

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Studio della radioattività ambientale
nell'area del DIFA tramite spettrometria
gamma con rivelatore NaI(Tl)**

Relatore:

Prof. Cristian Massimi

Presentata da:

Mirco Giorgi

Correlatrici:

Dott.ssa Matilde Dondi

Dott.ssa Claudia Pisanti

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

In questo lavoro di tesi è stata studiata la radioattività gamma ambientale nell'area del Dipartimento di Fisica e Astronomia (DIFA) di Bologna e in alcuni siti di confronto, mediante un rivelatore a scintillazione inorganico NaI(Tl) accoppiato al sistema portatile SP5640 GammaEDU. La descrizione delle sorgenti naturali di radiazione e delle grandezze dosimetriche, costituisce la base per l'interpretazione degli spettri gamma misurati e per la traduzione delle concentrazioni di radionuclidi terrestri in grandezze di interesse per la radioprotezione. Le abbondanze di potassio, uranio e torio nel suolo sono state stimate e poi utilizzate per produrre mappe dosimetriche nell'area del DIFA, che evidenziano una zona con attività sensibilmente superiore rispetto alle altre. Misure in laboratorio su campioni rocciosi provenienti da aree a diversa attività confermano che tale anomalia è associata a una maggiore concentrazione di radionuclidi. Un confronto tra spettri e dosi efficaci annuali stimate in tre siti (DIFA, Piazza S. Stefano a Bologna e Frascati) mostra come le diverse condizioni litologiche e urbanistiche si riflettano sulle concentrazioni di U, Th e K e quindi sulla dose ambientale: il suolo naturale del DIFA presenta valori moderati, (0.48 ± 0.03) mSv/a, mentre Frascati e la pavimentazione in sampietrini di Piazza S. Stefano risultano caratterizzate da concentrazioni e dosi più elevate, rispettivamente (1.45 ± 0.07) mSv/a e (1.18 ± 0.05) mSv/a. I valori ottenuti per i siti naturali sono in accordo con quelli riportati nell'European Atlas of Natural Radiation.

Indice

Introduzione	1
1 Radioattività Naturale	3
1.1 Introduzione alla radioattività	3
1.2 Radiazioni cosmiche e radionuclidi cosmogenici	5
1.2.1 Radiazioni cosmiche	5
1.2.2 Radionuclidi cosmogenici	8
1.3 Radionuclidi primordiali	9
1.4 Radiazione terrestre e dosimetria ambientale	15
1.4.1 Radiazione terrestre	15
1.4.2 Dosimetria ambientale	17
2 Strumenti di rivelazione	21
2.1 Introduzione	21
2.2 Interazione dei fotoni con la materia	22
2.3 Scintillatori	25
2.3.1 Scintillatori organici	25
2.3.2 Scintillatori inorganici	26
2.3.3 Interazioni negli scintillatori e materiali circostanti	29
2.4 Scintillatori al NaI(Tl)	31
2.4.1 Sistema di rilevazione <i>SP5640 GammaEDU</i>	34

3 Radioattività presso il DIFA	37
3.1 Caratterizzazione del rivelatore	37
3.1.1 Procedura di determinazione delle concentrazioni dei radionuclidi	37
3.1.2 Calibrazione energetica	41
3.1.3 Risoluzione energetica	44
3.2 Radiazione ambientale e calcolo della dose	46
3.2.1 Mappa delle concentrazioni di radionuclidi nell'area del DIFA	46
3.2.2 Confronto degli spettri γ in differenti contesti litologici	50
3.2.3 Calcolo della dose efficace	51
Conclusioni	53
Bibliografia	55
Ringraziamenti	58

Introduzione

La radioattività naturale costituisce una componente fondamentale dell’ambiente in cui viviamo e contribuisce in modo significativo alla dose di radiazione assorbita dalla popolazione. Le sorgenti di radiazione ionizzante presenti in natura comprendono sia i radionuclidi primordiali contenuti nella crosta terrestre, sia le radiazioni cosmiche che interagiscono con l’atmosfera e con il suolo. A queste si aggiungono possibili contributi di origine antropica, dovuti alle attività industriali e alla produzione di energia. La caratterizzazione della radioattività ambientale riveste un ruolo centrale in ambito di radioprotezione, per la valutazione dei rischi associati all’esposizione cronica a basse dosi e per lo studio della distribuzione spaziale dei radionuclidi nel territorio.

In questo contesto, la spettrometria gamma rappresenta uno strumento essenziale per individuare e quantificare i principali radionuclidi naturali, nonché per stimare il contributo di ciascuno di essi alla dose efficace assorbita dalla popolazione. L’impiego di rivelatori a scintillazione, in particolare di cristalli di NaI(Tl), offre un buon compromesso tra efficienza, risoluzione energetica e praticità d’uso, rendendo tali dispositivi particolarmente adatti a misure di monitoraggio ambientale. Il presente lavoro di tesi si inserisce in questo quadro con l’obiettivo di studiare la radioattività gamma ambientale mediante l’utilizzo di un rivelatore NaI(Tl) accoppiato a un sistema di acquisizione dedicato.

Il Primo Capitolo fornisce il quadro di riferimento. Dopo un richiamo sui principali tipi di decadimento radioattivo e sulle radiazioni ionizzanti, vengono presentate le sorgenti naturali di radiazione, con particolare attenzione ai radionuclidi primordiali (serie di uranio e torio e isotopo ^{40}K) e alla radiazione cosmica. Vengono inoltre introdotte le

grandezze dosimetriche fondamentali della radioprotezione e le relazioni che collegano le concentrazioni di radionuclidi nel suolo al rateo di dose gamma e alla dose efficace annua per la popolazione, mostrando esempi di mappatura dosimetrica.

Il Secondo Capitolo è dedicato all'apparato sperimentale e ai principi di funzionamento dei rivelatori utilizzati nella spettrometria gamma. Si discutono i meccanismi di interazione dei fotoni con la materia, anche in relazione ad un tipico spettro gamma rivelato da uno scintillatore. Vengono, quindi, descritti i materiali scintillatori inorganici e, in particolare, il cristallo di NaI(Tl), illustrandone le proprietà più rilevanti per le misure ambientali. Il capitolo presenta infine il sistema di misura impiegato, basato su un rivelatore NaI(Tl) accoppiato a un tubo fotomoltiplicatore e a un'unità di acquisizione del tipo SP5640 GammaEDU, prodotto da Caen S.p.A.

Nel Terzo Capitolo vengono illustrati i risultati delle misure sperimentali realizzate con il rivelatore NaI(Tl) e le analisi dei dati svolte. In una prima fase, si procede alla caratterizzazione del sistema di rivelazione: tramite lo spettro di sorgenti gamma di energia nota, viene effettuata la calibrazione energetica e ne viene determinata la risoluzione energetica in funzione dell'energia. Successivamente, si prendono in esame gli spettri gamma acquisiti in condizioni ambientali differenti, con l'obiettivo di identificare le principali righe caratteristiche dei radionuclidi naturali presenti nel suolo e nell'ambiente circostante. Attraverso lo studio di opportune finestre energetiche si è ricavata la concentrazione di radionuclidi terrestri e si è mappata la zona circostante il Dipartimento di Fisica e Astronomia di Bologna e utilizzando coefficienti di conversione dose/concentrazione, si è stimato il contributo alla dose efficace.

Capitolo 1

Radioattività Naturale

La *radioattività naturale* costituisce una componente intrinseca dell’ambiente in cui viviamo ed è una sorgente di radiazioni ionizzanti con cui tutti gli organismi interagiscono in modo continuo. Comprendere i fenomeni associati alla radioattività naturale è dunque importante non solo dal punto di vista scientifico, ma anche per le valutazioni di radioprotezione e per l’interpretazione di processi geologici. In questo capitolo vengono analizzati i principali tipi di radiazione, i meccanismi di decadimento dei radionuclidi di origine naturale, la distribuzione degli isotopi radioattivi più rilevanti nell’ambiente e le principali sorgenti di esposizione per l’uomo.

1.1 Introduzione alla radioattività

La radioattività è il fenomeno fisico per cui nuclei atomici instabili emettono spontaneamente radiazioni per raggiungere uno stato di minore energia e quindi maggiore stabilità. Le particelle o i fotoni emessi in questo processo sono in grado di ionizzare la materia che attraversano, producendo coppie elettrone–ione e depositando energia nel mezzo circostante. Tra le radiazioni ionizzanti più comuni si annoverano le particelle *alfa* (α), le particelle *beta* (β^- e β^+), i *neutroni* e i *raggi gamma* (γ).

Le particelle *alfa* sono nuclei di elio, costituiti da due protoni e due neutroni; presentano quindi una massa relativamente elevata e una carica elettrica pari a $+2e$. Una parte

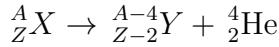
della loro energia cinetica viene dissipata tramite urti inelastici con gli elettroni atomici del mezzo attraversato, ionizzandolo, e tipicamente l'energia cinetica della particella alfa emessa è intorno ai 5 MeV. Pur essendo fortemente ionizzanti, le particelle α possiedono un potere di penetrazione molto ridotto: pochi centimetri d'aria o lo strato più esterno dell'epidermide sono sufficienti a bloccarle.

Le particelle *beta* sono invece elettroni (β^-) o positroni (β^+) emessi nel decadimento di nuclei instabili. A causa della loro massa molto inferiore (dell'ordine di 7300 volte) rispetto alle particelle alfa, mostrano in generale una maggiore capacità di penetrare nei materiali. Il decadimento β^+ è possibile solo se la differenza delle masse atomiche è maggiore di 1,022 MeV, pari a due volte la massa a riposo dell'elettrone, un decadimento alternativo è la *cattura elettronica* (EC), in cui un elettrone appartenente agli strati interni viene catturato dal nucleo, trasformando un protone in un neutrone.

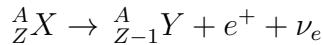
I *neutroni* sono particelle prive di carica elettrica che vengono emesse più raramente dai nuclei, tipicamente in seguito a interazioni con altre radiazioni o nel corso di processi di fissione nucleare. Hanno un'elevata capacità di attraversare la materia, ma, non essendo carichi elettricamente, ionizzano in modo indiretto: principalmente tramite urti elastici con nuclei leggeri, come quelli di idrogeno.

I *raggi gamma* sono fotoni altamente energetici che non modificano direttamente la composizione atomica del nucleo di partenza, ma trasportano grandi quantità di energia, tipicamente comprese tra 0.05 e 10 MeV. Essendo privi di massa e carica, posseggono una notevole capacità di penetrazione, richiedendo schermature composte da nuclei con alto numero atomico, come il piombo, per attenuarne l'intensità. Queste tipologie di elementi ionizzanti sono associate e prodotte dai seguenti decadimenti:

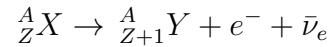
Decadimento α :



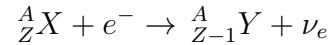
Decadimento β^+ :



Decadimento β^- :



Cattura Elettronica:



Dove X è il nucleo di partenza, Y quello prodotto e ν_e , $\bar{\nu}_e$ sono neutrino e antineutrino elettronici. I raggi gamma, anche se non compaiono esplicitamente nelle equazioni dei decadimenti nucleari riportati, vengono emessi molto frequentemente: il nucleo figlio, infatti, è spesso prodotto in uno stato eccitato che torna allo stato fondamentale deeccitandosi tramite transizioni elettromagnetiche, vale a dire tramite emissione di radiazione γ .

1.2 Radiazioni cosmiche e radionuclidi cosmogenici

1.2.1 Radiazioni cosmiche

Le radiazioni cosmiche costituiscono una delle principali sorgenti naturali di radiazione ionizzante sulla Terra e hanno componenti sia particellari che elettromagnetiche. Esse provengono dallo spazio esterno e possono essere suddivise in due grandi categorie:

- *Raggi cosmici galattici (GCR)*: essi costituiscono circa il 90% del totale, e sono prodotti soprattutto all'interno della Via Lattea da eventi astronomici, come le supernovae, che conferiscono energie dell'ordine di 1–10 GeV. Sono composti da circa l'87% di protoni, dal 12% di particelle alpha e dall'1% di nuclei più pesanti [1]
- *Raggi cosmici solari (SCR)*: essi vengono regolarmente emessi dal Sole e sono meno energetici rispetto a quelli galattici, con energie minori di 100 MeV, comunque relativamente elevate, e sono composti dal 98% di protoni e dal 2% di particelle alpha.

Quando queste particelle cariche e ad alta energia entrano in contatto con l'atmosfera terrestre, interagiscono con i nuclei di azoto e di ossigeno, producendo una cascata di particelle secondarie come neutroni, protoni, muoni, pioni, elettroni e fotoni γ . Queste particelle secondarie costituiscono la cosiddetta *radiazione cosmica secondaria* e sono responsabili di una parte significativa della dose naturale di radiazione a cui l'uomo è esposto. La dose media annuale dovuta ai raggi cosmici a livello del mare è di circa

0.39 mSv [2], pari a circa il 13% della dose naturale totale assorbita dalla popolazione mondiale.

Fattori di variabilità della radiazione cosmica

Conoscere la quantità di raggi cosmici che raggiunge il terreno è di fondamentale importanza per determinare il valore medio della dose efficace annuale da radiazione cosmica. Le principali cause di variabilità sono:

- altitudine, ad esempio a 9km la dose è circa 30 volte superiore rispetto a quella a livello del mare, questo riflette la diminuzione dello spessore atmosferico che ha un effetto schermante;
- latitudine, l'effetto del campo magnetico terrestre fa sì che alle alte latitudini (dove i raggi cosmici incidono paralleli alle linee di campo) la quantità di raggi cosmici sia maggiore.
- l'attività solare, l'ambiente eliosferico dominato dal vento solare e dal campo magnetico del Sole agisce da schermo per i *GCR* e a seguito di eventi solari si può verificare una variazione di radiazioni. Come per esempio l'effetto *Forbush*¹.

Si riporta in Figura 1.1 la Mappa della Dose Annuale Europea (risoluzione di 1km²) elaborata dal Centro Comune di Ricerca della Commissione Europea [3]. Essa raffigura la dose annuale che una persona riceverebbe dai raggi cosmici a livello del suolo se spendesse l'intero periodo in quell'altitudine. Lo studio calcola la dose tenendo conto solo dell'altitudine e sommando due contributi, il primo è quello dei fotoni e della radiazione ionizzante diretta, calcolato utilizzando la seguente formula [4]:

$$\dot{E}_1(z) = \dot{E}_1(0) [0.21e^{-1.649z} + 0.79e^{0.4528z}] \quad (1.1)$$

¹L'effetto Forbush accade quando il Sole ha un'espulsione di massa coronale e il campo magnetico del vento del plasma solare spazza via parte dei *GCR*. Questo effetto tende a seguire il ciclo di attività solare di circa 11 anni e può essere utile, nelle future missioni spaziali, dato che riduce la dose di radiazioni cosmiche che sono più difficili da schermare di quelle solari.

Dove z è l'altitudine e $\dot{E}_1(0)$ è la dose annuale a livello del mare che è di $240 \mu\text{Sv/a}$ [2], un valore che è ritenuto appropriato per latitudini tra i 30°N e i 70°N , dato che questo contributo dipende fortemente dall'altitudine ma debolmente dalla latitudine.

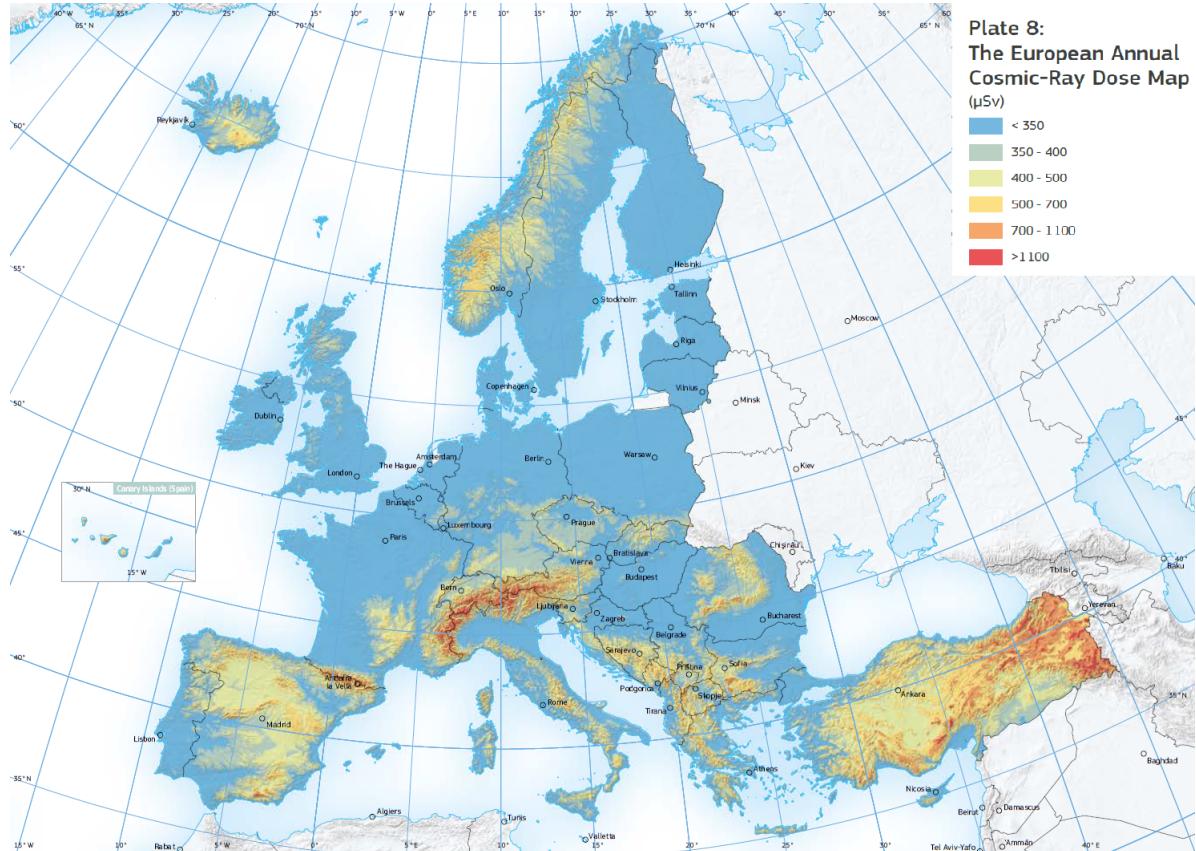


Figura 1.1: Mappa Europea della Dose Annuale da Raggi Cosmici, mostra la dose efficace annuale media, che una persona dovrebbe ricevere dai raggi cosmici, se trascorresse tutto il tempo di riferimento a quella quota [5].

Il secondo contributo è dovuto ai neutroni, assumendo un flusso medio pari a $0.0013\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a livello del mare a 50°N , e considerando un'attenuazione che dipende dall'altitudine secondo la legge:

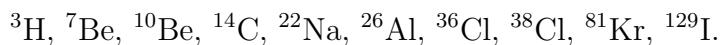
$$h = 44.34 - 11.86 p^{0.19} \quad (1.2)$$

Dove h è l'altezza in km dal livello del mare e p la profondità atmosferica, e usando un fattore di peso per i neutroni pari a 720nSv/h per neutrone $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [6]. Per entrambi i

contributi è stato usato un fattore di scudo di 0.8 e di occupazione di 0.8. Considerando infine la Mappa della Popolazione Europea 2006 [7] si è calcolata la dose annuale media per una persona che vive in Europa, questa vale 0.39 mSv. Inoltre, data la scarsa popolazione a elevate altitudini, solo l'1% è esposta a più di 1 mSv.

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. Le principali reazioni responsabili della loro formazione sono la *Spallazione nucleare* (di gran lunga la più probabile) e la *Frammentazione nucleare*, i prodotti di queste continuano a produrre nuclidi fin tanto che l'energia cinetica lo consente producendo una vera e propria cascata di reazioni, che esaurisce la maggior parte della sua energia prima di raggiungere terra, infatti solo lo 0.05% dei protoni originari raggiungono il livello del mare. Ciò che raggiunge il suolo sono soprattutto neutroni e muoni, prodotti da precedenti reazioni, che a seguito di cattura (assorbimento da parte di un nucleo stabile) producono nuclidi nella superficie terrestre, fino a qualche decimetro di profondità, dopo di che vengono tutti schermati. Tra i principali radionuclidi cosmogenici che si trovano in concentrazioni non trascurabili sulla Terra, sono presenti:



Essi si formano prevalentemente nella troposfera e nella stratosfera, oppure nei primi decimetri del suolo e delle rocce superficiali. A differenza degli isotopi radioattivi primordiali essi hanno tempi di dimezzamento più brevi e variabili, ad esempio l'emivita del ^{38}Cl è 37.2 min, mentre quella del ^{10}Be è di 1.6×10^6 anni. Questa caratteristica variabilità in termini di emivita, e la produzione continua che stabilisce concentrazioni di equilibrio, insieme alla loro alta tracciabilità li rende utili come mezzo per studiare fenomeni con tempo caratteristico paragonabile alla loro emivita, ad esempio sono utilizzati in:

- *Geocronologia*: determinazione dell’età di esposizione di rocce e superfici terrestri, in particolare nei contesti glaciali e desertici, attraverso isotopi come ^{10}Be e ^{26}Al .
- *Idrogeologia*: stima dei tempi di residenza delle acque sotterranee tramite isotopi come ^{81}Kr (da 50 a 1500 mila anni) e ^{36}Cl .
- *Archeologia e paleoclimatologia*: datazione di materiali organici mediante il radio-carbonio ^{14}C , che consente di ricostruire eventi storici e variazioni climatiche del passato.

La presenza dei radionuclidi cosmogenici è fortemente influenzata dagli stessi fattori che influenzano i *GDR* e dalle condizioni meteorologiche, fenomeni come piogge, nevicate, inquinamento atmosferico ed eruzioni vulcaniche influenzano la presenza di nuclei bersaglio e di conseguenza dei radionuclidi. È interessante notare che molti di questi radionuclidi sono prodotti anche in acceleratori e durante i test di testate nucleari. Tra le sorgenti naturali di radiazioni i radionuclidi cosmogenici apportano un piccolo contributo 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}K , e famiglie di decadimento complesse, come le serie dell’uranio (^{238}U e ^{235}U) e del torio (^{232}Th).

Il torio

Il torio è un elemento della serie degli *attinidi*, con numero atomico $Z = 90$ e numero di massa $A = 232$. In natura si trova quasi esclusivamente sotto forma dell’isotopo primordiale a lunga vita ^{232}Th , che costituisce circa il 99.98% del torio complessivo. Questo isotopo è quello con il tempo di dimezzamento più elevato tra tutti gli isotopi radioattivi del torio, pari a 1.41×10^{10} anni. Il ^{232}Th decade attraverso una lunga

catena di trasformazioni radioattive, al termine della quale si ottiene l'isotopo stabile del piombo ^{208}Pb , come mostrato in Figura 1.2. Il torio mostra concentrazioni elevate nelle rocce ignee acide, come i graniti, e nelle rocce sedimentarie contenenti minerali pesanti resistenti, come lo zircone. Alcune rocce metamorfiche feldspatiche 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; ulteriori informazioni sono presenti in Tabella 1.1.

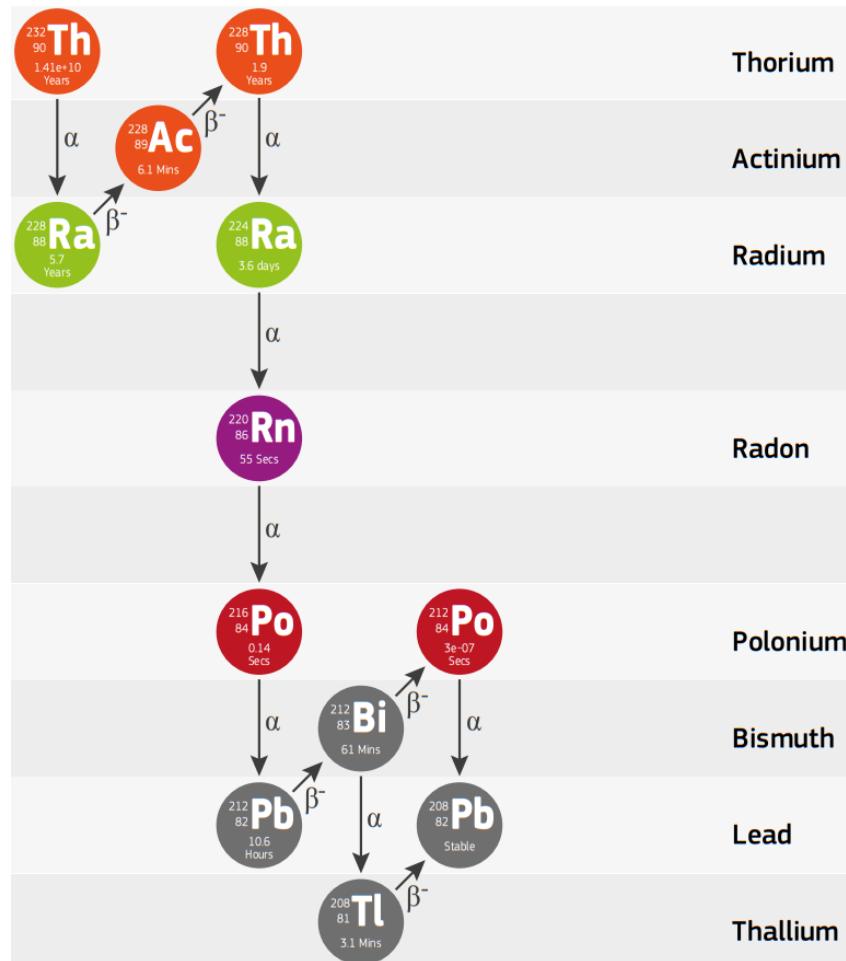


Figura 1.2: La serie radioattiva naturale del radionuclide ^{232}Th [8].

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 ^{238}U (tempo di dimezzamento di 4.5×10^9 anni, pari al 99.27% della massa totale dell'uranio) e il meno abbondante ^{235}U (tempo di dimezzamento di 7.0×10^8 anni, pari allo 0.72% della massa totale). Entrambi decadono separatamente attraverso lunghe e complesse serie radioattive, terminando rispettivamente con un isotopo stabile del piombo, ^{206}Pb e ^{207}Pb , come mostrato in Figura 1.3 e in Figura 1.4.

Un altro isotopo naturale dell'uranio, ^{234}U (tempo di dimezzamento di 2.4×10^5 anni, 0.0056% dell'uranio naturale totale), è il terzo prodotto di decadimento nella serie radioattiva del ^{238}U . Questo isotopo è generalmente considerato in equilibrio (o leggermente deficitario) rispetto al suo progenitore ^{238}U mentre il rapporto $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ è aumentato nel tempo a causa del decadimento più rapido del ^{235}U , ed è attualmente pari a 137.5 ± 0.5 [9]. 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 evaporiti 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, come il calcare, e nelle rocce metamorfiche o sedimentarie derivate da carbonati o rocce basiche; ulteriori informazioni sono presenti in Tabella 1.1.

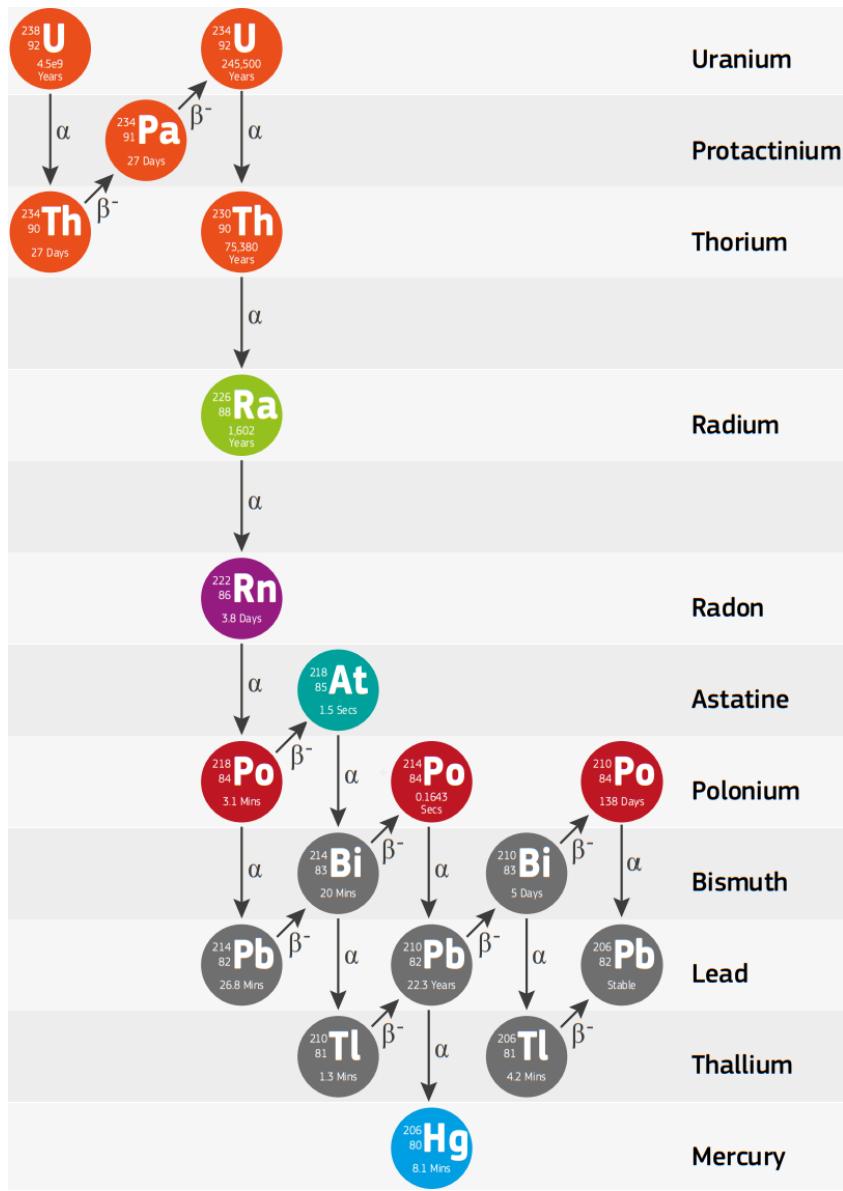


Figura 1.3: La serie radioattiva naturale del radionuclide ^{238}U [8].

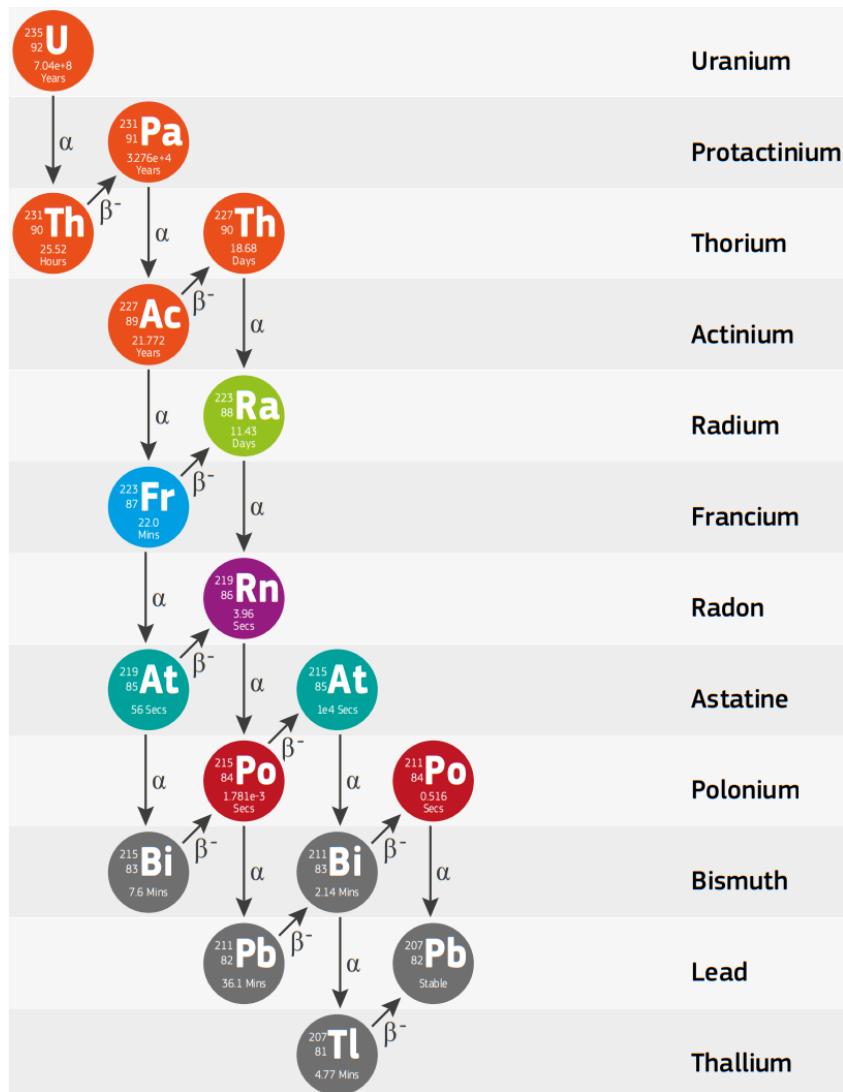


Figura 1.4: La serie radioattiva naturale del radionuclide ^{235}U [8].

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}K (93.3% della massa totale del potassio) e il ^{41}K (6.7%) e il ^{40}K (0.0117%), radioattivo e con un tempo di dimezzamento di circa 1.25×10^9 anni.

L'isotopo ^{40}K decade in due modi principali: β^- in ^{40}Ca (nell'89.3% dei casi), EC in ^{40}Ar (nel 10.7% dei casi), accompagnato da γ di energia 1.46 MeV. 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 contenenti; ulteriori informazioni sono presenti in Tabella 1.1.

Tipo di roccia	Uranio (U)	Torio (Th)	Potassio (K_2O)	Note
Rocce ignee acide (graniti, rioliti)	3–15 mg/kg	>10 mg/kg (fino a 50 mg/kg)	2.5–6 %	Concentrazioni elevate di radionuclidi
Rocce ignee intermedie (dioriti, andesiti)	1–5 mg/kg	2–10 mg/kg	1–2 %	Concentrazioni moderate di radionuclidi
Rocce ignee basiche (gabbri, basalti)	0.1–2 mg/kg	0.1–4 mg/kg	0.5–1.3 %	Contenuto basso in elementi incompatibili
Rocce sedimentarie (scisti, argille, sabbie, arenarie)	1–10 mg/kg (fino a 50 mg/kg in minerali pesanti)	1–12 mg/kg (fino a 20 mg/kg in argille o residui)	0.01–5 % (fino a 6 % in argille)	Forte variabilità dovuta alla natura variegata
Rocce carbonatiche (calcari, dolomie, marmi)	<3 mg/kg	<3 mg/kg	<0.01–0.5 %	Spesso molto povere in radionuclidi naturali
Rocce metamorfiche	(0.1–15 mg/kg)	(0.1–67 mg/kg)	(0.1–6 %)	Concentrazioni simili alle rocce di origine

Tabella 1.1: Concentrazioni tipiche di Uranio (U), Torio (Th) e Potassio (K) nei diversi tipi di rocce (le rocce ultrabasiche hanno concentrazioni trascurabili) [10].

1.4 Radiazione terrestre e dosimetria ambientale

1.4.1 Radiazione terrestre

La radiazione di origine terrestre costituisce una componente fondamentale della radiazione ambientale complessiva e deriva dalla presenza di radionuclidi naturali nelle rocce e nei suoli. I radionuclidi primordiali e quelli associati possono emettere particelle α , β e fotoni γ , contribuendo in modo significativo al flusso radiativo a cui la biosfera è esposta. La concentrazione di U, Th e K in natura è generalmente espressa in mg/kg per uranio e torio e in percentuale per il potassio. In termini pratici, 1 ppm di U corrisponde a 1 mg/kg, mentre 1% di K equivale a 10 g/kg. Queste unità di misura sono generalmente usate per valutare l'esposizione alle radiazioni naturali e per confrontare le concentrazioni nei diversi tipi di rocce e suoli fornite in Tabella 1.1.

L'esposizione alla radiazione ionizzante derivante da radionuclidi terrestri può avvenire attraverso tre vie principali:

1. Esposizione esterna, dovuta ai radionuclidi presenti in suoli, rocce e materiali da costruzione;
2. Esposizione interna per ingestione, attraverso alimenti o acqua contenenti tracce di radionuclidi;
3. Esposizione interna per inalazione, causata dall'inalazione di particelle di polvere o di gas radioattivi come il radon e i suoi prodotti di decadimento.

Nel caso dell'ingestione, uranio e torio mostrano un comportamento in parte analogo: entrambi tendono a concentrarsi nei tessuti ossei, sostituendo parzialmente il calcio nelle ossa e nei denti per la loro somiglianza chimica con gli elementi alcalino-terrosi [2]. Tuttavia, il torio presenta una bassa solubilità nelle acque, con conseguente riduzione della sua biodisponibilità rispetto all'uranio e al radio.

L'inalazione rappresenta una via di esposizione particolarmente rilevante. Dalle catene di decadimento di uranio e torio si originano due isotopi di radon, gas nobili radioattivi:

il ^{222}Rn (dal decadimento del ^{238}U) e il ^{220}Rn , o *toron* (dal decadimento del ^{232}Th). Entrambi possono migrare dalle rocce e dai suoli verso gli ambienti abitati, accumulandosi in spazi chiusi. Il ^{222}Rn , con tempo di dimezzamento pari a 3,8 giorni, è particolarmente critico poiché contribuisce in modo significativo alla dose di radiazione naturale assorbita dalla popolazione mondiale (circa il 60%), mentre il ^{220}Rn ha un tempo di dimezzamento molto più breve (55,6 s), che ne limita la diffusione [2].

Le attività antropiche possono incrementare la concentrazione ambientale di uranio, torio e dei rispettivi radionuclidi figli. Tra queste si annoverano:

- l'estrazione e la lavorazione di minerali contenenti uranio e torio;
- la produzione di energia nucleare;
- la fabbricazione e l'impiego di fertilizzanti fosfatici, spesso arricchiti in radionuclidi naturali;
- la combustione del carbone, che concentra uranio e torio nelle ceneri residue.

Il potassio (K), d'altra parte, è un elemento nutriente essenziale per la maggior parte degli esseri viventi, compreso l'uomo. L'isotopo radioattivo ^{40}K si comporta chimicamente come gli isotopi stabili del potassio e viene quindi incorporato negli organismi. Nel corpo umano sano, la quantità di potassio è mantenuta pressoché costante grazie ai meccanismi di omeostasi che regolano l'equilibrio tra assorbimento ed eliminazione dell'elemento [2]. L'attività del ^{40}K nel suolo risulta in genere superiore, di circa un ordine di grandezza, rispetto a quella del ^{238}U o del ^{232}Th [2], poiché, nella crosta superiore terrestre, il potassio è presente in concentrazioni comprese tra 20–25 g/kg; il torio presenta abbondanze crostali dell'ordine di 7–12 mg/kg; l'uranio ha un'abbondanza media pari a 2–3 mg/kg [5].

La radiazione ambientale associata a questi elementi può essere misurata tramite spettrometria gamma, registrando lo spettro delle linee principali dei radionuclidi terrestri riportate in Figura 1.5, oppure stimata a partire dalla concentrazione di uranio e torio nei suoli e nelle rocce [2]. La conoscenza della distribuzione geochimica di tali elementi è

quindi cruciale sia per la valutazione del rischio radiologico naturale, sia per la gestione della qualità radiologica degli ambienti abitativi.

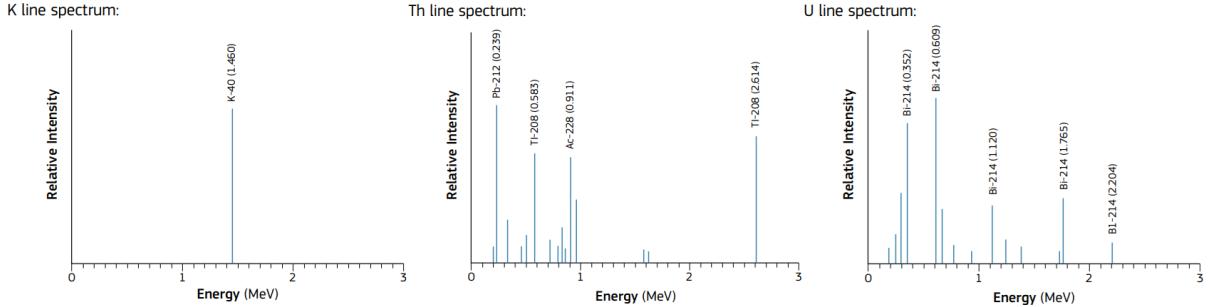


Figura 1.5: Gli spettri di emissione dei raggi gamma del potassio, del torio e dell’uranio [11].

1.4.2 Dosimetria ambientale

L’esposizione a livelli elevati di radiazioni ionizzanti può essere dannosa per la salute umana, poiché la radiazione è in grado di ionizzare o eccitare gli atomi mentre attraversa i tessuti biologici. Per descrivere sia la quantità di radiazione assorbita sia la sua efficacia biologica si ricorre a grandezze dosimetriche standardizzate.

La *dose assorbita* D è definita come l’energia media $d\varepsilon$ impartita dalla radiazione ionizzante alla materia in un elemento di volume, per unità di massa dm :

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (1.3)$$

L’unità di misura nel SI è il gray ($\text{Gy} = \text{J kg}^{-1}$). Ciò che conta maggiormente ai fini dei danni per la salute, è la frequenza con cui un tessuto riceve della radiazione, e cioè *rateo della dose assorbita* (Gy s^{-1}).

L’effetto biologico di una stessa dose assorbita dipende non solo dall’energia depositata, ma anche dal tipo di radiazione e da come l’energia viene distribuita lungo il percorso (densità di ionizzazione). Per tenerne conto si introduce la *dose equivalente* ($\text{Sv} = \text{J kg}^{-1}$) nel tessuto (o organo) T , indicata con H_T , definita come:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.4)$$

dove $D_{T,R}$ è la dose assorbita in T dovuta alla radiazione di tipo R e w_R è il *fattore di ponderazione* della radiazione (adimensionale), i cui valori sono riportati in Tabella 1.2, che riflette la diversa efficacia biologica relativa del tipo di radiazione.

Tipo di radiazione	Fattore di ponderazione di radiazione, w_R
Fotoni	1
Elettroni e muoni	1
Protoni e pioni carichi	2
Particelle α	20
Neutroni	Una funzione continua dipendente dall'energia dei neutroni

Tabella 1.2: Fattori di ponderazione di radiazione w_R per diversi tipi di radiazione [12].

Poiché i diversi tessuti e organi presentano sensibilità differenti alla radiazione (legate, tra l'altro, alla frequenza di mitosi e ai meccanismi di rinnovamento cellulare), si definisce la *dose efficace* E , che fornisce una misura del rischio stocastico complessivo (principalmente insorgenza di tumori ed effetti ereditari) combinando le dosi equivalenti dei vari tessuti tramite i *fattori di ponderazione tissutali* w_T (adimensionali). La definizione è:

$$E = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.5)$$

Anche E si misura in Sv. Per convenzione i pesi tissutali soddisfano la condizione di chiusura $\sum_T w_T = 1$, cosicché E rappresenta una media ponderata del rischio sull'intero organismo. In pratica, la dose efficace consente di confrontare e normare differenti scenari di esposizione incorporando simultaneamente l'influenza del tipo di radiazione (w_R) e della radiosensibilità dei tessuti (w_T).

Per comprendere l'uso e l'importanza di queste grandezze si riporta in Figura 1.6 la Mappa Europea della Dose Annuale di Radiazione Gamma Terrestre (risoluzione 1 km²) [5] ricavata a partire dalla concentrazione di radionuclidi nel territorio europeo elaborata tramite spettrometria gamma, che tramite simulazioni Monte Carlo fornisce le concen-

trazioni degli strati superficiali del terreno (dato che i primi 30–40 cm della crosta schermiano i raggi gamma emessi dagli strati inferiori), che consentono di ottenere le attività specifiche (Bq/kg) di ogni radionuclide tramite le conversioni ottenute dalla teoria dei decadimenti radiativi [11]:

$$1 \text{ mg/kg Th} \approx 4.06 \text{ Bq/kg}, \quad 1 \text{ mg/kg U} \approx 12.35 \text{ Bq/kg}, \quad 1 \% \text{ K} \approx 313 \text{ Bq/kg}.$$

successivamente è stata usata la formula per stimare il *Terrestrial Gamma Dose Rate* (TGDR) in nGy/h a partire dalle attività [13]:

$$\text{TGDR (nGy/h)} = 0.0417 C_K + 0.604 C_{Th} + 0.462 C_U \quad (1.6)$$

dove C_K , C_{Th} , C_U sono le attività (Bq/kg) di ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U e i coefficienti sono ottenuti tramite simulazioni Monte Carlo.

Questa formula approssimata è stata ottenuta a partire dall'integrale che generalizza la sommatoria con cui si ottiene la dose efficace assumendo:

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

Infine per ottenere la dose efficace annuale, è stata usata la seguente formula [5]:

$$E (\text{mSv/a}) = 0.7 (\text{Sv/Gy}) \cdot \text{TGDR (nGy/h)} \cdot 0.012(\text{h/a}) \quad (1.7)$$

dove 0.7 è il fattore di conversione tra la dose assorbita (Gy) e la dose efficace del corpo umano in Sievert, ricordando che $w_R = 1$ per fotoni. In sintesi, la comprensione della radioattività ambientale 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 litologia locale, dell'altitudine e delle abitudini di vita, il peso di ogni componente è raffigurato in Figura 1.7.

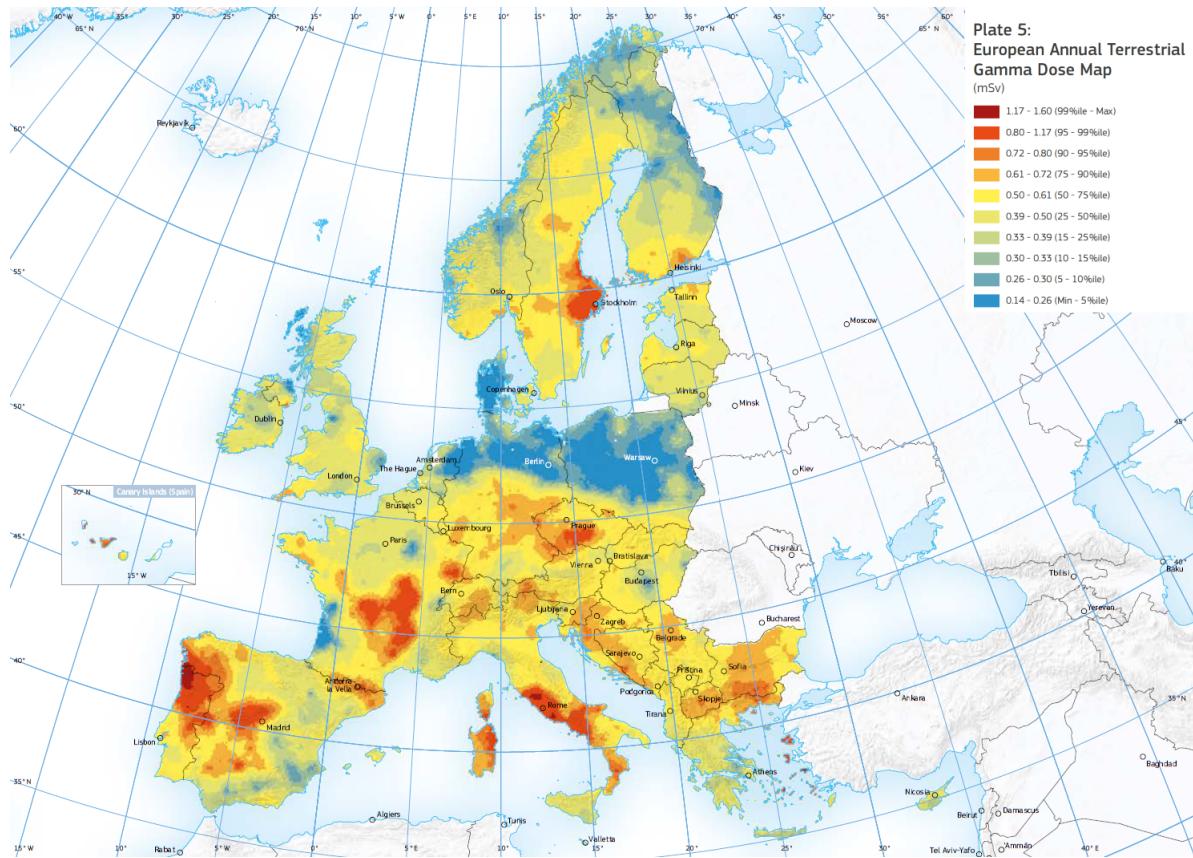


Figura 1.6: Mappa Europea della Dose Annuale Gamma Terrestre [5].

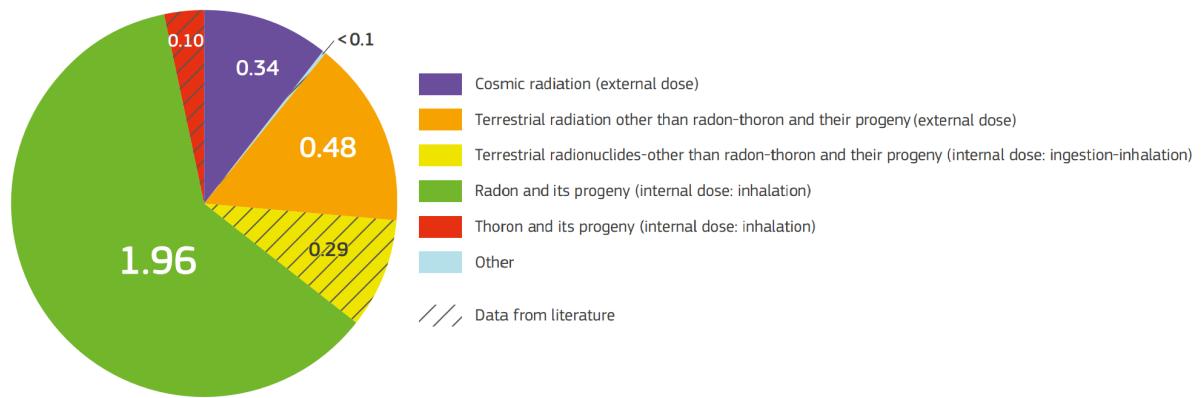


Figura 1.7: Grafico che mostra la dose efficace annuale (mSv) media pesata per la popolazione europea (in mSv/anno) per ciascuna sorgente di radiazione naturale [5] [13].

Capitolo 2

Strumenti di rivelazione

2.1 Introduzione

Le particelle elettricamente cariche cedono energia principalmente tramite processi di eccitazione e ionizzazione, mentre le radiazioni neutre, come i raggi gamma considerati in questo lavoro, devono prima produrre particelle cariche all'interno del rivelatore per poter essere rivelate. La rilevazione della radiazione ionizzante mediante scintillazione prodotta da certi materiali è una delle prime tecniche mai utilizzate. Con questo sviluppo divenne disponibile un rivelatore pratico, in grado di fornire un'elevata efficienza per la rivelazione dei raggi gamma e, allo stesso tempo, una risoluzione in energia sufficientemente buona da permettere di separare i contributi di sorgenti gamma polienergetiche. Il materiale ideale per costruire uno scintillatore dovrebbe:

1. convertire l'energia cinetica delle particelle cariche in luce rilevabile con grande efficienza;
2. avere conversione lineare, ovvero la luce prodotta deve essere proporzionale a tale energia in un intervallo di energia più ampio possibile;
3. essere trasparente per le lunghezze d'onda della luce emessa così da evitare fenomeni di autoassorbimento che ne riducono l'efficienza;

4. avere breve tempo di decadimento della luminescenza indotta;

Nessun materiale soddisfa simultaneamente tutti questi criteri e la scelta di uno scintillatore è sempre un compromesso tra questi e altri fattori. Tipicamente, gli scintillatori si dividono in due grandi categorie: inorganici e organici. I primi hanno un migliore resa di luce e una risposta più lineare ma spesso sono caratterizzati da un tempo di risposta molto lungo. Al contrario i secondi risultano invece molto più veloci, al prezzo però di una minore resa di luce. La scelta di uno scintillatore è quindi fortemente influenzata dallo scopo dell'esperimento: l'elevata densità e il grande numero atomico Z dei materiali inorganici li rende ideali per la spettroscopia di raggi gamma, mentre gli organici, come ad esempio quelli plastici, trovano maggiore applicazione nella spettroscopia beta e nella rivelazione dei neutroni veloci. Negli esperimenti descritti in questa tesi è stato utilizzato uno scintillatore composto da ioduro di sodio attivato al tallio (che verrà discusso in dettaglio nella sezione 2.3), in quanto rappresenta un buon compromesso tra resa di luce e velocità di risposta.

2.2 Interazione dei fotoni con la materia

I raggi gamma possono interagire con la materia attraverso tre meccanismi: *assorbimento fotoelettrico*, *diffusione Compton* e *produzione di coppie*. La probabilità relativa con cui avvengono dipende fortemente dall'energia dei fotoni incidenti, come si nota in Figura 2.1, e dal numero atomico Z del materiale assorbitore.

Per energie inferiori a qualche centinaio di keV domina l'assorbimento fotoelettrico; per energie intermedie (dell'ordine del MeV) prevale la diffusione Compton; mentre al di sopra di 5–10 MeV diventa significativo il processo di produzione di coppie, come illustrato in Figura 2.1 nel caso del NaI. Tutti questi fenomeni comportano la conversione dell'energia del fotone incidente in energia cinetica di elettroni (e positroni), che costituiscono le particelle cariche responsabili dell'emissione di luce nello scintillatore.

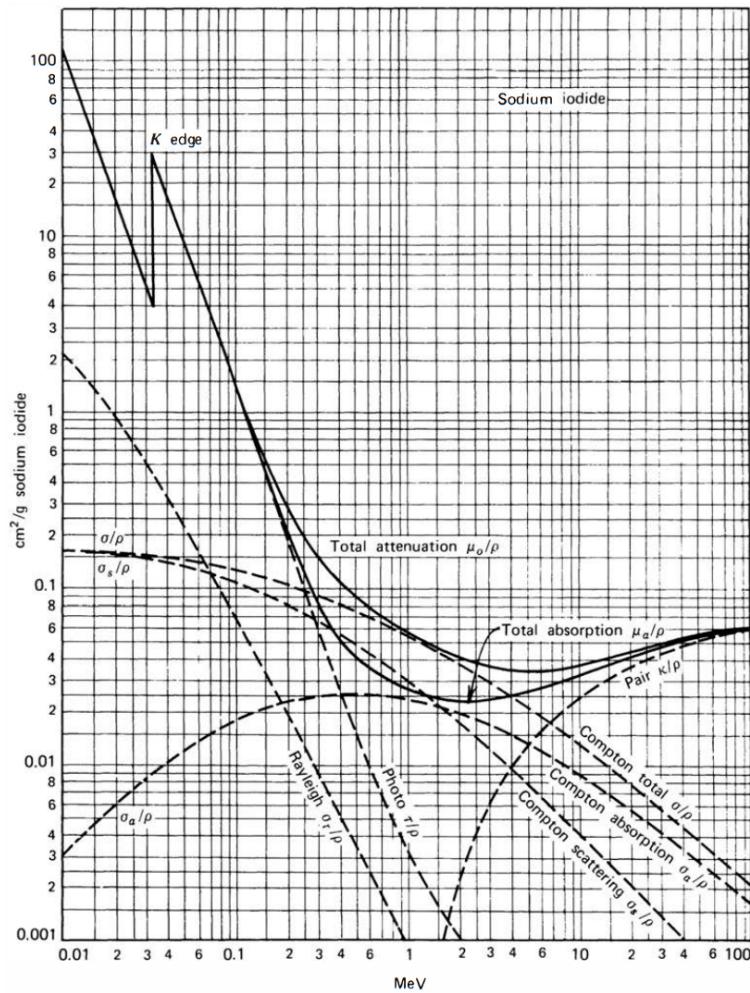


Figura 2.1: Dipendenza energetica dei vari processi di interazione dei raggi gamma in un scintillatore NaI(Tl) [14].

Assorbimento photoelettrico

Nel processo photoelettrico un fotone interagisce con un atomo dell'assorbitore, trasferendo tutta la sua energia a un elettrone legato, che viene così espulso dall'atomo. L'energia cinetica del fotoelettrone è data da:

$$E_e = h\nu - E_b , \quad (2.1)$$

dove E_b è l'energia di legame dell'elettrone, h la costante di Plank e ν la frequenza del fotone incidente. La probabilità di questo processo cresce rapidamente con il numero atomico, variando approssimativamente come $Z^{4.5}$ [14], e diminuisce con l'aumentare dell'energia del fotone, come si può vedere per il NaI in Figura 2.1.

Dopo l'emissione del fotoelettrone, l'atomo rimane ionizzato e la vacanza elettronica viene riempita tramite transizioni radiative: ciò porta all'emissione di *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 cristallo, l'energia rilasciata è pari all'energia del fotone incidente, dando origine al *picco photoelettrico*.

Diffusione Compton

Nella *Diffusione Compton*, il fotone urta un elettrone (quasi libero) e ne trasferisce parte della sua energia, venendo quindi diffuso con energia ridotta. L'energia ceduta all'elettrone è data dalla seguente relazione:

$$E_e = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (2.2)$$

dove θ è l'angolo di scattering, E_γ l'energia del fotone incidente e $m_e c^2$ l'energia a riposo dell'elettrone. Poiché tutti gli angoli sono possibili, l'energia depositata dall'elettrone di rinculo varia da 0 fino a un massimo (il cosiddetto *Compton edge*), determinando un *continuum Compton*. La probabilità del processo cresce linearmente con Z e decresce con l'energia.

Produzione di coppie

Quando l'energia del fotone supera $2m_e c^2 = 1.022$ MeV, diventa possibile la produzione di una coppia elettrone-positrone nel campo coulombiano del nucleo. In tale processo il fotone scompare completamente e l'energia in eccesso rispetto a 1.022 MeV viene distribuita come energia cinetica fra le due particelle che la cedono nel mezzo. Il positrone

percorre pochi μm e dopo essersi rallentato (fino ad energie comparabili a quelle termiche degli elettroni atomici), *annichila* con un elettrone della materia, producendo due fotoni da 0.511 MeV emessi in direzioni opposte.

Se uno o entrambi questi fotoni sfuggono dal rivelatore, nello spettro si osservano il *picco a singola fuga* (single escape peak) e il *picco a doppia fuga* (double escape peak), rispettivamente a energia $E_s = E_\gamma - 0.511 \text{ MeV}$ e $E_d = E_\gamma - 1.022 \text{ MeV}$. La sezione d’urto per la produzione di coppie cresce rapidamente con l’energia e approssimativamente come Z^2 [15].

2.3 Scintillatori

2.3.1 Scintillatori organici

Negli scintillatori organici a seguito dell’eccitazione degli elettroni da parte dei gamma incidenti l’emissione di luce rilevabile può avvenire in due modi: la *fluorescenza* avviene quando un elettrone viene eccitato da un livello più interno e quindi più energetico ad un livello esterno meno energetico e successivamente torna allo stato precedente emettendo radiazione nello spettro del visibile; se durante questo processo l’elettrone non torna direttamente nel livello di partenza, ma con vari *step* in diversi livelli intermedi si parla di *fluorescenza ritardata*, la quale è caratterizzata da un tempo di emissione caratteristico molto più lungo. All’interno dello scintillatore può però avvenire anche la *fosforescenza* che si verifica quando l’elettrone non viene eccitato tramite radiazione elettromagnetica, ma per altri fenomeni, e.g. un urto e/o agitazione termica. Questo processo fa cambiare lo stato di spin da singoletto a tripletto o viceversa; perciò, per tornare al livello iniziale la particella dovrà, per esempio, subire un altro urto, comportando un tempo di emissione ancora più prolungato della fluorescenza ritardata. Per essere uno scintillatore efficace, un materiale dovrebbe convertire la frazione maggiore possibile di radiazione incidente dovuta alla fluorescenza istantanea, minimizzando gli altri contributi che risultano indesiderati.

2.3.2 Scintillatori inorganici

Meccanismi di produzione di fotoni nel visibile

Nei materiali inorganici il meccanismo della scintillazione dipende dal reticolo cristallino e dalle bande di energia discrete. La banda inferiore viene detta banda *di valenza* ed è composta da elettroni legati ai siti reticolari, mentre la banda superiore *di conduzione* è composta da elettroni a maggiore energia che possono muoversi liberamente nel cristallo; infine la banda *proibita* è una zona energetica non accessibile ad alcun elettrone in un cristallo puro e 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 (differenza di energia tra l'ultimo livello della banda di valenza e il primo di conduzione); tuttavia questo processo presenta due problematiche per poter utilizzare tali materiali come rivelatori; 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 nella banda del visibile. Per risolvere questo problema vengono aggiunte delle *impurità*, che vengono chiamate *attivatori*, e che permettono di aumentare la possibilità di emissione di un fotone nel visibile modificando la normale struttura delle bande energetiche, come riportato in Figura 2.2.

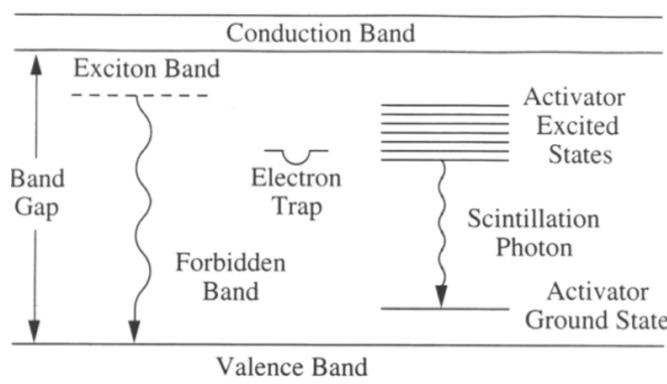


Figura 2.2: Illustrazione dello schema a bande energetiche tipico di un cristallo scintillatore attivato [16].

Ciò avviene tramite la creazione di siti speciali nel cristallo che rendono, inoltre, accessibili dei livelli nella banda proibita dove possono diseggitarsi gli elettroni emettendo fotoni all'energia desiderata. Questi siti di diseggitazione sono chiamati *centri di luminescenza o di ricombinazione*. 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, ossia l'impurità introdotta intenzionalmente nel cristallo, la cui energia di ionizzazione è inferiore a quella di un normale sito del reticolo. 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 diseggiterà rapidamente emettendo un fotone di energia nel 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. Alcuni processi possono interferire sul comportamento temporale della luce emessa. Ad esempio, la già citata fosforescenza genera un'emissione ritardata indesiderata. Un'altra possibilità è rappresentata dal *quenching*, ovvero processi di transizione non radiativa tra stati eccitati e stato fondamentale, nei quali l'energia viene dissipata sotto forma di calore invece che di luce. Il quenching riduce l'efficienza complessiva del processo scintillante, costituendo una perdita di segnale. Oltre al meccanismo di migrazione indipendente di elettroni e lacune, può avvenire anche la formazione di un eccitone, una coppia elettrone-lacuna legata che si sposta come un'entità unica attraverso il cristallo fino a raggiungere un sito attivatore. Anche in questo caso, la ricombinazione presso l'attivatore può portare all'emissione di scintillazione luminosa.

Efficienza e rendimento della scintillazione

L'efficienza del processo scintillante può essere stimata da semplici considerazioni energetiche. In media, nei materiali inorganici sono necessari 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, se viene attivato con il tallio questo valore scende a 3 eV, pertanto se un fotone di 1 MeV nel cristallo generava approssimativamente 5×10^4 coppie elettrone-lacuna, se drogato con tallio ne genera 33×10^4 [15]. In media lo ioduro di sodio attivato con tallio NaI(Tl) presenta una efficienza di scintillazione assoluta di circa il 12%, ovvero circa 4×10^4 fotoni emessi per 1 MeV di energia depositata, ciascuno con un'energia media di 3 eV [15]. 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 elettrone-lacuna è simile a quella rilasciata nella loro ricombinazione, per cui lo spettro di emissione e quello di assorbimento si sovrappongono, causando forti fenomeni di autoassorbimento. 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.

2.3.3 Interazioni negli scintillatori e materiali circostanti

All'interno dello scintillatore, gli *elettroni secondari* prodotti dai processi primari perdono rapidamente la loro energia attraverso ionizzazione ed eccitazione atomica, generando foton di scintillazione. Tuttavia, una frazione può sfuggire dalla superficie, specialmente se l'interazione avviene vicino ai bordi del cristallo (più è piccolo il cristallo e più è probabile che possa sfuggire), causando una perdita parziale di energia misurata. Nella Figura 2.3a, sono mostrate le possibili interazioni all'interno di uno scintillatore sottile e in Figura 2.3b lo spettro energetico risultante.

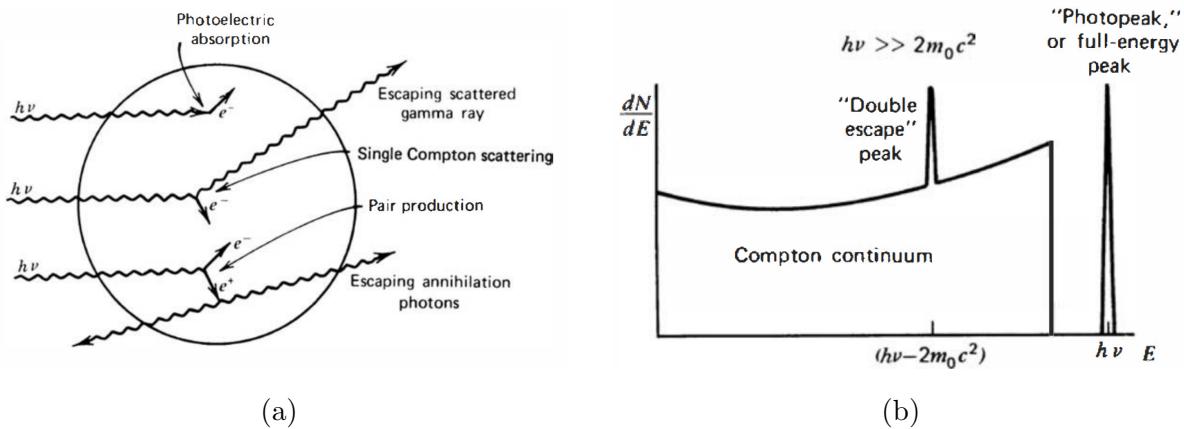


Figura 2.3: a. Schema delle interazioni principali all'interno di uno scintillatore. b. Spettro ideale di uno scintillatore di raggi γ monocromatici [15].

Se il volume dello scintillare è maggiore, rispetto a quello mostrato nelle Figure 2.5, allora possono avere luogo più combinazioni di eventi; ad esempio possono avere luogo eventi compton multipli, oppure può verificarsi nel caso di creazione di coppie e^+/e^- solo uno dei 2 gamma emissi nell'annichilazione del positrone sfugga dallo scintillatore. Di conseguenza lo spettro misurato, rappresentato in Figura 2.4b si arricchisce di strutture, dovute ai processi appena descritti e rappresentati in Figura 2.4a.

$$h\nu \gg 2m_0c^2$$

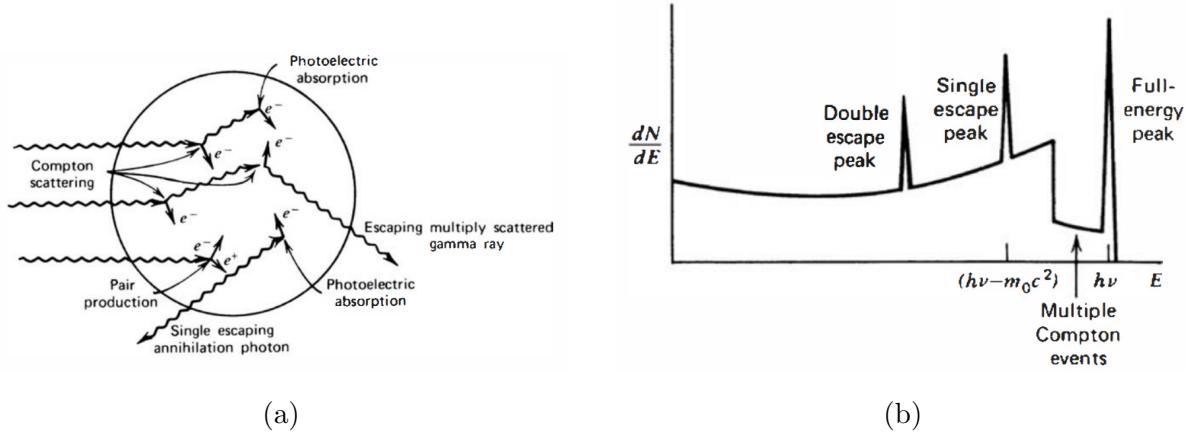


Figura 2.4: a. Schema delle interazioni reali all'interno di uno scintillatore. b. Spettro reale di uno scintillatore di raggi γ monocromatici [15].

Nella pratica sperimentale, un rivelatore a scintillazione come il NaI(Tl) 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 gamma depositano la loro energia. I materiali esterni, come l'utilizzo di un contenitore di alluminio oppure di piombo impiegato in certe misurazioni come schermatura, possono diventare sorgenti di radiazioni secondarie. Il fenomeno più rilevante è la *retrodifusione (backscattering)*: un fotone proveniente da una sorgente di radiazioni subisce una diffusione Compton in un materiale circostante e rientra nel rivelatore con energia ridotta (tipicamente circa 0.2–0.25 MeV). Ciò dà origine al caratteristico *picco di backscatter* nello spettro mostrato in Figura 2.5b. Analogamente, l'assorbimento fotoelettrico nei materiali che circondano lo scintillatore può generare *raggi X caratteristici* che, se penetrano nel rivelatore, producono ulteriori picchi a basse energie (tipicamente al di sotto dei 100 keV), come per esempio quelli a 75.0 KeV e a 72.8 KeV (meno intenso) del piombo. Tutti questi contributi, raffigurati in Figura 2.5a, devono essere considerati per una corretta interpretazione dello spettro gamma ambientale esposto in Figura 2.5b.

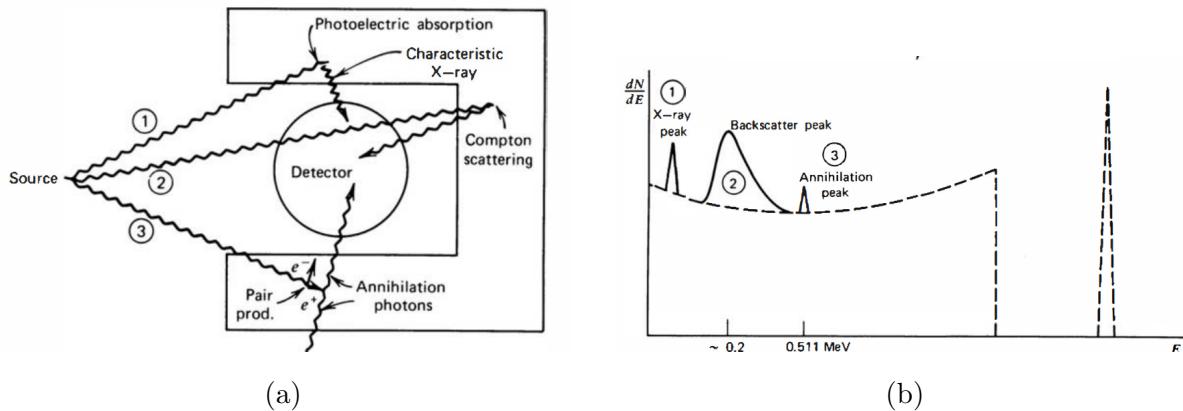


Figura 2.5: a. Schema delle interazioni con l'ambiente esterno ad uno scintillatore esposto ad una sorgente. b. Spettro reale di uno scintillatore di raggi γ monocromatici includendo l'interazione con l'ambiente [15].

2.4 Scintillatori al NaI(Tl)

Nel 1948 Robert Hofstadter scoprì che il cristallo di ioduro di sodio (NaI) attivato con tallio ($\text{NaI}(\text{Tl})$) produceva una luminosità di scintillazione eccezionalmente elevata rispetto ai materiali organici usati in precedenza. Questa scoperta segnò l'inizio della moderna spettrometria a scintillazione per raggi gamma. Ancora oggi il $\text{NaI}(\text{Tl})$ 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 energetica o velocità.

Il cristallo è igroscopico e deve essere racchiuso in contenitori ermetici per evitare il deterioramento dovuto all’umidità. Come discusso in precedenza, la resa luminosa si aggira intorno a 4×10^4 fotoni/MeV [15], 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. La costante di decadimento principale dell’impulso di scintillazione è 230 ns, con una componente di fosforescenza più lunga (≈ 0.15 s) che contribuisce a circa il 9% del totale della luce [15]. Le prestazioni del NaI(Tl) dipendono anche dalla temperatura, all’au-

mentare 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. Il NaI puro produce una scintillazione debole a temperatura ambiente, ma diventa molto più efficiente a 77 K, con un'emissione di circa 44×10^3 fotoni/MeV e un tempo di decadimento inferiore a 100 ns [17]. Tuttavia, il funzionamento a bassa temperatura è complesso e richiede speciali sistemi di accoppiamento ottico, anche se l'uso di fotodiоди a valanga può renderlo praticabile.

Confronto con rivelatore a stato solido al HPGe

Quando si parla di spettrometria gamma, il rivelatore di riferimento è HPGe, *High Purity Germanium*, è un diodo semiconduttore al germanio (Ge) di elevata purezza. Questo livello di impurezze così basso permette di ottenere ampie *depletion region*, che possono raggiungere dimensioni dell'ordine dei centimetri; in tal modo si ottengono rivelatori con un volume significativo e una buona raccolta di carica. Durante l'utilizzo, l'HPGe deve essere mantenuto a una temperatura di 77 K per ridurre la corrente termica. Un pregio di questo rivelatore, che lo differenzia dagli scintillatori come il NaI(Tl), è la sua eccellente risoluzione energetica: a parità di energia incidente, la fluttuazione statistica nel numero di coppie elettrone–lacuna è molto piccola, il che dà luogo a righe gamma molto strette (la *FWHM*¹ tipica è dell'ordine di pochi eV/keV, a seconda della dimensione del rivelatore). A titolo di esempio vengono riportate alcune risoluzioni energetiche tipiche di HPGe: per piccoli rivelatori planari si ha una *FWHM* di circa 200 eV per raggi γ o raggi X di 6 keV, mentre per grandi rivelatori coassiali si ha una *FWHM* pari a circa 2 keV per gamma di 1.3 MeV [15], in Figura 2.6 è mostrato il confronto tra lo spettro di un rivelatore NaI(Tl) e quello di un HPGe.

¹*FWHM*: la larghezza a metà altezza pari a 2.35 della deviazione standard del valore energetico del fotone rilevato.

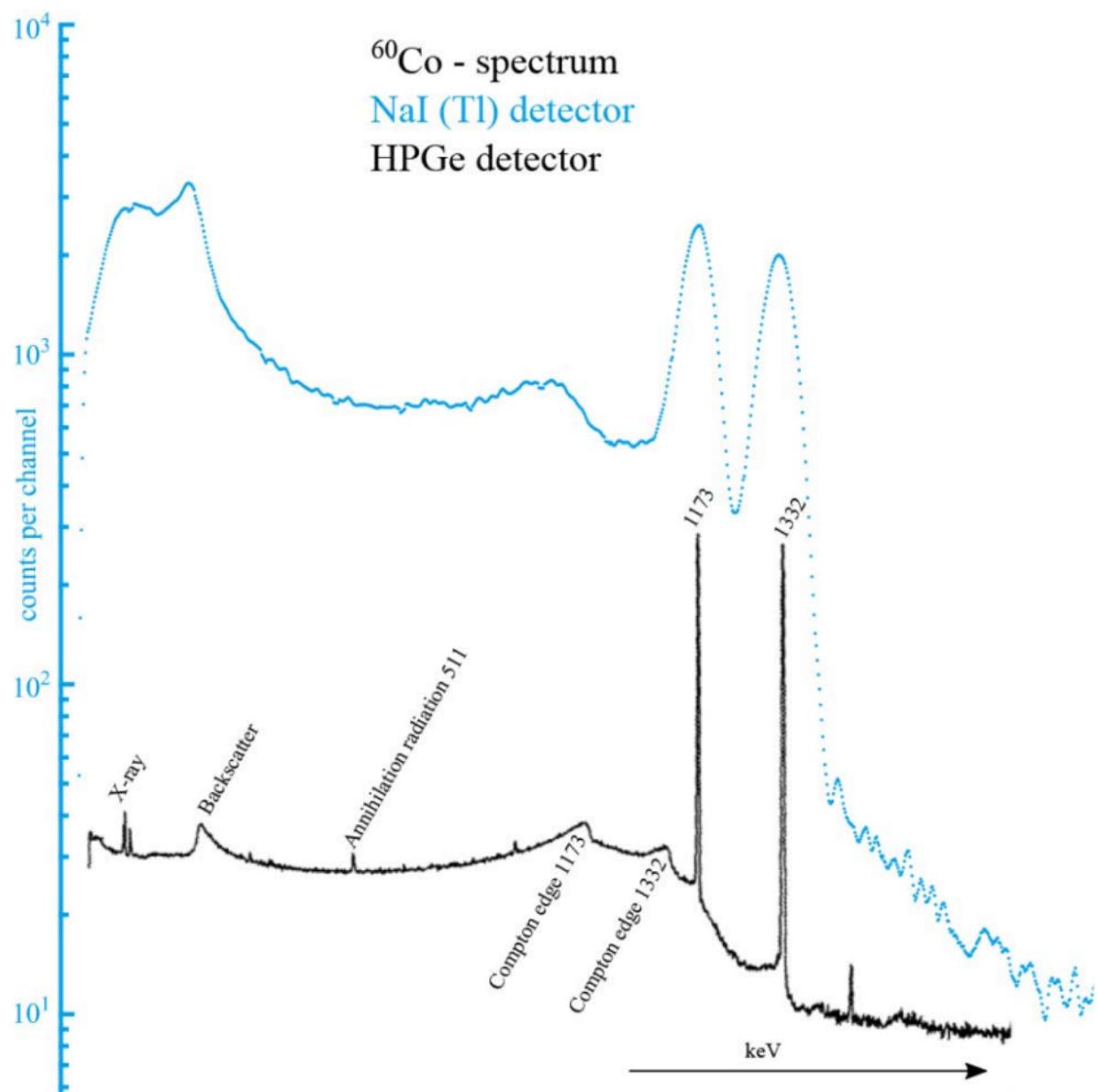


Figura 2.6: Spettro del Co-60 misurato con rilevatore HPGe e rivelatore NaI(Tl); solo il rivelatore NaI(Tl) è in scala [18].

Una differenza fondamentale tra i rivelatori al germanio iperpuro (HPGe) e gli scintillatori veloci riguarda il *tempo di raccolta* delle cariche generate dall’interazione della radiazione. Negli scintillatori veloci la risposta temporale è dominata dai tempi caratteristici di emissione della luce (tipicamente dell’ordine di poche centinaia di ps o pochi ns), mentre nei rivelatori a semiconduttore la dinamica è governata dal moto di deriva delle cariche libere nel cristallo. Questo si traduce in un tempo di raccolta relativamente più lungo. Riassumendo, si utilizzano cristalli come il NaI(Tl) quando è richiesta alta efficienza, conteggio rapido, costo o budget limitato, oppure portabilità. Il NaI(Tl) è più adatto per misure quantitative in cui la risoluzione fine non è cruciale; d’altra parte, è preferibile utilizzare l’HPGe quando si ha a che fare con spettri complessi con linee molto vicine ed è necessaria 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.

2.4.1 Sistema di rilevazione *SP5640 GammaEDU*

In questo lavoro di tesi è stato usato il sistema di rilevazione portatile *SP5640 GammaEDU*, rappresentato in Figura 2.7, provvisto di uno scintillatore NaI(Tl) accoppiato a un *tubo fotomoltiplicatore (PMT)* e al sistema *CAEN Gamma stream* che integra un *analizzatore multicanale (MCA)* e un pre amplificatore, direttamente nella base del fotomoltiplicatore (PMT), in Figura 2.8 è rappresentato lo schema del sistema. Il dispositivo *PMT* è capace di convertire i debolissimi impulsi luminosi emessi da uno scintillatore in segnali elettrici misurabili e contiene due componenti principali:

1. Il photocatodo, una superficie fotosensibile che permette la conversione della radiazione luminosa incidente in una corrente mediante l’effetto fotoelettrico.
2. L’elettro-moltiplicatore, un componente destinato sia alla raccolta efficiente degli elettroni emessi, sia alla loro amplificazione per impatto.



Figura 2.7: Il rivelatore portatile *GammaEDU SP5640*.

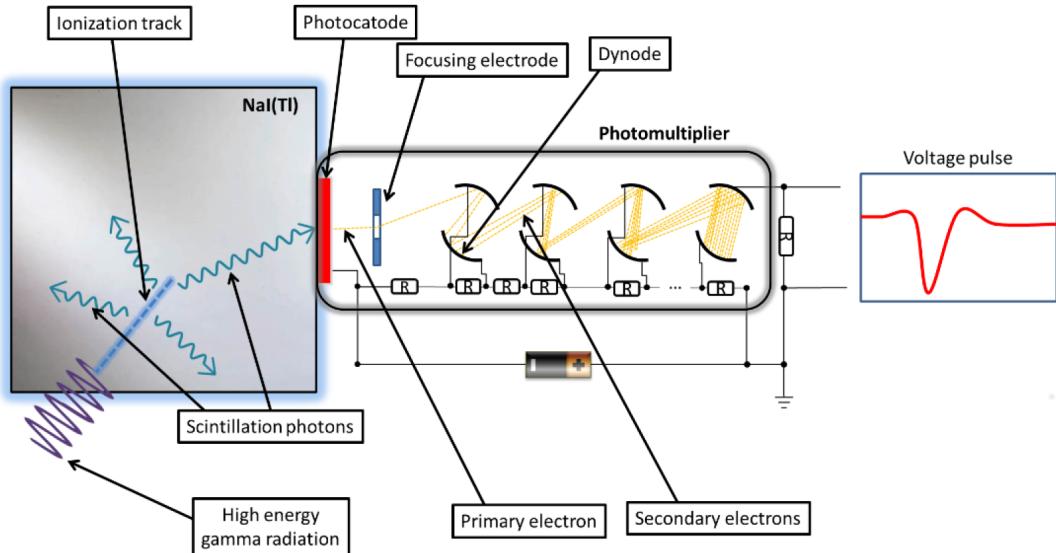


Figura 2.8: Diagramma del sistema SP5640 GammaEDU [19].

L’energia del fotone deve essere superiore al gap del materiale per promuovere un elettrone nella banda di conduzione del photocatodo. 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 producendo vari elettroni liberi secondari. Nei photocatodi 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, come mostrato in Figura 2.8, che ci restituisce correnti abbastanza elevate da essere rilevate.

Il guadagno complessivo è:

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

con α la frazione di elettroni raccolti da ogni stadio, N il numero di dinodi e δ il numero medio di elettroni secondari generati per ogni impatto su un dinodo.

Ad esempio, per il *SP5640 GammaEDU* $N = 10$, $\delta = 4$ e $G \approx 10^6$ [19]. Il risultato è che ogni scintillazione produce un impulso di carica sull'anodo del *PMT*, che può poi essere rilevato e analizzato dal *CAEN gamma stream*, quest'ultimo se collegato ad un dispositivo come computer o tablet, grazie ai *software* proprietari di *CAEN* fornisce lo spettro d'acquisizione in tempo reale oltre ai dati *GPS* e alle concentrazioni di K, U e Th. In questo lavoro di tesi, lo scintillatore utilizzato per effettuare le misure è stato usato in *pulse mode*, cioè si è considerato ogni evento come singolo impulso, con tempo di analisi più breve del tempo caratteristico con cui viene emessa la fluorescenza ritardata o la fosforescenza. Quindi il sistema considera solo la luce del segnale principale dovuto a fluorescenza istantanea, e il resto è distribuito nel tempo ed è paragonabile a rumore che non altera la nitidezza dei picchi ma va tenuto in considerazione poiché aggiunge conteggi allo spettro soprattutto nei canali a basse energie.

Capitolo 3

Radioattività presso il DIFA

3.1 Caratterizzazione del rivelatore

3.1.1 Procedura di determinazione delle concentrazioni dei radionuclidi

La strategia di analisi adottata per la stima delle abbondanze dei principali radionuclidi naturali presenti nel suolo (potassio, uranio e torio) a partire dagli spettri gamma acquisiti, si basa sulla combinazione di simulazioni Monte Carlo dei cosiddetti “spettri fondamentali”, e sull’impiego del *Windows Analysis Method* (WAM), in accordo con le linee guida dell’International Atomic Energy Agency [11] per la mappatura radiometrica del territorio.

Sensibilità

La caratterizzazione del sistema in termini di sensibilità ai radionuclidi naturali è stata ottenuta tramite simulazioni Monte Carlo, dalle quali sono stati ricavati i tre *spettri fondamentali* che il rivelatore misurerrebbe in presenza di un’unica specie radioattiva alla volta. In particolare si considera una concentrazione unitaria di potassio pari a 1×10^{-2} g/g, una di uranio equivalente (eU) pari a 1 $\mu\text{g}/\text{g}$, una concentrazione unitaria di torio

equivalente (eTh) pari a $1 \mu\text{g/g}$. Lo schema logico della simulazione può essere riassunto in tre passaggi principali: *Emissione* del fotone γ dal terreno, *Propagazione* del fotone nell’ambiente (suolo + aria), *Deposizione di energia* nel cristallo NaI(Tl) e ricostruzione dell’energia rilasciata in ciascun evento. L’output della simulazione è quindi lo spettro di energia depositata nel cristallo. In questo modo si ottengono i tre spettri fondamentali dello spettro rappresentati in Figura 3.1.

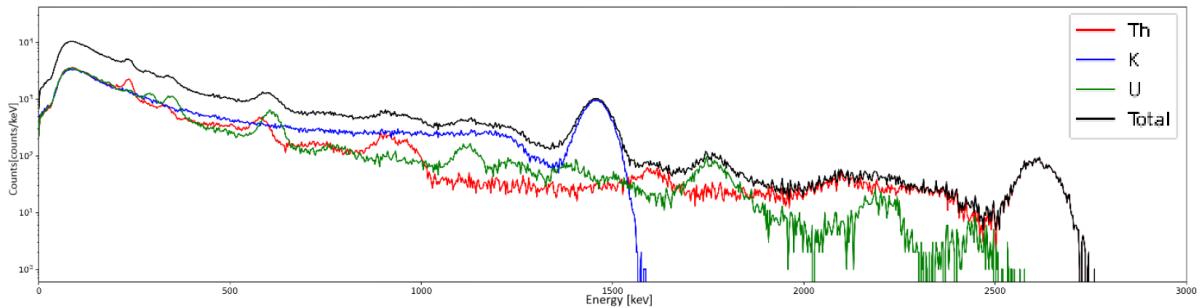


Figura 3.1: Spettri fondamentali simulati per un’abbondanza unitaria di K, U e Th e la loro somma. [19].

Nel volume di suolo investigato, il numero di conteggi rilevati può essere scritto come combinazione lineare dei tre spettri fondamentali:

$$N(i) = C_K S_K(i) + C_U S_U(i) + C_{Th} S_{Th}(i), \quad (3.1)$$

dove $N(i)$ è il numero di conteggi per secondo misurato nel canale i . In altre parole, la forma globale dello spettro ambientale è determinata da $S(i)$ cioè il numero di conteggi al secondo dello spettro fondamentale di ogni radionuclide, mentre il peso di ciascuna componente è fissato dalla concentrazione $C(i)$ del relativo radionuclide nel suolo.

Concentrazioni

Per risalire alle concentrazioni dei radionuclidi naturali a partire dallo spettro misurato, l’idea di base è quella di non utilizzare l’intero spettro, ma soltanto tre *regioni di interesse*, visualizzabili in Figura 3.2 attorno ai principali fotopicchi caratteristici di potassio,

uranio e torio: picco a 1460 keV associato al decadimento di ^{40}K , picco a 1765 keV associato a ^{214}Bi (catena di ^{238}U), picco a 2614 keV associato a ^{208}Tl (catena di ^{232}Th).

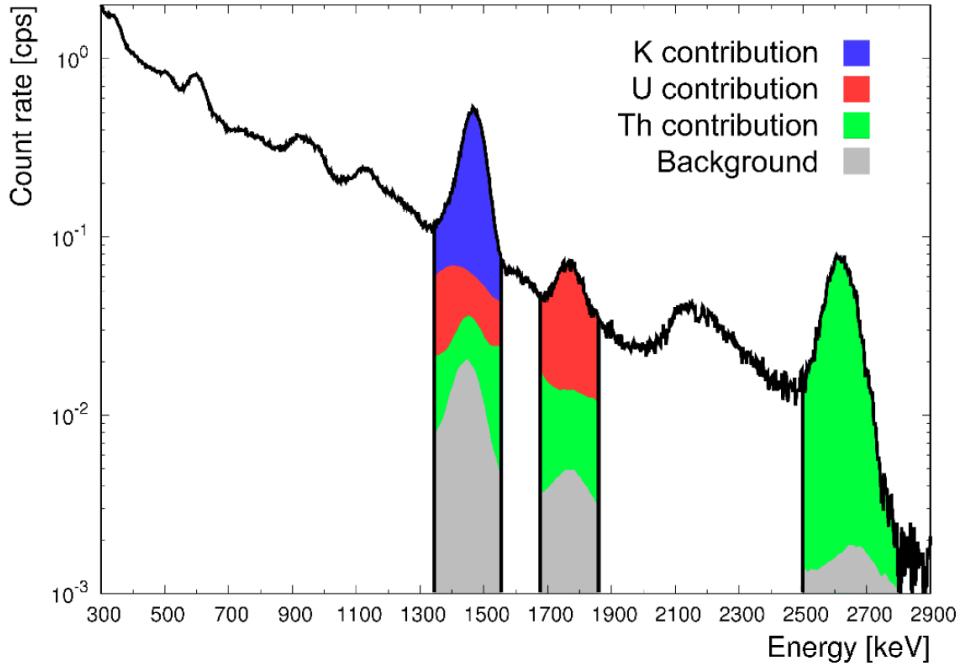


Figura 3.2: Contributi spettrali del potassio (in blu), dell'uranio (in rosso) e del torio (in verde) nelle finestre energetiche di ^{40}K , ^{214}Bi e ^{208}Tl [19].

La larghezza delle regioni è scelta sulla base della risoluzione energetica del cristallo NaI(Tl). In linea con le raccomandazioni IAEA, si usa una finestra pari alla *Full Width at Tenth Maximum* (FWTM)¹. Integrando lo spettro acquisito in ciascuna regione di interesse si ottengono tre tassi di conteggio sperimentali:

$$N_K, \quad N_U, \quad N_{Th},$$

¹FWTM: la larghezza della distribuzione al livello di 1/10 dell'altezza massima, corrisponde a circa 4.29 della deviazione standard

espressi in conteggi per secondo (cps) [19]. Questi tassi dipendono linearmente dalle concentrazioni di K, U e Th nel suolo, secondo:

$$N_K = C_K S_{KK} + C_U S_{UK} + C_{Th} S_{ThK} + B_K , \quad (3.2)$$

$$N_U = C_K S_{KU} + C_U S_{UU} + C_{Th} S_{ThU} + B_U , \quad (3.3)$$

$$N_{Th} = C_K S_{KTh} + C_U S_{UTH} + C_{Th} S_{ThTh} + B_{Th} , \quad (3.4)$$

dove:

- S_{ij} è il coefficiente di sensibilità (in cps per unità di concentrazione) che rappresenta la risposta del sistema nella finestra j dovuta all'elemento i ;
- B_K , B_U e B_{Th} sono i contributi di fondo nelle tre finestre (in molti casi trascurabili rispetto al segnale utile, grazie alla bassa radioattività intrinseca del rivelatore e alla geometria di misura).

Scrivendo le equazioni (3.2)–(3.4) in forma matriciale, si ottiene [19]:

$$\mathbf{N} = \mathbf{C} \mathbf{S} \quad (3.5)$$

con:

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} N_{KK} & N_{UK} & N_{ThK} \\ N_{KU} & N_{UU} & N_{ThU} \\ N_{KTh} & N_{UTH} & N_{ThTh} \end{pmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_K & 0 & 0 \\ 0 & C_U & 0 \\ 0 & 0 & C_{Th} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

e

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{KK} & S_{KU} & S_{KTh} \\ S_{UK} & S_{UU} & S_{UTH} \\ S_{ThK} & S_{ThU} & S_{ThTh} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

I coefficienti di sensibilità S_{ij} vengono determinati a partire dalle simulazioni Monte Carlo dei tre spettri fondamentali. Si simula infatti, separatamente, la risposta del sistema per una concentrazione unitaria di potassio, uranio e torio (ad esempio 1% K, 1 ppm U, 1 ppm Th) e si calcolano i tassi di conteggio nelle tre finestre energetiche. In tali condizioni la

matrice delle concentrazioni è nota per costruzione e risulta diagonale, il che permette di invertire agevolmente il sistema (3.5) ed ottenere la matrice di sensibilità:

$$\mathbf{S} = \mathbf{C}^{-1} \mathbf{N} \quad (3.8)$$

Per il rivelatore GammaEDU, la matrice di sensibilità così ottenuta ha una forma quasi triangolare, come atteso dal punto di vista fisico: il decadimento di ^{40}K produce un singolo γ a 1460 keV e non contribuisce alle finestre centrate a 1765 e 2614 keV, mentre uranio e torio, tramite le rispettive catene di decadimento, contribuiscono anche parzialmente alle finestre “non proprie” principalmente tramite eventi di Compton. Infine nota la matrice \mathbf{S} , il problema inverso, ovvero la stima delle concentrazioni a partire dai tassi di conteggio misurati, si risolve mediante [19]:

$$\mathbf{C} = \mathbf{N} \mathbf{S}^{-1} \quad (3.9)$$

da cui si possono ricavare esplicitamente:

$$C_K[\%] = N_K S_{KK}^{-1} + N_U S_{UK}^{-1} + N_{Th} S_{ThK}^{-1} \quad (3.10)$$

$$C_U[\text{ppm}] = N_U S_{UU}^{-1} + N_{Th} S_{ThU}^{-1} \quad (3.11)$$

$$C_{Th}[\text{ppm}] = N_U S_{UTh}^{-1} + N_{Th} S_{ThTh}^{-1} \quad (3.12)$$

Le concentrazioni così ottenute sono espresse come potassio in percentuale in massa e uranio/torio in ppm. Infine, le concentrazioni possono essere convertite nelle corrispondenti attività specifiche in Bq/kg mediante i coefficienti riportati in Sezione 1.4.2.

3.1.2 Calibrazione energetica

Il cristallo scintillatore trasforma l’energia depositata dai fotoni gamma in impulsi elettrici, la cui ampiezza viene poi digitalizzata in canali ADC. Per poter interpretare correttamente lo spettro acquisito è quindi indispensabile stabilire una corrispondenza univoca tra canale ADC ed energia fisica, ottenendo la cosiddetta calibrazione energetica .

Teoricamente la dipendenza tra energia depositata e canale ADC è lineare. Nella pratica sperimentale, però, tale linearità è solo approssimata: gli effetti riportati in Sezione 2.3.1

e 2.3.2 e il rumore elettronico introducono deviazioni dalla linearità ideale. Per tenerne conto si è scelto di effettuare fit lineari separati in due intervalli di energia: uno ad alte energie (500–1900 keV) utilizzando i tre raggi gamma emessi da una sorgente di ^{207}Bi a energia 569.7 keV, 1063.7 keV e 1770.2 keV, i cui spettri sono raffigurati in Figura 3.3, e uno a basse energie (0–700 keV) utilizzando la radiazione emessa da una sorgente di ^{241}Am e una di ^{137}Cs utilizzando i fotoni a energia rispettivamente di 59.0 keV, 661.7 keV, i cui spettri sono raffigurati in Figura 3.4, e 569.7 keV del bismuto. A tal fine è stato sviluppato un codice dedicato che esegue un fit (basato su una funzione somma tra una gaussiana e una retta che tiene conto del rumore o dei conteggi di picchi vicini) per ricavare le posizioni in canale dei picchi noti. Successivamente è stato realizzato un codice che produce il grafico con i punti sperimentalmente e le rispettive rette di calibrazione per i due intervalli, visualizzabile in Figura 3.5. I parametri ottenuti permettono di convertire i canali ADC in energia secondo la relazione:

$$\text{Channel} = m \cdot E_{\gamma} + q \quad (3.13)$$

dove m e q sono il coefficiente angolare e l'intercetta del fit risultati essere $m = 0.70 \pm 0.02$, $q = 5 \pm 3$ a basse energie e $m = 0.69 \pm 0.02$, $q = 18 \pm 20$, le intercette hanno errore alto poiché compatibili con zero. La bontà della calibrazione è stata verificata confrontando le energie dei picchi attesi per i radionuclidi di riferimento con i valori ricavati sperimentalmente dai canali misurati. La compatibilità entro le incertezze conferma la correttezza della procedura adottata.

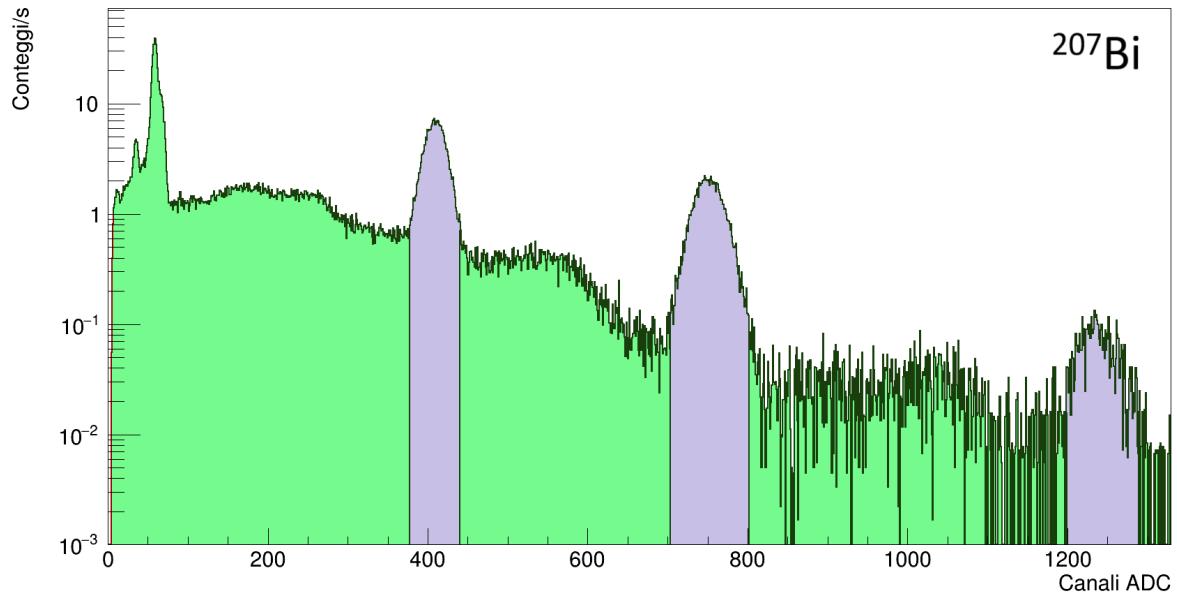


Figura 3.3: Spettro del ^{207}Bi , rivelato con il rivelatore GammaEDU SP5640. Sono stati evidenziati i fotopicchi. L'asse y è in scala logaritmica.

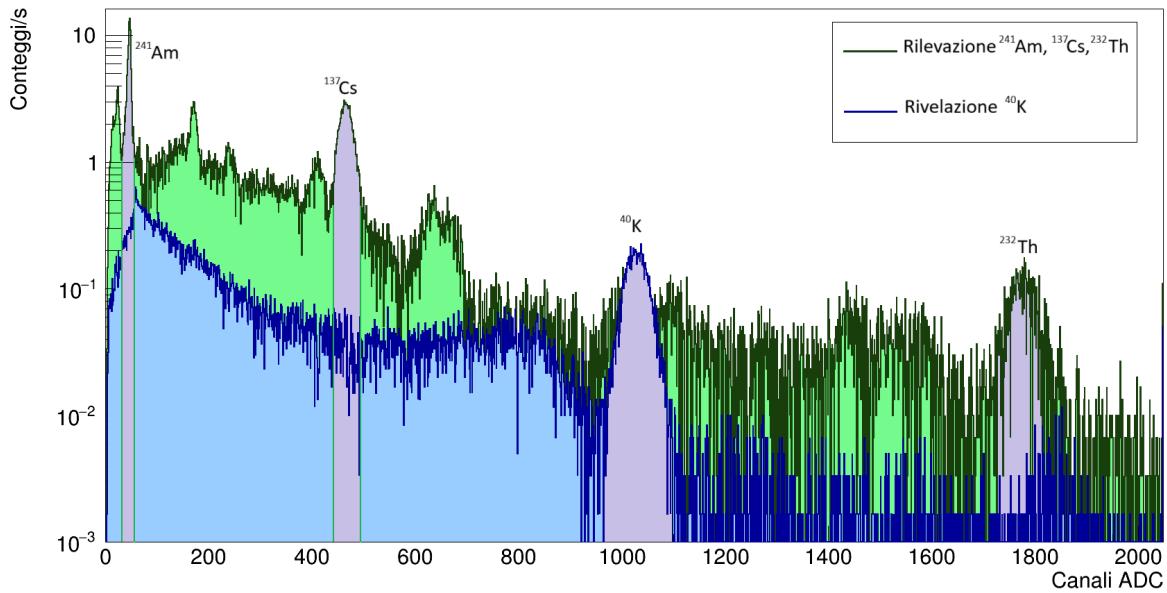


Figura 3.4: In verde lo spettro del ^{241}Am , del ^{137}Cs e del ^{232}Th , in blu lo spettro del sale cloruro di potassio, rivelati con il rivelatore GammaEDU SP5640. Sono stati evidenziati i fotopicchi. L'asse y è in scala logaritmica.

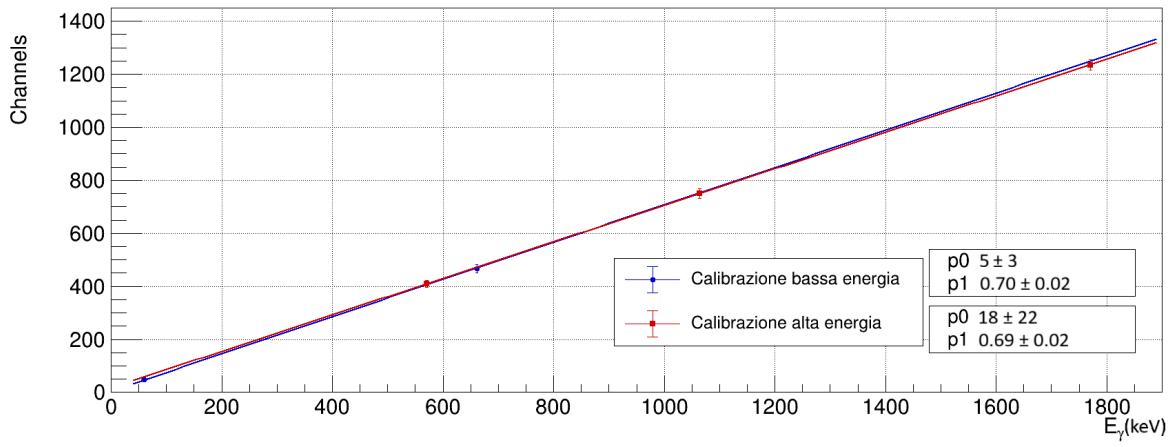


Figura 3.5: In blu calibrazione a bassa energia, in rosso calibrazione ad alta energia.

3.1.3 Risoluzione energetica

Perché un rivelatore possa essere utilizzato come spettrometro gamma, deve non solo convertire efficacemente l'energia dei fotoni in segnali elettrici, ma anche discriminare eventi di energie diverse. La *risoluzione energetica* è definita come

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_0}, \quad (3.14)$$

dove la *full width at half maximum* (FWHM) rappresenta la larghezza del picco a metà altezza e E_0 è la posizione del massimo [15].

Gli scintillatori al NaI(Tl) presentano una risoluzione energetica tipica di circa 6–8% a energie di riferimento, peggiore di quella dei rivelatori a semiconduttore come l'HPGe. Tale valore è comunque sufficiente per distinguere le principali linee gamma di interesse ambientale.

Le cause dell'ampliamento del picco includono:

- fluttuazioni statistiche nel numero di fotoni di scintillazione prodotti per unità di energia assorbita;
- variazioni nel guadagno del fotomoltiplicatore;

- e, in misura minore, rumore elettronico e disuniformità del cristallo.

In generale, la fluttuazione statistica domina la risoluzione, assumendo che segua la statistica di Poisson, la risoluzione migliora come:

$$R \propto \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad (3.15)$$

ovvero i picchi a energie più alte risultano relativamente più stretti. Per testare la validità di questo modello sono stati utilizzati gli spettri delle sorgenti di ^{241}Am , ^{137}Cs e ^{207}Bi ; mentre il ^{40}K deriva da un sale, il cloruro di potassio ClK, e il ^{208}Tl (radioisotopo della catena del torio che emette raggi gamma) da degli elettrodi da saldatura contenenti circa il 2% di torio. Questi spettri sono mostrati nelle Figure 3.3 e 3.4. È stato, poi, eseguito un fit come si è fatto precedentemente per la calibrazione, per calcolare FWHM e E_0 . Infine, è stato eseguito un fit sui valori di risoluzioni sperimentali, aggiungendo un parametro all'equazione 3.15, in modo tale che si tenesse conto dell'offset della risoluzione, che non va a zero. Il risultato del fit è riportato in Figura 3.6 e soddisfa il modello assunto.

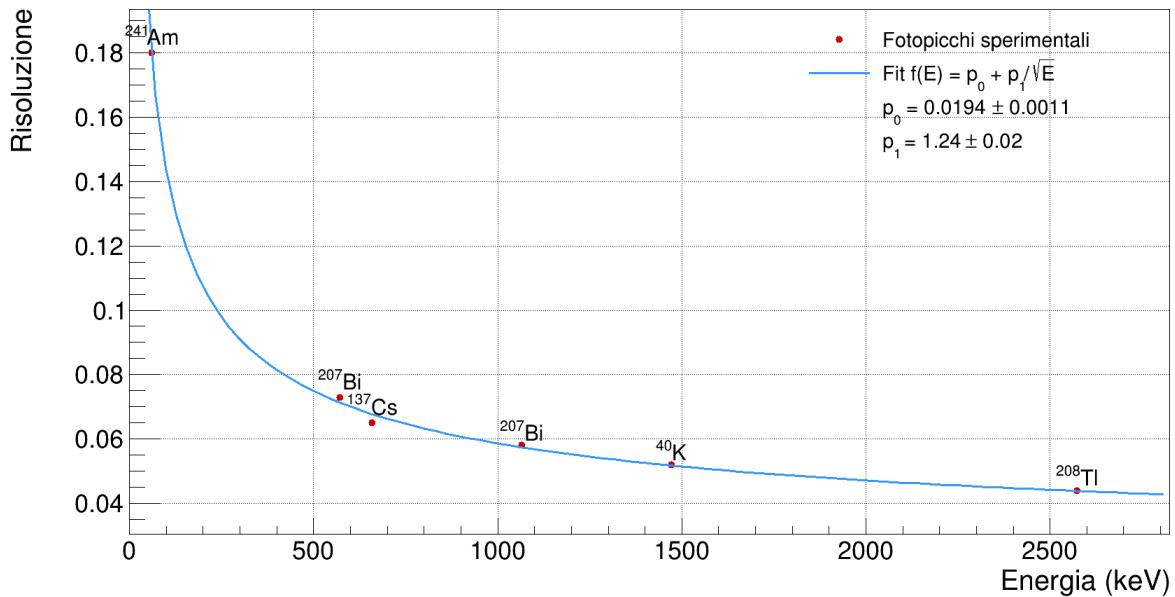


Figura 3.6: Andamento della risoluzione del rilevatore GammaEDU SP5640.

3.2 Radiazione ambientale e calcolo della dose

3.2.1 Mappa delle concentrazioni di radionuclidi nell'area del DIFA

Grazie al software proprietario GammaEduMaps, che utilizza il metodo di analisi introdotto in Sezione 3.1.1, sono state ottenute le mappe delle concentrazioni dei radionuclidi terrestri (uranio, torio e potassio) nelle zone circostanti l'edificio storico del Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'università di Bologna tramite undici rivelazioni a campo aperto. Le mappe sono raffigurate nella Figura 3.7. Le concentrazioni e l'attività (Bq/kg), di ciascuna rivelazione, sono riportate in Tabella 3.1 e in Figura 2.5 è riportata la mappa dell'attività totale.

Rivelazione	Conc. U (ppm)	Conc. Th (ppm)	Conc. K (%)	Attività (Bq/kg)
1	2.3 ± 0.4	9.3 ± 0.8	1.8 ± 0.1	620 ± 30
2	2.3 ± 0.5	7.8 ± 1.0	1.5 ± 0.1	530 ± 30
3	2.5 ± 0.4	6.1 ± 0.7	1.3 ± 0.1	460 ± 20
4	3.6 ± 0.7	14.7 ± 1.4	3.0 ± 0.1	1050 ± 50
5	2.3 ± 0.4	7.1 ± 0.7	1.5 ± 0.1	510 ± 20
6	2.9 ± 0.5	11.1 ± 0.9	2.3 ± 0.1	800 ± 30
7	2.4 ± 0.6	10.0 ± 1.1	2.4 ± 0.1	820 ± 40
8	2.6 ± 0.4	9.5 ± 0.8	1.8 ± 0.1	640 ± 30
9	2.4 ± 0.4	10.0 ± 0.8	1.9 ± 0.1	670 ± 30
10	2.0 ± 0.3	6.2 ± 0.7	1.0 ± 0.1	370 ± 20
11	2.7 ± 0.5	11.6 ± 0.9	2.2 ± 0.1	780 ± 30

Tabella 3.1: Concentrazioni e attività ricavate delle rivelazioni nell'area del DIFA numerate come in Figura 2.5.

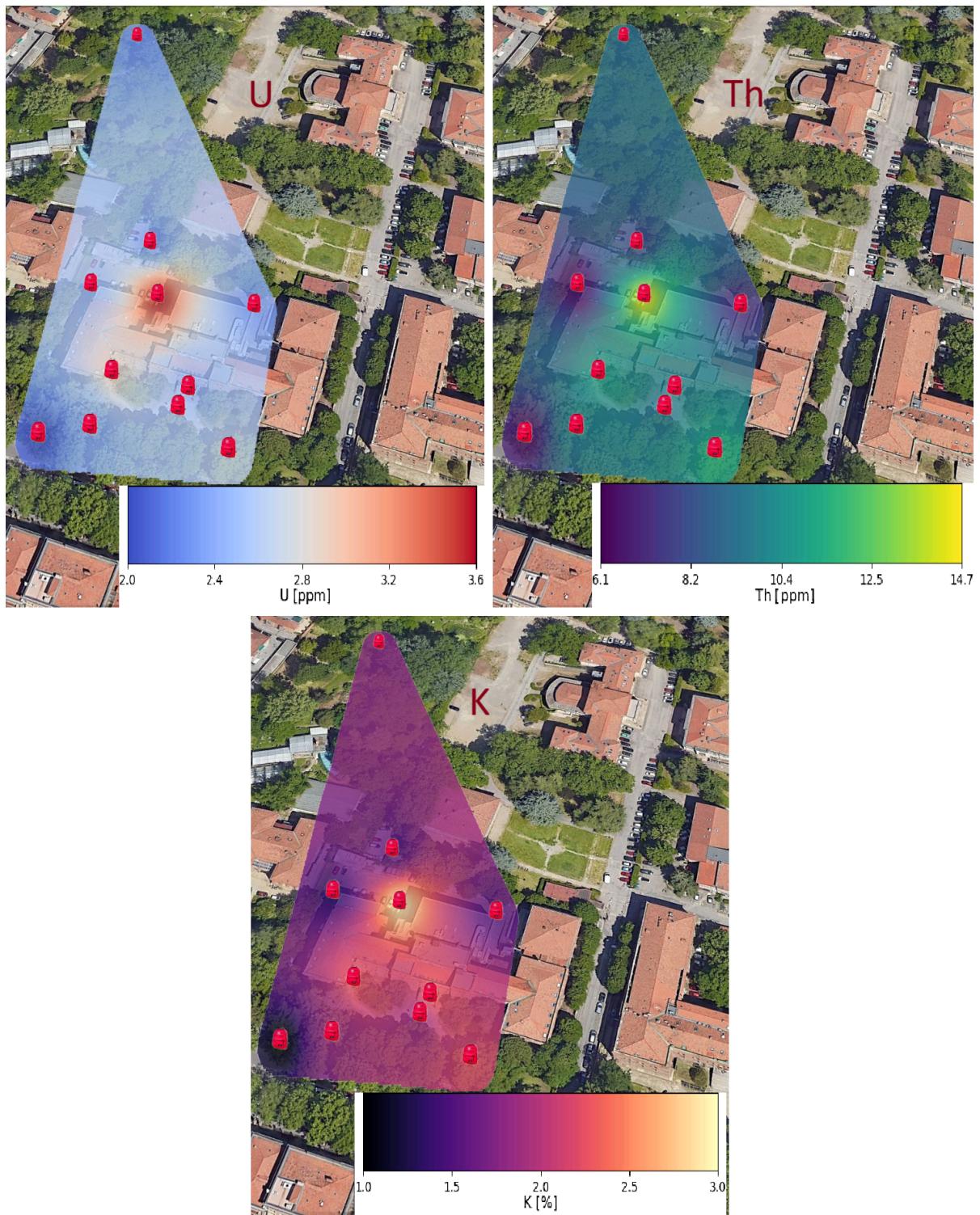


Figura 3.7: Mappe delle concentrazioni dei radionuclidi terrestri nell'area del DIFA, ottenuta mediante undici rivelazioni a campo aperto segnate sulla mappa, acquisite dal rivelatore GammaEDU SP5640.

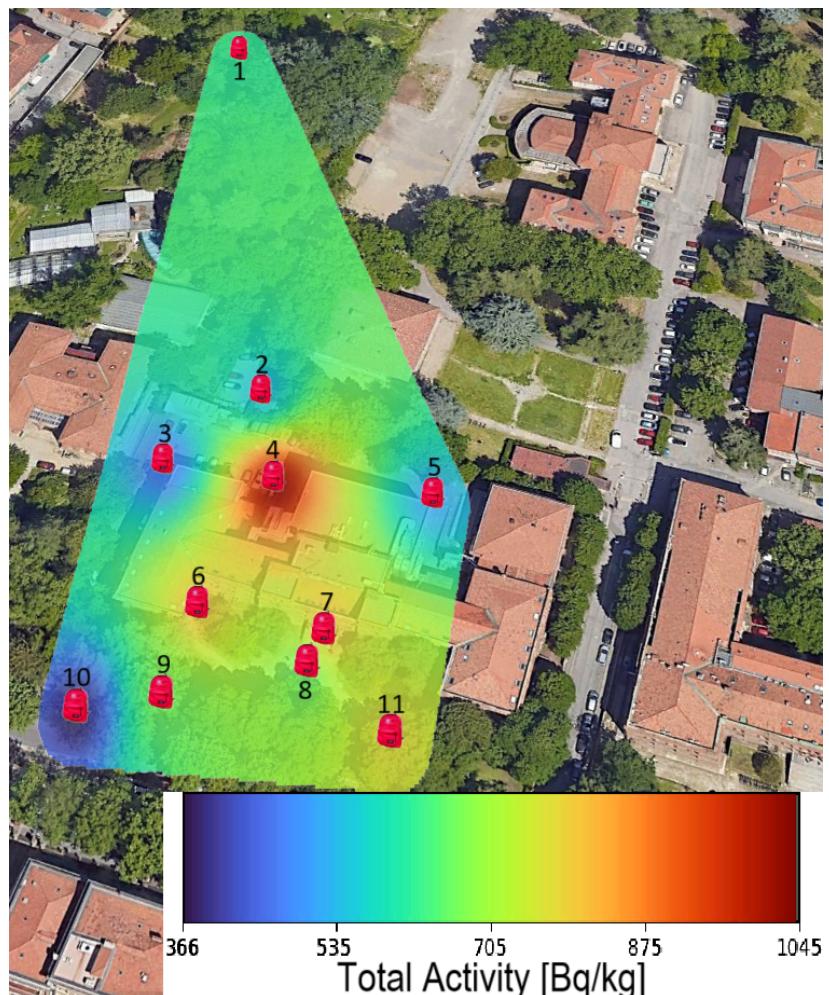


Figura 3.8: Mappa dell'attività (Bq/kg), dovuta ai radionuclidi terrestri, nell'area del DIFA ottenuta mediante undici rivelazioni a campo aperto segnate sulla mappa, acquisite dal rivelatore GammaEDU SP5640.

Confronto spettri di rocce appartenenti alle zone 4 e 5

Come si può notare sia dalle mappe di concentrazione e di attività sia dalla tabella 3.1, la zona relativa alla 4^a rivelazione presenta un’attività sensibilmente più elevata rispetto alle altre zone, dovuta a una concentrazione di radionuclidi terrestri maggiore in quel terreno. Questa differenza potrebbe essere dovuta alla diversa natura delle rocce utilizzate per la pavimentazione esterna. Per verificare ciò è stata prelevata una roccia da quel punto e una dalla zona numero cinque e ne sono stati registrati gli spettri gamma, con lo stesso rivelatore, posizionato all’interno di un pozzetto di schermatura realizzato con 10 cm di piombo, questi spettri sono riportati nelle Figure 3.9 e 3.10.

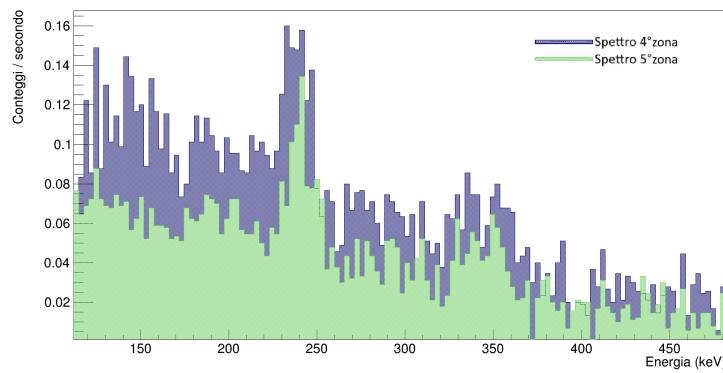


Figura 3.9: Spettro delle rocce della 4^a e della 5^a zona a basse energie.

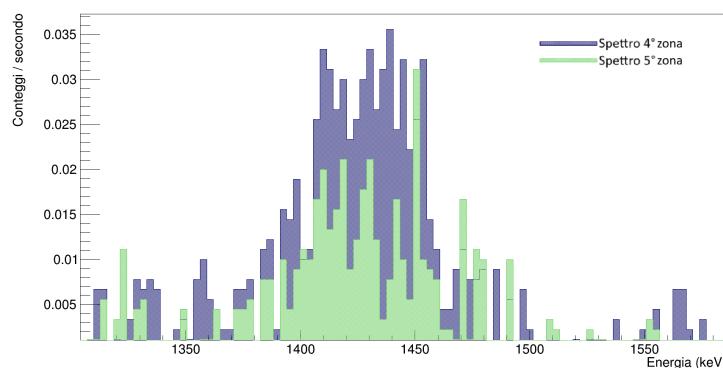


Figura 3.10: Spettro delle rocce della 4^a e della 5^a zona centrato nel fotopicco del potassio.

Lo spettro mostra che la roccia nella quarta zona emette un numero maggiore di gamma ad energia 239 keV dovuto al ^{212}Pb , ad energia 352 Kev dovuto al ^{214}Bi derivanti rispettivamente dalla catena radioattiva del torio e dell'uranio e nel picco relativo al ^{40}K , confermando la sua maggior concentrazione di radionuclidi terrestri, in accordo con la maggior attività della zona corrispondente.

3.2.2 Confronto degli spettri γ in differenti contesti litologici

Per confrontare la diversa radioattività ambientale di diverse zone di varia natura litologica e urbanistica, sono state effettuate due ulteriori rilevazioni, nella zona di Frascati (RM) e in piazza S. Stefano (BO). Nella Figura 3.11 sono riportati gli spettri di queste rivelazioni.

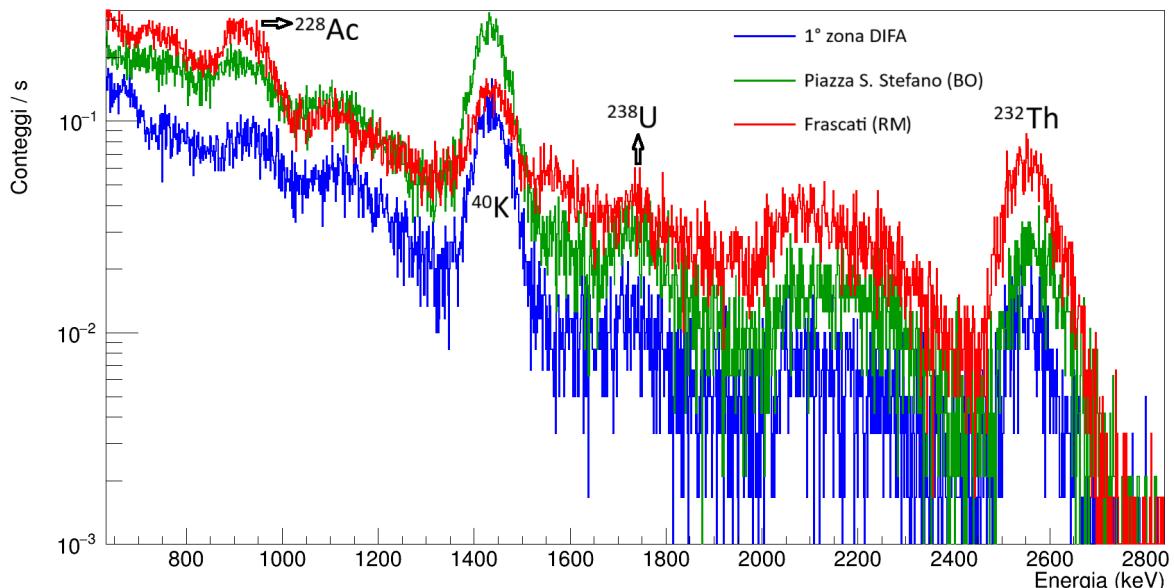


Figura 3.11: Spettri γ calibrati di diverse zone, acquisiti dal rivelatore GammaEDU SP5640 in campo aperto. L'asse y è in scala logaritmica.

Le zone sono state scelte in modo da includere un'area, quella di Bologna, caratterizzata da una radioattività ambientale dovuta ai radionuclidi terrestri inferiore rispetto a quella dell'area di Roma, come mostrato dalla mappa riportata in Figura 1.6 e discussa nel primo capitolo. Dal confronto degli spettri si osserva, infatti, che la zona di Bologna (1^a zona DIFA) presenta un numero di conteggi inferiore rispetto a quella di Frascati in tutti i principali fotopicchi caratteristici (e nel relativo *continuum Compton*) di uranio, torio e potassio, nonché nel picco a 911 keV attribuibile al ^{228}Ac della catena del torio. La zona di Piazza S. Stefano è stata selezionata in quanto, a differenza delle due zone precedenti, la misura non è stata eseguita su suolo naturale ma su una pavimentazione artificiale in sampietrini. Dal relativo spettro si osserva che, rispetto a quello acquisito sul terreno naturale dell'area di Bologna, essa presenta un contributo relativamente maggiore dei radionuclidi uranio, torio e potassio.

3.2.3 Calcolo della dose efficace

Utilizzando le relazioni esposte in Sezione 1.4.2 è stata calcolata la dose efficace annuale nelle zone di Frascati e di Bologna a partire dalle concentrazioni ottenute. Le dosi sono riportate in Tabella 3.2.

Rivelazione	Conc. U (ppm)	Conc. Th (ppm)	Conc. K (%)	Dose (mSv/a)
1 ^a zona DIFA	2.3 ± 0.4	9.3 ± 0.8	1.8 ± 0.1	0.48 ± 0.03
Piazza S. Stefano	6.2 ± 0.8	20.9 ± 1.4	4.5 ± 0.2	1.18 ± 0.05
Frascati	5.7 ± 1.1	50 ± 2	1.9 ± 0.2	1.45 ± 0.07

Tabella 3.2: Concentrazioni e dose efficace annuale ricavate dalle rivelazioni tramite rilevatore GammaEDU SP5640.

I valori della dose efficace annuale stimata per il suolo naturale nelle aree di Bologna e Frascati risultano coerenti con quelli riportati nella mappa in Figura 1.6. L'elevata radioattività della zona di Frascati è riconducibile in particolare alla sua alta concentra-

zione di torio, tra le più elevate di tutta Europa [5]; ciò fa sì che la sola componente della dose ambientale dovuta alla presenza di radionuclidi terrestri, in questa zona, sia pari a circa la metà della dose media europea.

Per quanto riguarda la misura effettuata in Piazza S. Stefano, si osserva una concentrazione di radionuclidi compatibile con quella tipica delle rocce ignee acide, riportata in Tabella 1.1, tra cui rientrano i porfidi e i graniti con cui sono realizzati i sampietrini.

Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato studiare la radioattività gamma ambientale mediante un rivelatore a scintillazione inorganico NaI(Tl) accoppiato al sistema portatile SP5640 GammaEDU. I valori ottenuti dalla sua caratterizzazione risultano in accordo con le caratteristiche attese, confermando l'idoneità dello strumento per misure di spettrometria gamma ambientale. Successivamente, gli spettri acquisiti in diversi siti hanno permesso di stimare le abbondanze di potassio, uranio e torio nel suolo mediante lo studio delle emissioni gamma legate a questi radioisotopi. A partire da tali concentrazioni sono state ricavate le corrispondenti dosi efficaci, mettendo direttamente in pratica le relazioni dosimetriche introdotte nel primo capitolo. Le mappe di concentrazione e dosimetriche per l'area del DIFA evidenziano una non omogeneità della radioattività naturale, con una zona caratterizzata da attività più elevata rispetto alla media. Le misure in laboratorio su campioni rocciosi provenienti da aree a diversa attività confermano che tale anomalia è riconducibile a una maggiore concentrazione di radionuclidi. Il confronto tra i tre siti studiati (DIFA, Piazza S. Stefano - Bologna e Frascati) mostra come le diverse condizioni litologiche e urbanistiche si riflettano sulle concentrazioni di U, Th e K e quindi sulla dose ambientale: il suolo naturale del DIFA presenta valori moderati, (0.48 ± 0.03) mSv/a, mentre Frascati e la pavimentazione in sampietrini di Piazza S. Stefano risultano caratterizzate da concentrazioni e dosi più elevate, rispettivamente (1.45 ± 0.07) mSv/a e (1.18 ± 0.05) mSv/a. Le dosi stimate risultano compatibili con i valori riportati nell'European Atlas of Natural Radiation, a supporto della coerenza del metodo utilizzato. I risultati ottenuti dimostrano che un rivelatore NaI(Tl) portatile, opportunamente calibrato e supportato da una modellizzazione adeguata, può essere impiegato in modo efficace per

il monitoraggio della radioattività ambientale e per la valutazione della dose efficace alla popolazione, ed evidenziano come la spettrometria gamma ambientale rappresenti uno strumento semplice ma potente per lo studio delle sorgenti naturali di radiazione e per applicazioni in ambito di radioprotezione e caratterizzazione del territorio.

Bibliografia

- [1] 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.
- [2] Monty Charles. Sources and effects of ionizing radiation: Unscear report 2000. *Journal of Radiological Protection - J RADIOL PROT*, 21:83–85, 03 2001. doi:10.1088/0952-4746/21/1/609.
- [3] Giorgia Cinelli, Valeria Gruber, Luca De Felice, Peter Bossew, Miguel Ángel Hernández Ceballos, Tore Tollefsen, Stefan Mundigl, and Marc De Cort. European annual cosmic-ray dose: Estimation of population exposure. *Journal of Maps*, 13:812–821, 11 2017. doi:10.1080/17445647.2017.1384934.
- [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] Joint Research Centre (JRC) European Commission. European atlas of natural radiation (eanr). JRC Data Catalogue, collection id-0057, 2021. Collezione di mappe JRC sui livelli di radioattività naturale in Europa.
- [6] Monty Charles. Sources and effects of ionizing radiation: Unscear report 2000. *Journal of Radiological Protection - J RADIOL PROT*, 21:Annex A , p28, 03 2000. doi:10.1088/0952-4746/21/1/609.

- [7] 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.
- [8] Monty Charles. Sources and effects of ionizing radiation: Unscear report 2000. *Journal of Radiological Protection - J RADIOL PROT*, 21:Annex B, 03 2001. doi: 10.1088/0952-4746/21/1/609.
- [9] K.H. Wedepohl. *Handbook of Geochemistry*. Number v. 1 in Handbook of Geochemistry. Springer, 1969. URL: <https://books.google.it/books?id=ybBCE34UrxCQ>.
- [10] K. H. Wedepohl, editor. *Handbook of Geochemistry*, volume II/5. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
- [11] *Nuclear Power Reactors in the World*. Number 2 in entity. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2014. URL: /publications/10756/nuclear-power-reactors-in-the-world.
- [12] ICRP. The 2007 recommendations of the international commission on radiological protection. *Annals of the ICRP*, 37(2-4):1–332, 2007. ICRP Publication 103. doi: 10.1016/j.icrp.2007.10.003.
- [13] UNSCEAR. *Sources and Effects of Ionizing Radiation: UNSCEAR 2008 Report to the General Assembly with Scientific Annexes. Volume I: Sources*. United Nations, New York, 2010. Annex B: Exposures of the public and workers from various sources of radiation.
- [14] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Krieger, New York, 1982.
- [15] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 01 2000.
- [16] S. E. Derenzo. Scintillation counters, photodetectors and radiation spectroscopy. IEEE Short Course “Radiation Detection and Measurement”, 1997 Nuclear Science Symposium, 1997. Short course material.

- [17] M. Moszyński, W. Czarnacki, M. Kapusta, M. Szawlowski, W. Klamra, and P. Schotanus. Energy resolution and light yield non-proportionality of pure nai scintillator studied with large area avalanche photodiodes at liquid nitrogen temperatures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 486(1):13–17, 2002. doi:10.1016/S0168-9002(02)00668-X.
- [18] B. P. Uhlig, C. Kirner, A.-C. Preuss, and G. Wachtmeister. Real-time measurement of the piston ring gap positions and their effect on exhaust engine oil emission. *SAE Technical Paper*, (2018-01-5006), 2018. doi:10.4271/2018-01-5006.
- [19] CAEN S.p.A., Via Vetraia 11, 55049 Viareggio (LU), Italy. *SP5640 GammaEDU Backpack Radiation Detector: QuickStart Guide*, rev. 3 edition, November 2024. Guide GD8983.

Ringraziamenti

Un ringraziamento speciale va al professor Cristian Massimi, che mi ha seguito con costanza lungo tutto il percorso di tesi, ascoltando e valorizzando le mie idee, grazie al suo supporto ho avuto l'opportunità di intraprendere un lavoro di cui sono profondamente soddisfatto.