.14: a. La figura rappresenta il principale picco di emissione dell'americio a 59.54 keV. L'effetto di attenuazione risulta molto visibile a quest'energia. b. Il grafico mostra il fit esponenziale per la determinazione del coefficiente di assorbimento.

Una quantità di interesse che si può ricavare facilmente dal coefficiente di assorbimento è il suo reciproco, definito come  $\lambda = 1/\mu$ , detto libero cammino medio del fotone, ovvero la distanza che percorre mediamente prima di interagire nel mezzo. A 660 keV, il valore è di  $\lambda = (7.7 \pm 0.6)$  cm, mentre a 59 keV,  $\lambda = (1.9 \pm 0.1)$  cm. Questo esperimento ci dà una stima qualitativa utile per semplici approssimazioni. Ad esempio nella regione delle decine di keV, in una roccia dello spessore superiore di 6 cm (cioè tre volte il cammino libero medio calcolato) il fenomeno dell'autoassorbimento schermerebbe quasi completamente i raggi di bassa energia prodotti oltre lo spessore di 6 cm.

# Conclusioni

Il lavoro svolto ha permesso di caratterizzare il comportamento del rivelatore commerciale GammaEDU SP5640. La calibrazione energetica ha mostrato come la risposta dello strumento non sia perfettamente lineare sull'intero intervallo, per questo motivo si è studiata la differenza distinguendo due regioni energetiche: una a basse energie e una ad alte, per ottenere una scala più accurata delle energie dei gamma.

Lo studio della risoluzione energetica ha confermato il comportamento atteso dei rivelatori a scintillazione, ovvero che la risoluzione migliora all'aumentare dell'energia depositata nello scintillatore, seguendo l'andamento inversamente proporzionale previsto.

Le misure di fondo ambientale e l'utilizzo di una schermatura in piombo hanno evidenziato l'importanza della riduzione del fondo ambientale per una migliore identificazione di radionuclidi specifici. Il confronto tra spettro non schermato e schermato ha verificato una riduzione di più di un ordine di grandezza dei conteggi dei raggi cosmici e dei raggi gamma prodotti da radionuclidi esterni utilizzando uno spessore di 10 cm di piombo.

Infine, lo studio dell'assorbimento di materiale composto da  $\text{SiO}_2$  ha permesso di stimare il coefficiente di attenuazione e il libero cammino medio per energie differenti. I risultati ottenuti confermano la forte dipendenza del fenomeno dall'energia del gamma e forniscono una descrizione quantitativa dell'autoassorbimento in materiali rocciosi. In particolare, si è osservato che i gamma di bassa energia vengono rapidamente assorbiti già in pochi centimetri di materiale, mentre quelli più energetici riescono ad attraversare spessori maggiori.

I risultati ottenuti gettano le basi per eventuali sviluppi futuri, come l'utilizzo del rivelatore GammaEDU SP5640 per rivelazioni preliminari di oggetti o sorgenti, che potrebbero

essere confrontate con rivelatori a maggiore risoluzione, come gli HPGe o ulteriori studi su effetti di schermatura.

# Bibliografia

- [1] Aikaterini Andreadi, Stella Andreadi, Marco Cerilli, Federica Todaro, Massimiliano Lazzaroni, Pietro Lodeserto, Marco Meloni, Cristiana Ferrari, Alfonso Bellia, Luca Coppeta, Andrea Magrini, and Davide Lauro. Occupational radiation exposure and thyroid nodules in healthcare workers: A review. *International Journal of Molecular Sciences*, 26:6522, 2025. doi:10.3390/ijms26136522.
- [2] J. Masarik and J. Beer. Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth’s atmosphere. 104(D10):12099–12112, January 1999. doi:10.1029/1998JD200091.
- [3] Monty Charles. Sources and effects of ionizing radiation: Unsear report 2000. *Journal of Radiological Protection - J RADIOL PROT*, 21:83–85, 03 2001. doi:10.1088/0952-4746/21/1/609.
- [4] André Bouville and W.M. Lowder. Human population exposure to cosmic radiation. *Radiation Protection Dosimetry*, 24:293–299, 08 1988. doi:10.1093/oxfordjournals.rpd.a080290.
- [5] Filipe Silva, Francisco Javier Gallego Pinilla, and Carlo Lavalle. A high-resolution population grid map for europe. *Journal of Maps*, 9:16–28, 01 2013. doi:10.1080/17445647.2013.764830.
- [6] Giorgia Cinelli, Valeria Gruber, Luca De Felice, Peter Bossew, Miguel Ángel Hernández Ceballos, Tore Tollefsen, Stefan Mundigl, and Marc De Cort. Euro-

- pean annual cosmic-ray dose: Estimation of population exposure. *Journal of Maps*, 13:812–821, 11 2017. doi:10.1080/17445647.2017.1384934.
- [7] Giorgia Cinelli, Cort de, Tore Tollefsen, Michaela Achatz, Jelena Ajtic, Cristiano Ballabio, Ivan Barnet, Francesco Bochicchio, Pasquale Borrelli, Peter Bossew, Roberto Braga, Erika Brattich, Alessandra Briganti, Carmela Carpentieri, Carlo-Maria Castellani, Mauro Castelluccio, Enrico Chiaberto, Giancarlo Ciotoli, Chiara Coletti, and Michael Zhukovsky. *European atlas of natural radiation*. 07 2020. doi:10.2760/46388.
- [8] K.H. Wedepohl. *Handbook of Geochemistry*. Number v. 1 in Handbook of Geochemistry. Springer, 1969. URL: <https://books.google.it/books?id=ybBCE34UrxQC>.
- [9] Aurélie Mounier, Sylvain Lazare, and Floréal Daniel. *LED $\mu$ SF : un nouvel outil pour l'étude de la fluorescence UV des matériaux du patrimoine culturel*, pages 99–121. 01 2020.
- [10] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Krieger, New York, 1982.
- [11] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 01 2000.
- [12] Takashi Iida, Masao Yoshino, Kei Kamada, Rei Sasaki, and Ryuga Yajima. Gamma and neutron separation using emission wavelengths in eu:licai scintillators. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2023, 01 2023. doi:10.1093/ptep/ptad003.
- [13] CAEN S.p.A., Via Vetràia 11, 55049 Viareggio (LU), Italy. *SP5640 GammaEDU Backpack Radiation Detector: QuickStart Guide*, rev. 3 edition, November 2024. Guide GD8983.
- [14] Scionix. Scionix - detector products (nai(tl) crystals and detectors). <https://scionix.nl/>, 2024. Sito del produttore; consultato per proprietà e modelli di cristalli NaI(Tl). Accessed: 2025-11-19.

- [15] Berkeley Nucleonics Corporation. Berkeley nucleonics - product datasheets and application notes. <https://www.berkeleynucleonics.com/>, 2024. Sito del produttore; consultato per appunti tecnici su rivelatori e elettronica. Accessed: 2025-11-19.
- [16] Heinz-Günter Stosch. Neutron activation analysis of the rare earth elements (ree) – with emphasis on geological materials. *Physical Sciences Reviews*, 2016, 01 2016. doi:10.1515/psr-2016-0062.