

SCUOLA DI SCIENZE

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**Misura della non-linearità nella risposta dello  
scintillatore GAGG:Ce per la missione HERMES**

Candidato:

**Chiara Evola**

Relatore:

**Prof. Cristian Vignali**

Correlatori:

**Dott. Riccardo Campana**

**Dott. Claudio Labanti**

---

**Sessione II**

**Anno Accademico 2021/2022**

# Indice

<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>1 Astrofisica delle alte energie</b>	<b>1</b>
1.1 Lunghezze d'onda e orbite . . . . .	2
1.2 Processi di emissione . . . . .	4
1.3 I lampi di raggi gamma . . . . .	9
1.3.1 Interpretazione fisica . . . . .	10
<b>2 Rivelatori e HERMES</b>	<b>13</b>
2.1 Interazione radiazione materia . . . . .	13
2.1.1 Funzioni di risposta del rivelatore . . . . .	16
2.1.2 Complicazioni della funzione di risposta . . . . .	19
2.2 Semiconduttori . . . . .	20
2.2.1 Giunzione p-n o diodo . . . . .	25
2.2.2 Rivelatori a deriva in silicio (SDD) . . . . .	26
2.3 Catena di acquisizione . . . . .	27
2.4 HERMES . . . . .	29
2.4.1 Posizione dell'evento GRB . . . . .	29
2.4.2 Requisiti di payload . . . . .	30
2.4.3 Design . . . . .	31
<b>3 Scintillatori e non linearità</b>	<b>39</b>
3.1 Struttura . . . . .	40
3.2 Funzionamento . . . . .	40
3.3 Scintillatori tipici . . . . .	41
3.4 Uscita luce . . . . .	42
3.4.1 Uscita luce intrinseca . . . . .	42
3.4.2 Uscita luce effettiva . . . . .	43
3.5 Risoluzione energetica . . . . .	44
3.6 Non linearità della risposta del rivelatore . . . . .	45
3.6.1 Non linearità del GAGG:Ce . . . . .	47

---

<b>4</b>	<b>Set-up sperimentale</b>	<b>51</b>
4.1	Rivelatore . . . . .	51
4.1.1	Accoppiamento ottico SDD-scintillatore . . . . .	53
4.1.2	Catena di acquisizione . . . . .	56
4.1.3	Parametri . . . . .	59
4.1.4	Funzionamento del rivelatore . . . . .	62
4.2	LARIX-A . . . . .	64
4.2.1	Performance . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Misure sperimentali</b>	<b>69</b>
5.1	Esperimento . . . . .	69
5.2	Svolgimento delle misure . . . . .	71
5.2.1	Acquisizione dati delle sorgenti . . . . .	71
5.2.2	Acquisizione dati del fascio . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Analisi dati e modellazione</b>	<b>79</b>
6.1	Spettri acquisiti . . . . .	79
6.1.1	Sorgenti . . . . .	79
6.1.2	Fascio al LARIX . . . . .	82
6.2	Modellizzazione degli spettri . . . . .	83
6.3	Analisi delle misure . . . . .	86
6.3.1	Calibrazione dell'ampiezza ADC in elettroni . . . . .	86
6.3.2	Sistema SDD-scintillatore: calcolo dell'ampiezza corrispondente a ciascuna riga	88
6.3.3	Verifica e correzione dell'energia del fascio . . . . .	88
6.3.4	Calcolo dell'uscita luce . . . . .	90
6.3.5	Modellizzazione . . . . .	90
6.3.6	Normalizzazione . . . . .	92
6.4	Risultati . . . . .	92
6.4.1	Tempo di formatura . . . . .	92
6.4.2	Campione C1 . . . . .	93
6.4.3	Campione C2 . . . . .	96
6.4.4	Campione C3 . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>105</b>
7.1	Prospettive future . . . . .	107

# Abstract

HERMES<sup>1</sup> (*High Energy Rapid Modular Ensemble of Satellites*) è una missione basata su una costellazione di nano-satelliti in orbita terrestre bassa, ospitanti rivelatori di raggi X e  $\gamma$ , avente l'obiettivo di indagare l'emissione di sorgenti transienti di alta energia. Si tratta di un insieme di spettrografi ad alta risoluzione temporale, attivi nella banda 3–2000 keV, che operando congiuntamente sono in grado di localizzare eventi transienti.

Gli obiettivi scientifici di HERMES sono:

- la localizzazione accurata e tempestiva dell'emissione X e  $\gamma$  dei *Gamma Ray Burst* (GRB). I transienti veloci ad alta energia sono tra le possibili controparti elettromagnetiche degli eventi di onde gravitazionali;
- indagare per la prima volta la struttura temporale dei GRB a tempi inferiori al microsecondo, per fornire vincoli ai modelli fisici della loro emissione;
- verificare scenari di gravità quantistica misurando il ritardo nel tempo di arrivo dei fotoni di un GRB a diverse energie.

Pertanto, questo esperimento fornirà un metodo veloce e complementare alla rivelazione di onde gravitazionali per l'osservazione di eventi brillanti come i GRB nell'ambito dell'astrofisica multimesaggero.

Il rivelatore di ogni nano-satellite di HERMES sarà composto da 12 matrici di SDD (*Silicon Drift Detectors*) contenenti ciascuno 10 celle indipendenti, in cui ogni coppia di SDD è collegata otticamente ad un cristallo scintillatore, per un totale di 60 cristalli di tipo GAGG:Ce ( $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ). In HERMES, come verrà illustrato in dettaglio in seguito, le SDD sono usate sia come rivelatori diretti di radiazione X (2–60 keV), sia come fotodiodi per la lettura della luce di scintillazione (20–2000 keV).

Nell'astrofisica dei raggi  $\gamma$  gli scintillatori sono di uso comune: uno scintillatore è un materiale che converte l'energia di una particella o fotone, depositata in esso, in una quantità proporzionale di fotoni nella banda del visibile o vicino ultravioletto. La luce di scintillazione viene poi raccolta da un apposito fotosensore a cui il cristallo è otticamente accoppiato. La raccolta (e l'eventuale successiva moltiplicazione) dei fotoelettroni prodotti dà origine a un impulso elettrico, che poi verrà acquisito da una apposita catena elettronica di acquisizione del segnale. L'ampiezza del segnale elettrico prodotto dal fotosensore che ha registrato i fotoni di scintillazione è definita come il numero di elettroni raccolti. Questa ha tipicamente un andamento di tipo lineare: più è elevata l'energia del fotone incidente nel cristallo più alto sarà il valore in ampiezza assoluta del segnale elettrico letto dal fotosensore. Tuttavia, ci possono essere delle variazioni in questa linearità, in particolare per

---

<sup>1</sup><https://www.hermes-sp.eu>

fotoni incidenti aventi una energia prossima alle energie di legame degli elettroni negli atomi che compongono il cristallo scintillatore. Questo fenomeno è chiamato *non linearità* e si manifesta come un cambiamento, continuo o improvviso, nell'ampiezza assoluta del segnale in funzione dell'energia, rispetto all'andamento lineare atteso.

La risposta non lineare degli scintillatori è stata oggetto di attenzione fin dai primi studi negli anni '30 del secolo scorso e riguarda la maggior parte dei materiali che emettono luce di scintillazione. In ambito astrofisico, conoscere la non linearità di uno scintillatore è fondamentale per la calibrazione energetica di uno strumento che osserva nella banda dei raggi  $\gamma$ . Solitamente, per studiare questo fenomeno si osserva l'*uscita luce effettiva* dello scintillatore, che è definita come il rapporto tra l'ampiezza assoluta del segnale del fotosensore e l'energia del fotone incidente che ha prodotto il segnale.

In tale contesto, il GAGG:Ce è uno scintillatore inorganico di nuova generazione (sviluppato attorno al 2012), di cui finora non è stata studiata, in modo approfondito, la risposta non lineare, in particolare per energie attorno al valore della *shell K* del gadolinio (50.23 keV), uno dei componenti principali di questo cristallo.

L'obiettivo finale di questa tesi consiste nello studiare la risposta, in termini di ampiezza assoluta e uscita luce, del GAGG:Ce accoppiato a una SDD, per contribuire all'ottimizzazione della calibrazione strumentale per il satellite HERMES, fornendo quindi un contributo fondamentale affinché il lavoro di calibrazione avvenga con la massima precisione possibile.

Per l'esperimento sono stati usati tre diversi campioni di scintillatore: di dimensioni  $6.94 \times 12.10 \times 15 \text{ mm}^3$  prodotti dalla ditta giapponese C&A, dello stesso tipo di quelli che verranno usati in HERMES, e uno da  $10 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$ , di un diverso produttore (Advatech Inc., UK). L'esperimento si è basato sull'osservazione di sorgenti radioattive di calibrazione e di un fascio monocromatico di fotoni X, prodotto attraverso il generatore disponibile presso la facility LARIX-A (*LARge Italian X-ray facility*) dell'Università di Ferrara, con un rivelatore composto dallo scintillatore in analisi letto con una SDD. L'intervallo di energie scelto per il fascio monocromatico è di 20–160 keV, mentre i radioisotopi consentono di acquisire dati anche ad energie maggiori. La risposta dello scintillatore è stata quindi studiata dalla minima energia rivelabile (20–40 keV) all'energia della riga del  $^{137}\text{Cs}$  a 661.65 keV.

Il lavoro di tesi è articolato nel seguente modo:

- Il **Capitolo 1** è dedicato all'astrofisica delle alte energie e ai suoi strumenti più importanti. Inoltre, in questo capitolo vengono descritti gli eventi transienti gamma (GRB).
- Il **Capitolo 2** è dedicato ai rivelatori e alla missione HERMES. In esso sono descritti i principali fenomeni di interazione radiazione-materia nelle alte energie e la loro risposta nei rivelatori. Inoltre, sono descritti anche i principali tipi di rivelatori al silicio, come semplici giunzioni al silicio operanti come fotodiodi e SDD.
- Il **Capitolo 3** è dedicato agli scintillatori, al loro funzionamento e alle loro principali caratteristiche. In questo capitolo viene discusso il caso specifico della non linearità del GAGG:Ce.
- Il **Capitolo 4** è dedicato alla descrizione del set-up sperimentale e in particolare del lavoro di laboratorio per l'accoppiamento ottico SDD-scintillatori, descrivendo anche le componenti elettroniche utilizzate per la catena di acquisizione del segnale. Una sezione è, inoltre, dedicata alla presentazione della facility LARIX-A.

- Nel **Capitolo 5** è descritto lo svolgimento dell'esperimento e l'acquisizione dei dati presso il laboratorio LARIX per ogni campione di scintillatore.
- Nel **Capitolo 6** è presentata l'analisi dei dati delle misure e i risultati ottenuti per i tre campioni di cristalli scintillatori.
- Il **Capitolo 7** è dedicato alle conclusioni e le prospettive future.



# 1. Astrofisica delle alte energie

Durante la seconda metà del XX secolo, lo sviluppo di nuove tecnologie rese possibile osservare in dettaglio lunghezze d'onda diverse da quelle nel visibile ( $\sim 400\text{--}700\text{ nm}$ ). Questo permise di scoprire fenomeni nuovi rispetto a quelli osservati fino ai primi del '900 (Longair, 2011).

L'astrofisica delle alte energie nasce intorno agli anni '60 del secolo scorso, quando Riccardo Giacconi e i suoi collaboratori (Giacconi et al., 1962), attraverso l'uso di due contatori Geiger lanciati a 230 km di quota, riuscirono ad osservare per la prima volta una sorgente extrasolare (Sco X1) e la radiazione di fondo nei raggi X (*X-ray background*). La misura durò 6 minuti, nell'intervallo energetico 1.5–1.6 keV. Nel 1967, invece, fu fatta la prima osservazione di raggi  $\gamma$ . I satelliti militari statunitensi Vela, realizzati per monitorare eventuali test di armi nucleari a terra, osservarono dei lampi di raggi  $\gamma$  della durata di 0.1–100 s, distribuiti uniformemente nel cielo (Lamb et al., 1973). Successivamente si scoprì che il lampo  $\gamma$  era seguito da un *afterglow* (bagliore), rivelabile a energie sempre più basse (van Paradijs et al., 1997). Questi eventi vennero chiamati *Gamma Ray Burst* (GRB).

Ma l'importanza dell'astrofisica delle alte energie divenne chiara negli anni '70, quando fu mandato in orbita *Uhuru Satellite Observatory* (Jagoda et al., 1972) il primo telescopio X, con cui fu mappato il cielo e fu posta l'attenzione sulle sorgenti variabili (Murdin, 2000). Da questo momento in poi si susseguirono molti progetti nazionali e internazionali per la costruzione di strumenti per l'osservazione delle alte energie. Nel 1978 fu lanciato l'osservatorio *Einstein* (van Speybroeck, 1979), il primo telescopio X con immagini ad alta risoluzione e il primo a fare immagini profonde di piccole porzioni di cielo. Sempre negli anni '70 furono lanciati SAS-2 (*Small Astronomy Satellite*, NASA, Derdeyn et al., 1972) e COS-B (*Celestial Observation Satellite*, ESA, Gottwald, 1983). Il primo scoprì la radiazione di fondo nei raggi  $\gamma$  e fece la prima mappa ai raggi  $\gamma$  della Via Lattea. Il secondo osservò venticinque sorgenti discrete tra cui le pulsar dei resti di supernova Crab e Vela. Negli anni '90 il *ROSAT X-ray Observatory* eseguì la prima *survey*/mappa di sorgenti X nella banda 0.2–2 keV. Attraverso il CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*, NASA, Kniffen, 1989) e in particolare con il suo strumento EGRET, fu possibile arrivare a rivelare per la prima volta energie superiori ai 100 MeV. Tra il 1996 e il 2003, BeppoSAX (Satellite per Astronomia a raggi X, ASI/NIVR, Boella et al., 1997) riuscì ad individuare per la prima volta con precisione la posizione dei GRB (Costa et al., 1997). Il satellite intercettava il lampo  $\gamma$  con una camera a grande campo di vista, e successivamente puntava gli strumenti a campo ristretto per osservare l'emissione nei raggi X, attraverso la quale determinava con precisione la posizione del GRB.

Oggi gli strumenti più importanti in funzione nel dominio delle alte energie sono XMM-Newton (*X-ray Multi-Mirror*, ESA, Jansen et al., 2001), *Chandra X-Ray Observatory* (NASA, Weisskopf et al., 2000), INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, ESA/NASA/Russia, Jensen et al., 2003), AGILE (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*, ASI, Tavani et al., 2009)



e Fermi (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*, NASA, 2008). I primi due sono telescopi X con spettrometri, XMM-Newton più specializzato in spettroscopia, Chandra in immagini ad alta risoluzione angolare (Longair, 2011). INTEGRAL è uno strumento attivo sia nei raggi X che  $\gamma$ , con la capacità di fare immagini e localizzare GRB (Courvoisier, 2013). Fermi e AGILE invece, sono satelliti sensibili ai raggi  $\gamma$ . Il primo rivela energie tra 20 MeV e i 300 GeV, il secondo tra 30 MeV e i 50 GeV.

Nell'agosto 2017 fu rivelata per la prima volta un'onda gravitazionale (GW170817) coincidente con un GRB (GRB170817), (Abbott et al., 2017). L'onda fu osservata da LIGO/VIRGO, il GRB da INTEGRAL e Fermi. L'evento è stato associato alla coalescenza di un sistema binario formato da una stella di neutroni (NS) e un buco nero (BH). Ad oggi, questa è rimasta l'unica osservazione di questo fenomeno, motivo per cui stanno nascendo sempre più missioni per coordinare l'uso di differenti tipologie di strumenti e diagnostiche fisiche. Questo nuovo modo di fare astrofisica prende il nome di *multi-messenger astrophysics* (astrofisica multimessaggero) e avrà il compito di correlare tipi di osservazioni diverse, come le onde gravitazionali con l'osservazione della radiazione elettromagnetica. Nei prossimi anni i progetti Advanced LIGO/VIRGO raggiungeranno la loro sensibilità nominale e saranno attivi anche altri interferometri per le onde gravitazionali (KAGRA e LIGO-India). Quindi, il monitoraggio del cielo alle alte energie attraverso la radiazione elettromagnetica avrà un ruolo fondamentale per sfruttare al meglio i vantaggi forniti dagli interferometri gravitazionali, aggiungendo un'ulteriore dimensione all'osservazione delle sorgenti cosmiche. Tra i progetti in fase di sperimentazione che avranno questo compito vi è il programma HERMES (*High Energy Rapid Modular Ensemble of Satellites*), uno spettrografo con alta risoluzione temporale, attivo nella banda 3–2000 keV. Questo esperimento fornirà un metodo veloce e complementare alla rivelazione di onde gravitazionali per l'osservazione di eventi brillanti come i GRB (Fiore et al., 2020). Oltre alla sua valenza scientifica nella rivelazione e localizzazione di GRB e più in generale di fenomeni transienti  $\gamma$ , HERMES sarà il primo prototipo per una nuova metodologia osservativa basata su una flotta di nano-satelliti a basso costo che collaborano insieme. Le specifiche di HERMES verranno approfondite nel Cap. 2.4.

## 1.1 Lunghezze d'onda e orbite

Per l'astrofisica, le alte energie sono definite in base all'energia dei fotoni e di conseguenza alla lunghezza d'onda o alla frequenza. Come da Longair (2011)

- i raggi X sono:

$$3 \times 10^{16} \leq \nu \leq 3 \times 10^{19} \quad [\text{Hz}]$$

$$0.01 \leq \lambda \leq 10 \quad [\text{nm}]$$

$$0.1 \leq E \leq 100 \quad [\text{keV}]$$

- i raggi  $\gamma$  sono:

$$\nu \geq 3 \times 10^{19} \quad [\text{Hz}]$$

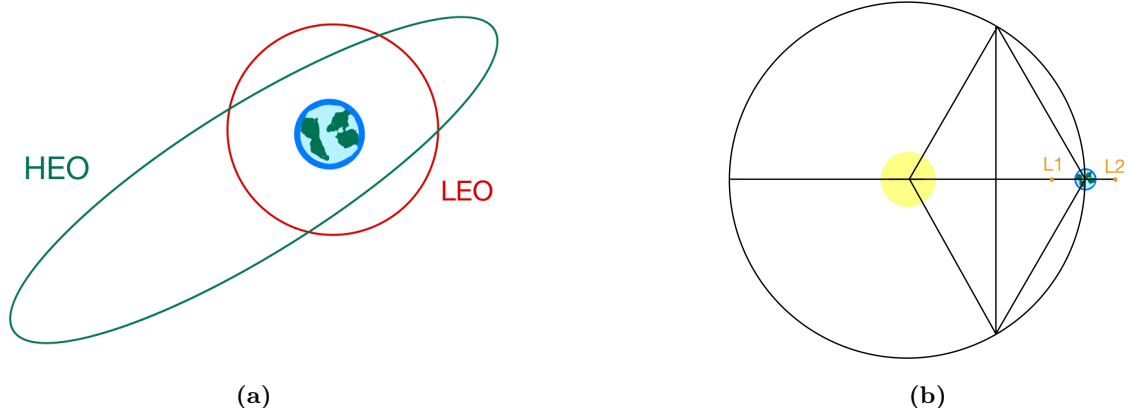
$$\lambda \leq 0.01 \quad [\text{nm}]$$

$$E \geq 100 \quad [\text{keV}]$$

Questi fotoni non raggiungono il suolo terrestre, a causa dell'assorbimento da parte dell'atmosfera. Pertanto, per potere rivelare fotoni con energie superiori a 0.1 keV bisogna costruire strumenti da mettere a bordo di razzi, palloni stratosferici o satelliti, che superino la barriera creata dall'atmosfera.

Le orbite principali (Campana, 2022) su cui si possono trovare tali strumenti sono:

- **Orbite terrestri basse** (*Low Earth orbit, LEO*). Sono orbite circolari che raggiungono altitudini di  $\sim 2000$  km, anche se generalmente i satelliti astronomici si trovano nell'intervallo 500–600 km. Sono caratterizzate da un basso fondo, perché il campo magnetico terrestre scherma i raggi cosmici. Tuttavia, quando gli strumenti passano attraverso parte delle fasce di Van Allen, zone all'interno della magnetosfera terrestre, in cui si accumulano particelle cariche, queste rilasciano la loro energia allo strumento, aumentando il rumore di fondo sino a pregiudicare l'osservazione dei fotoni provenienti dalle sorgenti di interesse. La durata di questi periodi dipende da diversi fattori come l'altezza e l'inclinazione dell'orbita o l'attività solare. Infine, in queste orbite la Terra occupa circa un terzo del campo di vista. Nelle LEO si trovano Fermi e AGILE.
- **Orbite ellittiche alte** (*High elliptical orbit, HEO*). Si trattano di orbite ellittiche con apogei maggiori di 36000 km. L'orbita ellittica permette agli strumenti di stare per la maggior parte del tempo, lontano dalla Terra (Kepler, 2014). Pertanto, lo strumento non avrà la visione del cielo oscurata da quest'ultima per la maggior parte del tempo. Tuttavia, è presente un fondo dato da particelle cariche anche con energie più basse rispetto al quelle delle LEO e in cui sono anche presenti ioni relativamente massivi. In queste orbite si trovano Chandra e XMM-Newton.
- **Punti Lagrangiani  $L_1$  e  $L_2$** . I punti lagrangiani sono due zone in equilibrio gravitazionale nel sistema a tre corpi satellite-Sole-Terra a circa  $1.5 \times 10^6$  km da quest'ultima. In questo caso lo strumento non subisce nessun tipo di oscuramento da parte della Terra, però come nel caso delle HEO vi è un alto livello di radiazione che contribuisce al fondo strumentale. In  $L_2$  si trova eRosita, satellite russo-tedesco per astrofisica nei raggi X.



**Figura 1.1:** Esempi delle orbite tipiche per le missioni da satellite per astrofisica delle alte energie. In (a) in rosso vi è un'orbita circolare bassa, in cui la Terra si trova al centro della traiettoria e in verde un'orbita ellittica alta, in cui la Terra è uno dei fuochi dell'ellisse. Nell'immagine (b) sono mostrati i punti lagrangiani  $L_1$  e  $L_2$  del sistema satellite-Terra-Sole.

## 1.2 Processi di emissione

Quando si osserva una sorgente che emette radiazione elettromagnetica, si può costruire il suo spettro, riportando intensità o densità della radiazione in funzione della frequenza o della sua lunghezza d'onda. Lo spettro è essenziale in astrofisica, per lo studio di una sorgente e dei suoi fenomeni fisici e chimici. Gli spettri possono essere descritti attraverso i processi che producono la radiazione (e.g. Rybicki e Lightman, 1985).

I processi di emissione si dividono in processi del continuo e processi in riga. I processi del continuo descrivono un'emissione della radiazione in un ampio intervallo di frequenze. I processi in riga descrivono l'emissione di particolari transizioni energetiche atomiche, in questo caso la radiazione è concentrata in un piccolo intervallo di frequenze. I processi del continuo a loro volta si dividono in processi termici e processi non termici.

La distribuzione delle particelle all'interno di un gas che emette termicamente segue la distribuzione di Maxwell-Boltzmann.

$$f(v)dv \sim v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv \quad (1.1)$$

dove  $f(v)dv$  è il numero di particelle con velocità compresa tra  $v$  e  $v+dv$ ,  $v$ ,  $m$  e  $T$  sono rispettivamente velocità, massa e temperatura delle particelle nel gas,  $k$  è la costante di Boltzmann. Tra questi processi vi sono il corpo nero e la bremsstrahlung termica.

Nei processi non termici la distribuzione delle particelle è descritta attraverso una legge di potenza.

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon \quad (1.2)$$

dove  $N(\epsilon)d\epsilon$  è il numero di particelle con energia compresa tra  $\epsilon$  e  $\epsilon + d\epsilon$ ,  $N_0$  è la densità numerica delle particelle  $\epsilon$  è l'energia di una carica in moto e  $\delta$  è la pendenza della legge di potenza. Tra questi processi vi sono il sincrotrone e i processi di diffusione.

Di seguito sono descritti alcuni processi di emissione di radiazione comuni in astrofisica.

### Corpo nero

Un corpo nero è definito come un corpo che assorbe tutta la radiazione elettromagnetica incidente senza rifletterla ed è in equilibrio termico con la radiazione stessa. Lo spettro di un corpo nero è descritto dalla legge di Planck:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}] \quad (1.3)$$

in cui  $I$  è l'intensità specifica,  $\nu$  è la frequenza della radiazione,  $T$  la temperatura,  $h$  la costante di Planck e  $k$  costante di Boltzmann. Sostituendo  $\nu = c/\lambda$ , si ottiene una formula equivalente ma che dipende dalla lunghezza d'onda.

Dall'Eq. 1.3 è possibile ricavare la frequenza di picco  $\nu_{\max}$ :

$$\nu_{\max} = 5.88 \times 10^{10} T \quad [\text{Hz}] \quad (1.4)$$

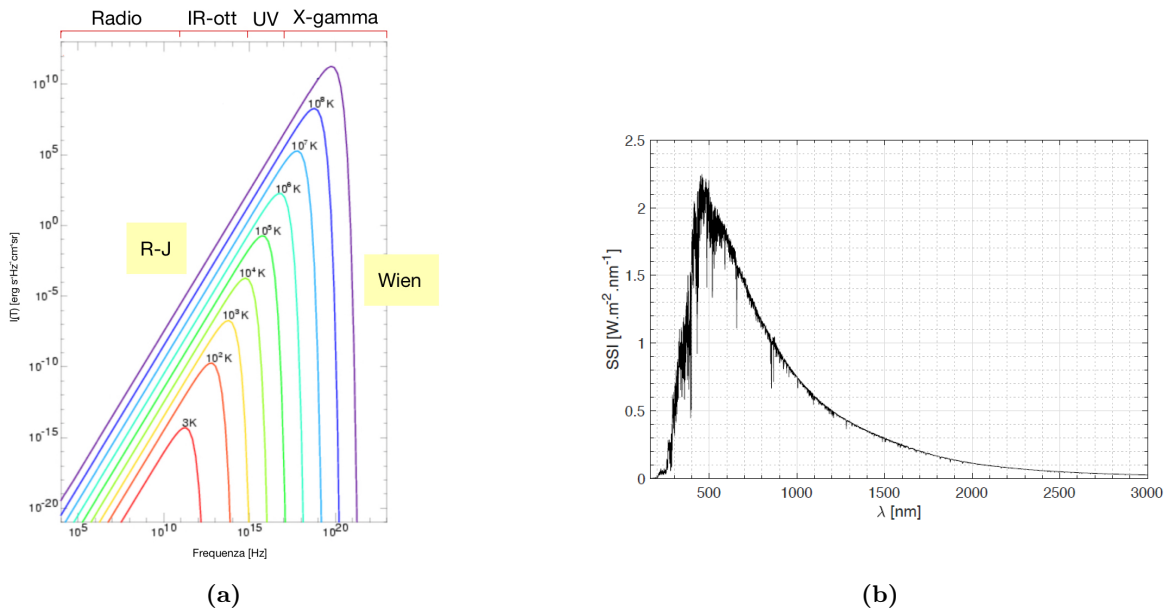
dove la temperatura  $T$ .

Inoltre, è possibile fare un'approssimazione della Legge di Planck a destra e a sinistra del picco. L'approssimazione a sinistra è l'approssimazione di Reyleigh-Jeans Eq. 1.5, l'approssimazione a destra è la legge di Wien Eq. 1.6.

$$h\nu \ll kT \quad I(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \propto \nu^2 T \quad (1.5)$$

$$h\nu \gg kT \quad I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (1.6)$$

Le sorgenti che emettono per corpo nero sono principalmente stelle. Nelle alte energie l'emissione di corpo nero si ha per stelle come le nane bianche o le stelle di neutroni.



**Figura 1.2:** (a) Ogni curva colorata rappresenta uno spettro di corpo nero, generata dall'Eq.(1.3) a temperature diverse. A frequenze più alte corrispondano temperature più alte. Inoltre, sono mostrate anche le approssimazioni di Reyleigh-Jeans dell'Eq.(1.5) e di Wien dell'Eq.(1.6). (b) Spettro di corpo nero del Sole ([https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2017/12/Solar\\_spectrum](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/12/Solar_spectrum)).

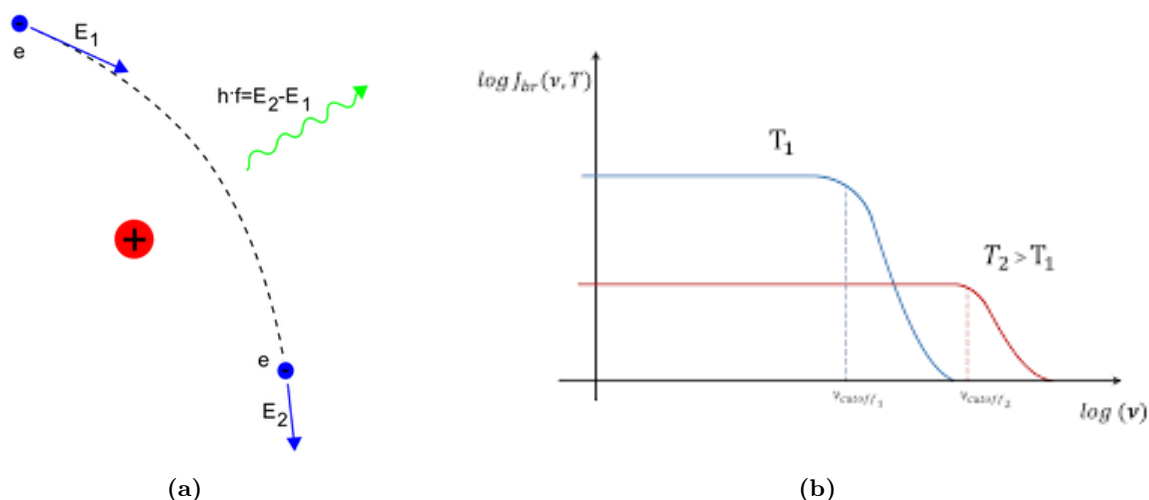
### Bremsstrahlung termica

La bremsstrahlung termica è un'emissione di radiazione che si produce dalla decelerazione di una particella carica, tipicamente un elettrone deviato da un campo elettrico di un nucleo atomico. L'elettrone in moto, quando interagisce con lo ione, viene deviato e perde energia cinetica attraverso un fotone (Fig. 1.3a). Se il gas è in equilibrio termico la distribuzione della velocità degli elettroni e degli ioni segue la legge di Maxwell-Boltzmann.

L'emissività volumetrica  $J(\nu, T)$ , cioè la potenza emessa per unità di volume del plasma a una certa frequenza, della bremsstrahlung termica è data da:

$$J(\nu, T) \propto g(\nu, T, Z) Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}] \quad (1.7)$$

dove  $g(\nu, T)$  è il fattore di Gaunt,  $Z$  il numero atomico,  $n_e$  densità degli elettroni,  $n_i$  densità degli ioni,  $T$  la temperatura,  $h$  costante di Planck e  $k$  costante di Boltzmann. Se questa equazione viene



**Figura 1.3:** (a) Interazione tra un elettrone e uno ione all'interno di un plasma. (b) Andamento dell'emissività volumetrica in funzione della frequenza e temperature diverse.  $\nu_{\text{cutoff}}$  è la frequenza in cui cambia la pendenza.

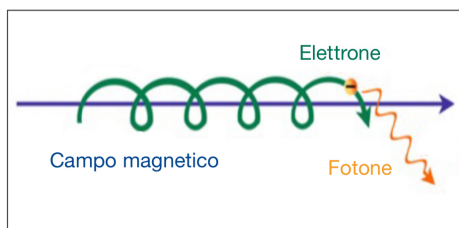
integrata su tutte le frequenze si ottiene l'emissività totale  $J(T)$ :

$$J(T) \propto g(T, Z) Z^2 n_e n_i T^{1/2} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}] \quad (1.8)$$

Un esempio di emissione per bremsstrahlung termica alle alte energie è il raffreddamento del gas caldo contenuto negli ammassi di galassie, che è ad una temperatura dell'ordine di  $10^7 - 10^8$  K.

### Sincrotrone

Il sincrotrone, o emissione di bremsstrahlung magnetica, è dovuto a elettroni relativistici che “spiraleggiano” intorno alle linee di campo magnetico. L'interazione tra campo magnetico ed elettrone risulta quindi in una perdita di energia cinetica di quest'ultimo attraverso l'emissione di radiazione (Fig. 1.4).



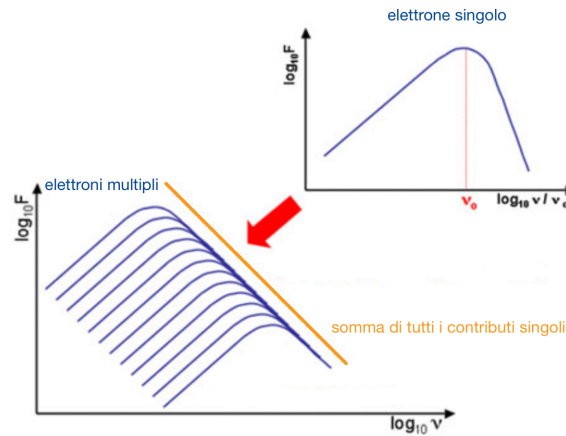
**Figura 1.4:** In blu il campo magnetico, in verde l'elettrone che spiraleggia intorno al campo magnetico e in arancione il fotone prodotto per sincrotrone.

Il sincrotrone è un processo non termico, pertanto il suo spettro segue una legge di potenza, definita nel seguente modo:

$$I(\nu) \propto N_0 B^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (1.9)$$

in cui  $I(\nu)$  è l'emissività volumetrica,  $N_0$  è la densità numerica delle particelle,  $B$  è l'intensità del campo magnetico e  $\alpha$  è l'indice spettrale definito come  $\alpha = (\delta - 1)/2$ , dove  $\delta$  è dato dall'Eq. 1.2.

Lo spettro totale è interpretato come la sovrapposizione dei contributi dell'emissione di ogni singolo elettrone, che emette alla sua frequenza caratteristica.



**Figura 1.5:** In alto a destra è rappresentata l'emissione di un singolo elettrone a una certa frequenza  $\nu_0$ . In basso a sinistra in blu sono rappresentate le emissioni di ogni elettrone, in arancione vi è lo spettro del sincrotrone che segue l'andamento dato dall'Eq. 1.9.

Per avere emissione di sincrotrone alle alte energie è necessario un campo magnetico forte (oltre i  $10^{12}$  G). Esempi di oggetti con emissione di sincrotrone alle alte energie possono essere le pulsar.

## Diffusione

Con processi di diffusione si intendono un'ampia classe di fenomeni in cui un fotone interagisce con una particella. L'interazione è un urto, al quale consegue una deflessione dell'onda-particella. Il cambio di traiettoria del fotone è di un angolo  $\theta$  detto *angolo di diffusione*. La deflessione avviene in maniera disordinata e casuale, quindi non è possibile prevedere dove andrà il fotone.

Un elemento teorico importante nella descrizione dei fenomeni di diffusione è la *sezione d'urto*. La sezione d'urto è la misura dell'area coperta dalle particelle, e ci fornisce una probabilità che avvenga l'effetto di diffusione. Essa è definita come il rapporto tra il numero di particelle che vengono deviate nell'angolo solido in un secondo e il numero di particelle che in un secondo attraversano l'unità di superficie. Si può dimostrare che:

$$\sigma = \pi R^2 \quad [\text{cm}^2] \quad (1.10)$$

dove  $\sigma$  è la sezione d'urto e  $R$  è il raggio della particella.

I processi di diffusione sono diversi, tra cui:

- diffusione Thompson;
- diffusione Compton;
- diffusione Compton inverso.

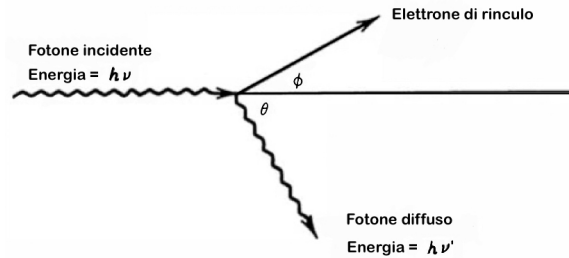
Questi sono tutti processi di interazione tra un fotone e un elettrone, in cui l'elemento che varia è l'energia iniziale e finale del sistema fotone - elettrone.

**Diffusione Thompson** Nella diffusione Thompson, il fotone ha un'energia iniziale di  $h\nu \ll m_e c^2$ , dove  $\nu$  è la frequenza dell'onda e  $m_e$  è la massa dell'elettrone. In seguito all'urto, il fotone conserverà la sua energia. La sezione d'urto è quella legata all'elettrone, cioè la sezione d'urto di Thompson, che equivale a:

$$\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \quad [\text{cm}^2] \quad (1.11)$$

La diffusione Thompson è uno dei principali processi in grado di delimitare la radiazione in una regione.

**Diffusione Compton** Nella diffusione Compton, il fotone ha un'alta energia iniziale (raggi X o  $\gamma$ ), che durante lo scontro con l'elettrone, trasferisce parzialmente all'elettrone. Come mostrato in Fig. (1.6), l'elettrone dopo l'urto prende il nome di *elettrone di rinculo*, il fotone prende il nome di *fotone diffuso*.



**Figura 1.6:** Effetto Compton. Il fotone incide sull'elettrone da sinistra con un'energia iniziale  $h\nu$ . In seguito all'urto l'elettrone e il fotone vengono deviati di due angoli, rispettivamente  $\phi$  e  $\theta$ . Il fotone diffuso avrà un'energia  $h\nu'$  minore rispetto all'energia iniziale.

L'energia del fotone dopo la diffusione Compton è:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.12)$$

dove  $h\nu$  è l'energia originale del fotone,  $m_0$  è la massa dell'elettrone,  $c$  è la velocità della luce e  $\theta$  è l'angolo di diffusione. L'energia acquisita dall'elettrone è:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left( \frac{(h\nu/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (h\nu/m_0 c^2)(1 - \cos \theta)} \right) \quad (1.13)$$

I casi limite della diffusione Compton sono:

- $\theta = 0$ , in cui il fotone non trasferisce energia all'elettrone;
- $\theta = \pi$ , in cui il fotone trasferisce la massima energia all'elettrone. Le Eq.(1.12) e Eq.(1.13) diventano:

$$h\nu' |_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \quad (1.14)$$

$$E_{e^-} |_{\theta=\pi} = h\nu \left( \frac{2h\nu/m_0 c^2}{1 + 2h\nu/m_0 c^2} \right) \quad (1.15)$$

Se i fotoni coinvolti nella diffusione Compton sono raggi  $\gamma$ , la probabilità che avvenga l'effetto di diffusione è data dalla sezione d'urto differenziale di Klein-Nishina.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (1.16)$$

dove  $Z$  numero atomico,  $r_0$  raggio dell'elettrone,  $\alpha \equiv h\nu/m_0c^2$  e  $\theta$  angolo di diffusione.

La diffusione Compton verrà ripresa nel Cap. 2.1, in relazione alla trattazione dei rivelatori.

**Diffusione Compton Inverso** Nella diffusione Compton Inverso, è l'elettrone ad avere energie relativistiche. Durante lo scontro, il fotone riceve energia dall'elettrone. La condizione per cui si abbia Compton inverso è  $E_{ph} \ll \gamma_e c^2$ . In astrofisica delle alte energie, è comune trovare fenomeni di diffusione Compton inverso. Un esempio è l'emissione X prodotta dalla corona calda dei nuclei galattici attivi.

### 1.3 I lampi di raggi gamma

I GRB (e.g. Longair, 2011, Courvoisier, 2013), come anticipato, furono scoperti per caso nel 1967 dai satelliti militari Vela, che monitoravano la possibile presenza di test nucleari. I GRB sono dei lampi di raggi  $\gamma$ , non prevedibili, distribuiti uniformemente sul cielo (Fig. 1.7a) e di durata compresa tra una frazione di secondo e qualche centinaio di secondi. La loro emissione è strutturata in un *prompt* (flash rapido) di emissione alle alte energie ( $\gamma$  e X) e da un *afterglow* (bagliore), cioè un'emissione a frequenze sempre più basse (ottico-radio), dalla durata più lunga, di circa qualche giorno.

La distribuzione numerica degli eventi in funzione del flusso Fig. 1.7b segue una legge di potenza con pendenza  $-3/2$ . Questo andamento della legge di potenza suggeriva che le sorgenti che generano i GRB fossero o sorgenti nelle vicinanze del Sole o sorgenti extragalattiche. Per anni questo fu oggetto di discussione tra gli astronomi. Con l'arrivo del satellite italo-olandese BeppoSAX si riuscì a determinare con una certa precisione la posizione e la distanza dell'evento registrato. Si determinò che i GRB fossero eventi extragalattici a distanze cosmologiche, cioè vennero misurati *redshift* (spostamento verso il rosso) alti (Amati, 2021).

Lo spettro elettromagnetico dei GRB è non termico e segue una legge di potenza  $N(\epsilon) \propto \epsilon^{-\alpha}$  dove  $\alpha \sim 1$  a basse energie e  $\alpha \sim 2 - 3$  tra 0.1–1 MeV. Lo spettro di potenza si estende fino a energia del GeV.

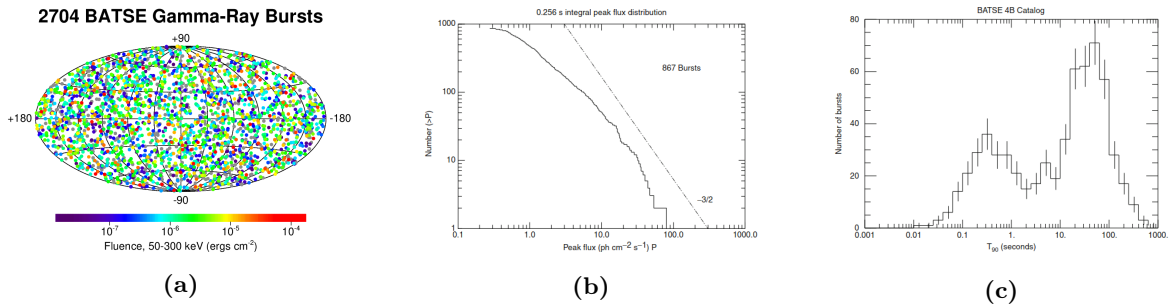
In figura Fig. 1.7c, la distribuzione della durata dei GRB mostra due picchi uno a  $\sim 0.5$  s e l'altro a  $\sim 100$  s, pertanto i GRB sono stati divisi in *corti* e *lunghi*. I primi sono circa due ordini di grandezza meno energetici dei secondi. Questa bimodalità è stata associata a due diversi tipi di progenitori.

Dall'osservazione dei due tipi di GRB si è scoperto che:

- la legge di potenza che descrive i GRB corti è più ripida rispetto alla legge di potenza che descrive i GRB lunghi;
- nei GRB lunghi viene registrato un ritardo tra l'osservazione dell'emissione a 50–100 keV e l'emissione a 15–25 keV;



- le galassie che ospitano questi eventi sono diverse. I GRB lunghi vengono ospitati da galassie che possiedono regioni di formazione stellare. I GRB corti si trovano in galassie ellittiche, cioè in regioni di bassa formazione stellare;
- i GRB corti si trovano a redshift minori rispetto ai lunghi (Amati, 2021).



**Figura 1.7:** (a) Distribuzione di 2704 GRB sul cielo osservate dall’esperimento BATSE di CGRO. Il colore indica l’energia totale del lampo  $\gamma$ . Gli eventi sono distribuiti isotropicamente indipendentemente dalla loro brillantezza, durata, spettro o altre caratteristiche (<https://gamma-ray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>). (b) Distribuzione del numero di GRB in funzione del flusso  $P$ . Si tratta di una distribuzione omogenea con pendenza  $-3/2$  (<http://www2.astro.psu.edu/users/nnp/cosm.html>). (c) Distribuzione della durata dei GRB misurata da BATSE. Il tempo scala  $T_{90}$  è definito come il tempo in cui il 90% dei conteggi viene rivelato, eliminando il 5% dall’inizio e dalla fine dell’osservazione. (Meegan, 1997).

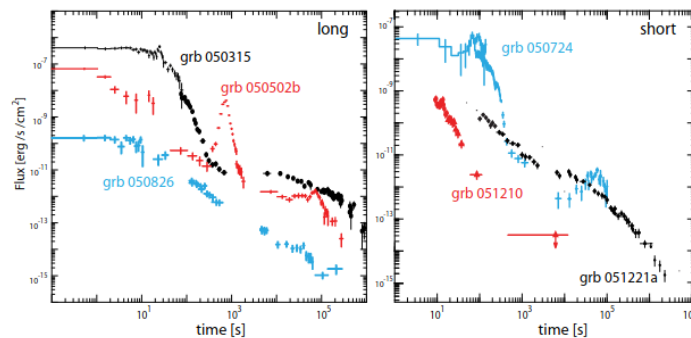
Dopo numerosi lavori teorici ed osservativi, gli scenari attuali per i progenitori dei GRB prevedono il collasso del nucleo di stelle peculiari di grande massa per i GRB lunghi e la fusione di un sistema binario di NS o BH o ancora NS-BH per i GRB corti. Tuttavia, recenti studi hanno evidenziato la possibilità che ci sia una “zona grigia”. Studiando la curva di luce di un GRB corto ( $\sim 1$  s), si è osservato una gobba tipica delle supernovae (Rossi et al., 2022). Se da una parte è vero che a durate attorno al secondo ci potrebbe essere una sovrapposizione delle due tipologie di GRB, come mostra la Fig.(1.7c), simulazioni hanno evidenziato come la durata di un GRB con collasso del nucleo può avvenire anche in 0.5 s (Bromberg et al., 2013). Pertanto, la durata dell’evento non può essere l’unico discriminante per capire l’origine del GRB. Considerati questi elementi, spesso i GRB vengono divisi in *tipo I* e *tipo II*: i primi sono relativi alla fusione del sistema binario, i secondi al collasso del nucleo. La discriminazione delle due classi prende in considerazione, oltre alla durata, altri elementi come la pendenza della legge di potenza, le proprietà delle galassie ospiti o il ritardo del picco (Amati, 2021).

### 1.3.1 Interpretazione fisica

Considerate le distanze cosmologiche, l’energia rilasciata dai GRB è enorme. L’energia misurata, se si considera una emissione isotropa, è  $\sim 10^{53-54}$  erg e corrisponde a una massa a riposo di  $0.5 M_{\odot}$ . Tuttavia, è probabile che la radiazione sia fortemente concentrata in un fascio, di conseguenza questa stima è maggiore dell’energia realmente emessa. Le regioni relative ai GRB sono di  $\sim 5 \times 10^5$  km. Dall’energia e dalla scala di emissione della radiazione, segue che la regione della sorgente si espande relativisticamente.

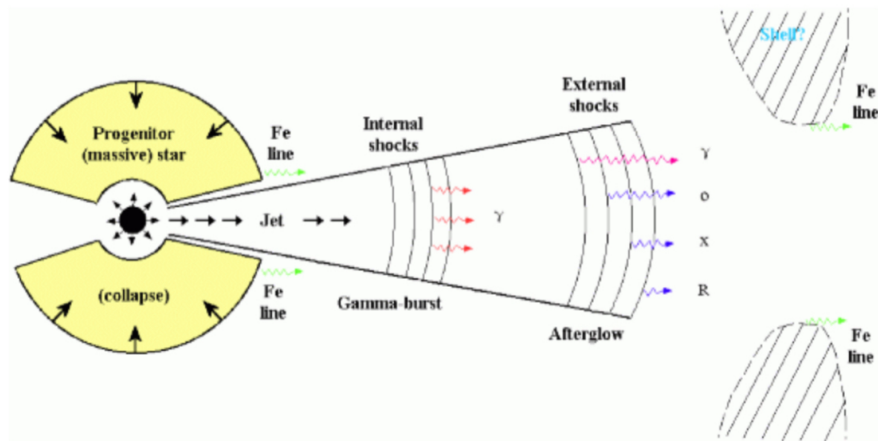
Il modello fisico più semplice che descrive un GRB è il *relativistic fireball* (palla di fuoco relativistica). Indipendentemente dalla natura e dai dettagli del progenitore e dall’innesco, un’esplosione

così intensa, localizzata e breve implica la formazione di elettroni, positroni, fotoni e della “palla di fuoco”. La sorgente è la palla di fuoco in espansione, originata dal collasso di una stella massiccia o dalla fusione di un sistema binario, che riscalda il gas circostante e spinge in esso un’onda d’urto relativistica. Se la sfera fosse otticamente spessa si avrebbe uno spettro di tipo termico, ma i GRB, come già visto, hanno spettri non termici a legge di potenza. Pertanto, la radiazione proviene da regioni otticamente sottili innanzi all’espansione. L’onda d’urto produce meccanismi di accelerazione di Fermi I (Ostrowski e Bednarz, 2002). L’espansione relativistica della fireball guida *shock* esterni nell’ambiente circostante, creando una discontinuità. Quando l’espansione della sfera inizia a decelerare si forma uno shock inverso interno, che va verso l’origine dell’esplosione. Lo shock esterno è relativistico, e potrebbe esserlo anche quello interno. Le particelle riaccelerate emettono grazie a processi di sincrotrone e diffusione Compton. Questa emissione produce il prompt. Nel frattempo si genera un getto che interagisce con la materia interstellare che circonda l’esplosione originale e crea nuovi shock, originando l’afterglow. In questo modello, la sorgente emette in uno stretto fascio collimato, che viene intercettato dall’osservatore. L’energia che misuriamo è in realtà significativamente ridotta rispetto all’energia emessa realmente dal sistema. Nel caso di un getto relativistico con angolo di apertura  $\theta$ , si può dimostrare che l’angolo sia maggiore di  $\gamma^{-1}$ , dove  $\gamma$  è il fattore di Lorentz associato alla massa del materiale in movimento all’interno dell’angolo di apertura. Quando il getto spazza via il gas circostante e decelera, il fattore di Lorentz decresce fino a quando  $\theta < \gamma^{-1}$  e quello che si osserva è un flusso che diminuisce in maniera crescente. Si misurano fattori di Lorentz di  $\gamma \sim 100 - 1000$ . Questo spiega il cambiamento di pendenza nella curva di luce dell’afterglow dopo circa  $10^5$  secondi (Fig. 1.8). Inoltre, il getto può espandersi lateralmente, causando un declino della pendenza più rapido (Longair, 2011).



**Figura 1.8:** Esempi dell’evoluzione dell’afterglow in banda X da parte di osservazioni di *Swift*. A sinistra GRB lunghi, a destra GRB corti (Gehrels et al., 2009).

L’afterglow è importante per capire la natura della sorgente che origina il GRB ed è fondamentale per determinare il redshift e la posizione dell’evento. L’osservazione della curva di luce dell’afterglow offre la possibilità di misurare l’angolo di apertura del getto attraverso la stima del fattore di Lorentz (Courvoisier, 2013). Il modello è descritto nell’immagine di Fig. 1.9.



**Figura 1.9:** Schema di un GRB con progenitore una stella di grande massa, che dà origine a un getto relativistico, che produce lo shock interno ed esterno. Lo shock interno genera l'emissione  $\gamma$ , lo shock esterno produce l'afterglow che genera emissione dai raggi  $\gamma$  alle onde radio. Se si considera un modello isotropo, le regioni da cui si originano i GRB sembrano essere intono ai  $5 \times 10^5$  km, con energie di emissione pari a  $10^{53-54}$  erg, che corrispondono a una massa a riposo di  $0.5 M_{\odot}$  (Mészáros, 2001).

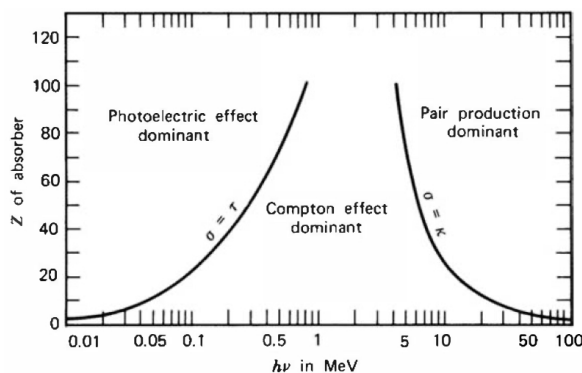
## 2. Rivelatori e HERMES

I rivelatori sono gli elementi di base che permettono di osservare e misurare la radiazione elettromagnetica. Per le alte energie i rivelatori più comuni sono basati sulla fisica dei semiconduttori (fotodiodi, SDD, SiPM, ...) e sul principio della *scintillazione*. Quest'ultimo verrà discusso più avanti, mentre il presente capitolo è dedicato alla descrizione dei principali fenomeni di interazione radiazione-materia alle alte energie e al loro impatto sul funzionamento dei rivelatori che viene interpretato con una “funzione di risposta”. Essa permetterà di passare dai dati forniti al rivelatore alla misura del fenomeno fisico osservato. La funzione di risposta è valutata attraverso simulazioni di Monte Carlo validate da misure di laboratorio ottenute con sorgenti radioattive calibrate. All'interno del capitolo saranno anche discussi i rivelatori a semiconduttore e la tipica relativa catena di acquisizione del segnale. Infine, verranno presentate le principali caratteristiche del progetto HERMES-TP/SP.

### 2.1 Interazione radiazione materia

Per capire il funzionamento di un rivelatore per radiazione di alta energia bisogna considerare i meccanismi di interazione radiazione materia. Per fotoni X e  $\gamma$  i principali processi di interazione sono l'*effetto fotoelettrico*, la *diffusione Compton* e la *produzione di coppie elettrone ( $e^-$ ) positrone ( $e^+$ )*, (e.g. Knoll, 2010).

Come si può vedere in Fig. 2.1, fino ai 100 keV prevale l'effetto fotoelettrico, tra i 100 keV e i 5–10 MeV la diffusione Compton e a più alte energie la produzione di coppie. In realtà, a ciascuno di questi fenomeni è associata una sezione d'urto, o probabilità, quindi è possibile che più processi siano possibili a una data energia.



**Figura 2.1:** Dipendenza dei vari processi di emissione dall'energia del fotone e dal numero atomico del materiale. Le curve identificano la probabilità che avvenga un processo, dividendo in tre regioni il grafico. Inoltre, lungo le curve due processi sono ugualmente probabili (Evans, 1955).

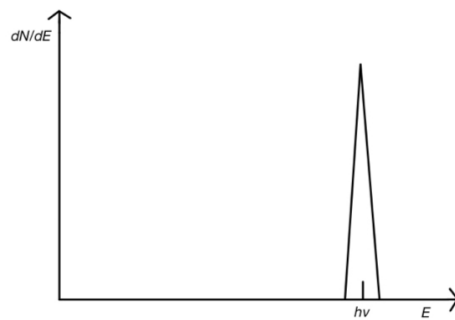
Di seguito sono descritti i tre fenomeni.

**Effetto fotoelettrico** L'effetto o assorbimento fotoelettrico è un processo di interazione tra un fotone e un atomo che assorbe il fotone. In conseguenza, viene emesso un elettrone con energia:

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

dove  $h\nu$  è l'energia del fotone ed  $E_b$  è l'energia di legame tra l'elettrone e il livello energetico dell'atomo in cui vi si trovava. Una volta liberato l'elettrone, si genera una lacuna, che viene occupata nuovamente da un elettrone di un livello superiore o da un elettrone libero, producendo un fotone.

Nel caso ideale in cui non fuoriesca energia dal rivelatore, l'energia del fotone incidente è uguale alla somma dell'energia dell'elettrone e l'energia di legame. Se i fotoni hanno tutti la stessa energia (fotoni monocromatici), la distribuzione differenziale dell'energia cinetica degli elettroni, detta funzione di risposta del rivelatore, è un singolo picco, chiamato *fotopicco*. Il fotopicco è mostrato in Fig. 2.2.



**Figura 2.2:** La funzione di risposta del rivelatore, nel caso in cui tutti i fotoni incidenti fossero monocromatici e interagissero per effetto fotoelettrico, è un picco all'energia  $h\nu$  dei fotoni incidenti.

La probabilità  $\tau$  che avvenga una interazione per effetto fotoelettrico è data da:

$$\tau = costante \times \frac{Z^n}{E^{3.5}} \quad (2.2)$$

dove  $Z$  è il numero atomico del materiale,  $n$  è un numero che varia tra 4 e 5 (per i raggi  $\gamma$  è 4.5) ed  $E$  è l'energia del fotone. L'effetto fotoelettrico domina, a seconda del materiale del rivelatore, ad energie del fotone relativamente basse (0.01–1 MeV).

**Diffusione Compton** Il processo di diffusione Compton è stata illustrato nel Cap. 1.2.

Nel rivelatore, l'effetto Compton si manifesta attraverso tutti gli angoli di dispersione tra 0 e  $\pi$ . Pertanto, all'elettrone è trasferita un'energia continua, che va da zero fino al massimo previsto dall'Eq. 1.15. La distribuzione energetica degli elettroni sarà come quella riportata in Fig. 2.3. Il continuo prende il nome di *continuo Compton*, mentre l'estremo superiore del continuo è detto *Compton edge* e corrisponde all'energia massima ( $\theta = \pi$  i.e., caso del backscattering) trasferita dal fotone all'elettrone.

La distanza energetica  $E_C$  tra l'energia relativa al Compton edge  $E_{e^-}|_{\theta=\pi}$  e l'energia reale del fotone incidente  $h\nu$  è data dalla seguente formula:

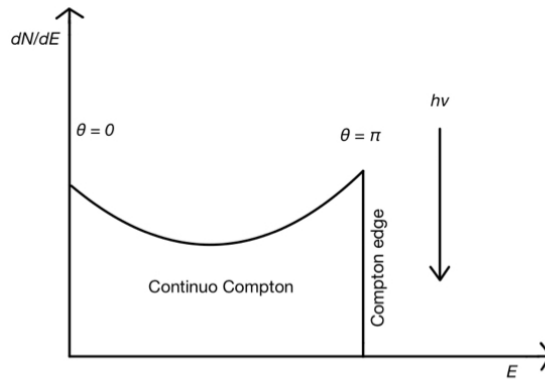
$$E_C \equiv h\nu - E_{e^-}|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (2.3)$$

dove  $m_0$  è la massa dell'elettrone e  $c$  la velocità della luce.

Nel caso limite in cui il fotone è molto energetico, cioè quando  $h\nu \gg m_0c^2/2$ ,  $E_C$  diventa:

$$E_C \cong \frac{m_0c^2}{2} (= 256 \text{ keV}) \quad (2.4)$$

In Fig. 2.3 è mostrato l'effetto Compton visto da un rivelatore.



**Figura 2.3:** Funzione di risposta del rivelatore nel caso in cui tutti i fotoni incidenti interagissero per effetto Compton col rivelatore. La figura mostra il continuo Compton che si estende da energie con angoli di diffusione tra 0 e  $\pi$ . La freccia indica l'energia reale dei fotoni monocromatici incidenti sul rivelatore. La differenza in energia tra il Compton edge e l'energia  $h\nu$  è data dall'Eq. 2.3.

Questa analisi si basa sull'ipotesi che la diffusione Compton coinvolga elettroni liberi. Nei materiali che compongono il rivelatore, l'energia di legame degli elettroni ha degli effetti sulla forma del continuo Compton, producendo un "arrotondamento" e un aumento di pendenza del continuo in prossimità del Compton edge.

La probabilità che avvenga la diffusione Compton dipende dalla sezione d'urto di Klein-Nishina (Eq. 1.16). All'aumentare di  $Z$ , il numero atomico dell'atomo che costituisce il materiale del rivelatore, aumenta anche la probabilità di avere diffusione Compton. La diffusione Compton avviene per valori di alta energia dei raggi  $\gamma$  (1–10 MeV).

**Produzione di coppie  $e^\pm$**  Quando l'energia del fotone supera il doppio della massa a riposo dell'elettrone ( $2m_0c^2 = 1.024 \text{ MeV}$ ), diventa energeticamente permessa la produzione di coppie  $e^\pm$ . Nell'interazione, il fotone interagisce col campo elettromagnetico del nucleo dell'atomo, per la conservazione della quantità di moto, il fotone si materializza in una coppia  $e^- - e^+$ . La somma dell'energia delle due particelle è data da:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2.5)$$

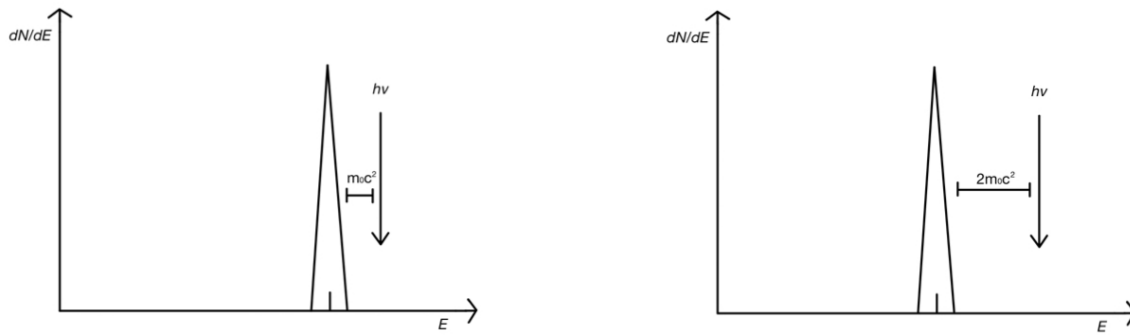
dove  $E_{e^-}$  e  $E_{e^+}$  sono rispettivamente energia dell' $e^-$  e l'energia del  $e^+$ ,  $h\nu$  è l'energia del fotone incidente,  $m_0$  è la massa dell'elettrone e  $c$  è la velocità della luce.

Per energie tipiche, l'elettrone e il positrone viaggiano per pochi millimetri prima di essere assorbiti dal mezzo. Il positrone quindi annichilisce producendo due fotoni, ognuno di esso con energia pari a  $m_0c^2$  ossia 511 keV. Questi due fotoni possono interagire nuovamente col rivelatore o possono fuggire da esso. Se fugge solo un fotone, nella funzione di risposta si troverà un picco, detto *picco di singola fuga* a un'energia di:

$$E = h\nu - m_0c^2 \quad (2.6)$$

Se si perdono entrambi i fotoni, ci sarà un picco, chiamato *picco di doppia fuga*, a:

$$E = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2.7)$$



**Figura 2.4:** Funzioni di risposta di un fotone che interagendo con il rivelatore produce coppie  $e^\pm$ . Il positrone annichilisce, producendo due fotoni. Se fugge un solo fotone di annichilazione si produce il picco di singola fuga, immagine a sinistra. Se fuggono entrambi i fotoni si produce il picco di doppia fuga, immagine a destra.

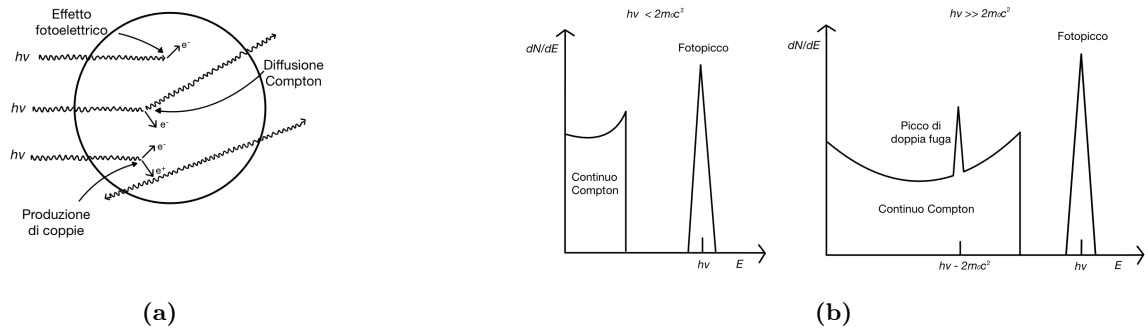
### 2.1.1 Funzioni di risposta del rivelatore

Come verrà mostrato di seguito, la funzione di risposta del rivelatore dipende anche dalle sue dimensioni, oltre che dalla composizione, dalla forma e dalla geometria. Quindi, per prevedere la risposta in dettaglio usualmente si ricorre a simulazioni Monte Carlo, cioè simulazioni delle interazioni fisiche tra i fotoni e i materiali del rivelatore.

**Rivelatore di piccole dimensioni** I rivelatori di piccole dimensioni sono rivelatori che hanno dimensioni più piccole del libero cammino medio dei fotoni secondari prodotti da processi di interazione radiazione materia tra fotoni X e  $\gamma$  e il rivelatore stesso. Ad esempio, il libero cammino medio di fotoni secondari a energie oltre i 100 keV è di circa 1–2 cm.

Per energie minori del valore in cui si producono le coppie  $e^\pm$ , lo spettro è dato dalla combinazione dell'effetto fotoelettrico e della diffusione Compton. Pertanto, come si vede nel primo spettro di Fig. 2.5b, sono presenti il fotopicco e il continuo Compton. Il rapporto tra le aree sottese dal continuo Compton e dal fotopicco è pari al rapporto tra le sezioni d'urto Compton e fotoelettrica per l'energia del fotone e per il materiale del rivelatore.

Nel caso in cui l'energia dei fotoni dovesse essere sufficientemente alta per la produzione di coppie ( $\geq 1.022$  MeV), solo l'energia cinetica degli  $e^-$  viene depositata sul detector, mentre i  $e^+$  si annichilano producendo i due fotoni di annichilazione. A causa delle dimensioni piccole del rivelatore, i due fotoni hanno un'alta probabilità di fuggire dal rivelatore.. Nel secondo spettro della Fig. 2.5b si vede quindi non solo il fotopicco e il continuo Compton, ma anche il picco di doppia fuga.



**Figura 2.5:** (a) Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di piccole dimensioni. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e della produzione di coppie, in questo esempio, sfuggono al rivelatore. (b) Le funzioni di risposta di un rivelatore piccolo. A sinistra, per energie minori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco dell'effetto fotoelettrico e il continuo Compton, dovuto alla perdita di fotoni diffusi. A destra, per energie maggiori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco, il continuo Compton e il picco di doppia fuga, dovuto alla perdita di entrambi i fotoni di annichilazione.

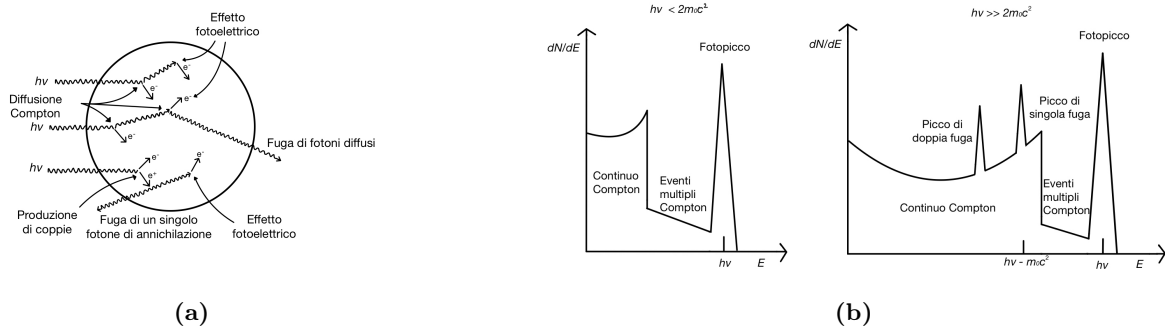
**Rivelatore di dimensioni intermedie** Anche in questo caso, bisogna distinguere tra energie maggiori o minori dell'energia in cui si producono coppie  $e^\pm$ .

Per energie minori di  $2m_0c^2$ , si ha uno spettro generato dall'effetto fotoelettrico e dalla diffusione Compton. Tuttavia, il rapporto tra l'area sotto il fotopicco e la diffusione Compton risulta diversa rispetto al caso precedente, perché il rivelatore essendo più grande permetterà ai fotoni secondari, prodotti dalla diffusione Compton, di poter interagire nuovamente con il rivelatore attraverso effetto fotoelettrico, aumentando l'area sottesa dal fotopicco. In queste condizioni, sotto i 100 keV non si avrebbe più il continuo Compton. A energie più alte, c'è la possibilità di avere diffusione Compton multipla, in cui l'elettrone diffuso finale fugge (Fig. 2.6a). Il fotone perso può depositare dell'energia superiore all'energia predetta dall'Eq. 1.15. Questi eventi multipli, come si vede nello spettro di sinistra della Fig. 2.6b, possono riempire parzialmente lo spazio tra il continuo Compton e il fotopicco, oltre a distorcere la forma del continuo.

Per energie superiori a  $2m_0c^2$ , i fotoni di annichilazione, prodotti dal positrone, possono fuggire o interagire nuovamente col rivelatore. Nel caso in cui sfuggano, la funzione di risposta presenterebbe, oltre al picco di doppia fuga, anche il picco di singola fuga. Tuttavia, se entrambi i fotoni di annichilazione vengono convertiti in energia attraverso la diffusione Compton, con successiva fuga del fotone diffuso, nello spettro tali eventi si accumulano in un ampio continuo tra il doppio picco di fuga e il fotopicco.

**Rivelatori di grandi dimensioni** Nei rivelatori di grandi dimensioni per i fotoni secondari, cioè la radiazione prodotta dall'incidenza di un raggio X o  $\gamma$  con il rivelatore, diminuisce la probabilità





**Figura 2.6:** (a) Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di dimensioni intermedie. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e dell'annichilazione del positrone possono interagire nuovamente col rivelatore attraverso effetto fotoelettrico o diffusione Compton oppure possono fuggire dal rivelatore. Nel caso dei fotoni prodotti da annichilazione, essi possono fuggire entrambi o ci può essere una fuga singola dal rivelatore. (b) Le funzioni di risposta di un rivelatore di dimensioni intermedie. A sinistra, per energie minori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopico dell'effetto fotoelettrico e il continuo Compton, dovuto alla perdita di fotoni diffusi. A destra, per energie maggiori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopico, il continuo Compton, il picco di doppia fuga e il picco di singola fuga. In entrambe le funzioni di risposta tra il Compton edge e il fotopico, vi è depositata un'ulteriore energia, data dalla diffusione multipla di fotoni, che poi fuoriescono dal rivelatore.

di poter fuggire. Pertanto, tutta l'energia del fotone incidente viene assorbita. Per i raggi  $\gamma$  fino a qualche MeV, e con i tipici materiali degli scintillatori inorganici descritti in seguito, le dimensioni del rivelatore devono essere di alcune decine di centimetri.

I raggi  $\gamma$  incidono sul rivelatore. Se avviene una diffusione Compton o una produzione di coppie  $e^\pm$ , si producono fotoni secondari. Essi interagiscono col rivelatore fino a quando non verranno assorbiti per mezzo di effetto fotoelettrico. Nella funzione di risposta, mostrata in Fig. 2.7b, comparirà esclusivamente il fotopico dell'effetto fotoelettrico.



**Figura 2.7:** (a) Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di grandi dimensioni. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e dell'annichilazione del positrone interagiscono nuovamente con il rivelatore attraverso effetto fotoelettrico o diffusione Compton fino a quando non vengono assorbiti per effetto fotoelettrico. (b) La funzione di risposta di un rivelatore di grandi dimensioni. La funzione presenta unicamente il fotopico.

### 2.1.2 Complicazioni della funzione di risposta

**Fuga di elettroni secondari** Come già anticipato, se il rivelatore è piccolo, gli elettroni secondari prodotti da una diffusione Compton potrebbero sfuggire dal rivelatore, pertanto l'energia del fotone originale non viene completamente raccolta. La perdita di elettroni tenderà a distorcere la funzione di risposta, spostando alcuni eventi a un'energia più bassa. La forma del continuo Compton sarà modificata dalla presenza di eventi a energie più basse e il fotopicco sarà asimmetrico, con una coda verso la parte di sinistra (ossia a energie minori).

**Fuga Bremsstrahlung** Un meccanismo per cui gli elettroni secondari perdono energia è la radiazione di bremsstrahlung, in cui un elettrone perde energia in un campo coulombiano. Questo fenomeno è importante quando l'energia del fotone è superiore a qualche MeV, e quando il numero atomico del materiale che compone il rivelatore è alto, poiché la produzione di radiazione per bremsstrahlung scala approssimativamente con  $Z^2$ . Anche se gli elettroni potrebbero essere fermati all'interno del rivelatore, altri potrebbero sfuggire. Gli effetti prodotti da questo fenomeno sulla funzione di risposta sono simili a quelli descritti per la fuga di elettroni secondari.

**Fuga di raggi X** Nel processo fotoelettrico, l'atomo che assorbe il fotone spesso emette anche un fotone di fluorescenza con energie tipiche dei raggi X, che solitamente viene riassorbito dal rivelatore. Il fotone però potrebbe sfuggire se è prodotto vicino alla superficie del rivelatore. Anche in questo caso, l'energia depositata nel rivelatore è minore di quella originale. Con la fuga, si crea una nuova categoria di eventi, la cui energia è data dall'energia originale del fotone meno l'energia del raggio X sfuggito. Pertanto, la funzione di risposta avrà un nuovo picco al di sotto del fotopicco, a una distanza data dall'energia del fotone sfuggito. Questo effetto si osserva in particolare per i raggi  $\gamma$  non troppo energetici e per rivelatori il cui rapporto superficie-volume è elevato.

#### Radiazione secondaria creata da una sorgente vicina

- *Radiazione di annichilazione* Se la sorgente di calibrazione di raggi  $\gamma$  è costituita da un isotopo che decade per emissione  $\beta^+$ , ci si deve aspettare un picco aggiuntivo nella funzione di risposta a un'energia pari a 0.511 MeV. A seconda della geometria dei detector in cui si rivelano entrambi i fotoni di annichilazione è possibile trovare un picco a 1.022 MeV.
- *Bremsstrahlung* La maggior parte delle sorgenti comunemente usate per la calibrazione degli strumenti decadono  $\beta^-$ . Il materiale della sorgente stessa e il suo contenitore solitamente bloccano le particelle  $\beta$ . In altri casi, si utilizza un oggetto esterno che schermi la radiazione. In questo processo, tuttavia, si potrebbe generare una radiazione secondaria di bremsstrahlung, che contribuisce alla funzione di risposta sul continuo. Questo contributo non si può semplicemente sottrarre, quindi per ridurre al minimo il fenomeno, spesso si usano materiali che schermano la radiazione  $\beta$  con basso numero atomico.

**Effetti dei materiali circostanti** Un rivelatore utilizzato per la spettroscopia  $\gamma$  è circondato da altri materiali, che possono influenzare la sua risposta. Per esempio, il rivelatore può avere un rivestimento che lo protegge dall'umidità e dalla luce. Tutti questi materiali sono potenziale fonte di radiazione secondaria. Tra gli effetti che possono modificare la funzione di risposta del rivelatore troviamo:

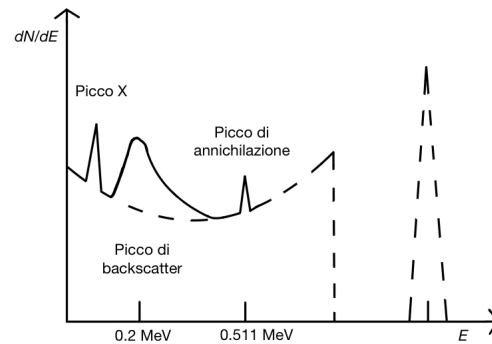
- *Retrodiffusione dei raggi  $\gamma$*  Spesso lo spettro mostra un picco chiamato di retrodiffusione. Il picco è causato da fotoni che prima di interagire con il rivelatore, hanno fatto diffusione Compton con uno dei materiali che circondano il rivelatore. Il picco si trova a un'energia data dall'Eq. 1.15. Quando l'energia dei fotoni è  $h\nu \gg m_0c^2$ , l'Eq. 1.15, si riduce a:

$$E_{e^-} |_{\theta=\pi} \cong \frac{m_0c^2}{2} = 0.25 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

quindi il picco si troverà a un'energia non superiore a 0.25 MeV.

- *Altra radiazione secondaria* Oltre alla diffusione Compton, si possono generare altri fotoni mediante assorbimento fotoelettrico nei materiali circostanti al rivelatore. Se questi materiali hanno un alto numero atomico, si potrebbero generare raggi X di fluorescenza. Pertanto, in generale si cerca di evitare di avere materiali ad alto  $Z$  nelle immediate vicinanze del rivelatore. D'altra parte, i materiali ad alto  $Z$  sono i migliori per schermare efficacemente il rivelatore. Di conseguenza, una tipica strategia è di utilizzare un rivestimento multi-strato, nel cui interno è usato un materiale con un numero atomico minore. Il rivestimento interno ha il compito di assorbire i raggi X emessi dal materiale esterno, emettendo allo stesso tempo raggi X a bassa energia o debolmente penetranti, che non avrebbero conseguenze significative sulla funzione di risposta.

Se l'energia per i raggi primari è sufficiente per la produzione di coppie, all'interno dei materiali circostanti al rivelatore può essere prodotta radiazione di annichilazione. Quindi, nella funzione di risposta può comparire un picco a 0.511 MeV. In questo caso è importante differenziare se il picco viene generato da radiazione di annichilazione di sorgenti radioattive che emettono positroni o dal fenomeno precedentemente illustrato.

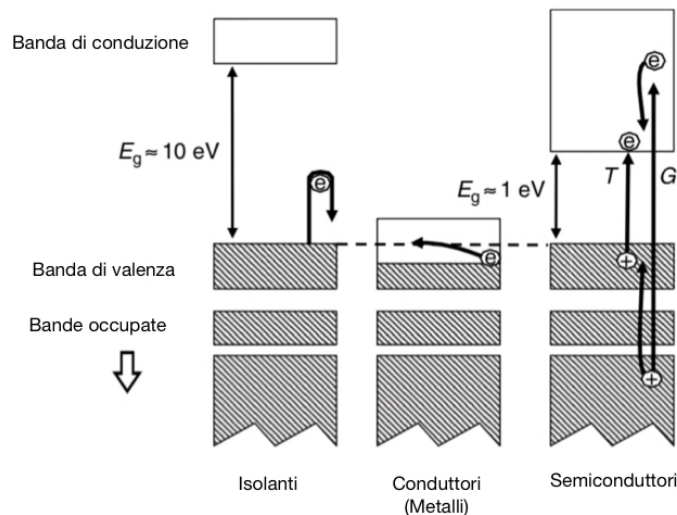


**Figura 2.8:** Funzione di risposta di un rivelatore modificata dagli effetti prodotti dai materiali vicini al rivelatore. Il primo picco, a energie X, è prodotto da fotoni generati da effetto fotoelettrico. Il secondo picco è il picco di retrodiffusione, generato da fotoni che fanno diffusione Compton e si trova a  $\sim 0.2$  MeV. Infine, il terzo picco prodotto da effetti di annichilazione, si trova a 0.511 MeV. Sono inclusi nella linea tratteggiata il continuo Compton e il fotopicco.

## 2.2 Semiconduttori

In un atomo isolato, gli elettroni sono disposti in specifici livelli energetici (e.g. Gilmore, 2008). Quando gli atomi si uniscono per formare una struttura solida, questi livelli energetici si allargano,

rappresentabili in *bande di energia*, ciascuna delle quali può contenere un numero determinato di elettroni. Tra le varie bande energetiche ci sono delle zone proibite agli elettroni. La banda energetica con un maggior numero di elettroni prende il nome di *banda di valenza*. Affinché un elettrone possa muoversi all'interno di un materiale, esso deve passare da uno stato energetico ad un altro. Se si applica un campo elettrico esterno, il salto dell'elettrone in un altro livello energetico provoca una corrente. Quando la banda di valenza è piena gli elettroni possono migrare verso una banda energetica superiore, chiamata *banda di conduzione*, che è separata da una zona proibita detta "*bandgap*". Affinché questo avvenga, l'elettrone deve acquistare un'energia sufficiente per "saltare" dalla banda di valenza alla banda di conduzione. In base alle dimensioni della bandgap, i materiali si dividono in isolanti, semiconduttori e conduttori, come mostra la Fig. 2.9. Negli isolanti la bandgap è di  $\sim 10$  eV, quindi gli elettroni, nel caso di eccitazione termica, sono immobili e il materiale non è capace di condurre corrente elettrica. Invece, per i semiconduttori la bandgap è di  $\sim 1$  eV. In assenza di eccitazione termica, sia isolanti che semiconduttori avrebbero una configurazione in cui la banda di valenza è piena mentre la banda di conduzione è vuota. In queste condizioni nessuno dei due mostrerebbe conducibilità elettrica. In un metallo, la banda di valenza non è completamente occupata. Pertanto, gli elettroni possono migrare in tutto il materiale.



**Figura 2.9:** Disposizione della banda di valenza rispetto alla banda di conduzione in materiali isolanti, conduttori e semiconduttori (Gilmore, 2008).

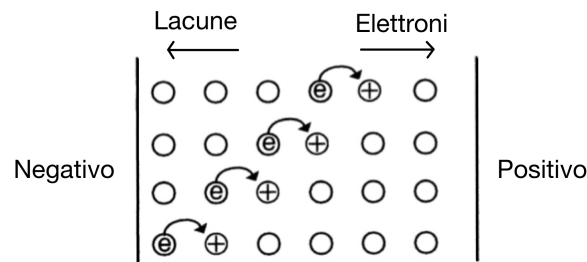
In particolare nei semiconduttori, la probabilità  $p$  che un elettrone venga promosso alla banda di conduzione è fortemente influenzata dalla temperatura:

$$p(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.9)$$

dove  $C$  è una costante caratteristica del materiale,  $T$  è la temperatura,  $E_g$  è l'energia della bandgap e  $k$  è la costante di Boltzmann.

Quando un elettrone viene promosso dalla banda di valenza (o da qualsiasi altra banda) alla banda di conduzione, viene lasciato un posto vuoto detto *lacuna*. Un elettrone della banda di valenza può sostituire quello perso, riempiendo così la lacuna. Questo lascerà, a sua volta, un'altra lacuna. In presenza di un campo elettrico esterno, la lacuna può muoversi verso lungo le linee di forza compor-

tandosi a tutti gli effetti come una particella (Fig. 2.10). Pertanto, elettroni e lacune trasportano cariche, cioè entrambi contribuiscono alla conducibilità del materiale.



**Figura 2.10:** Un semiconduttore a cui è applicato un campo elettrico esterno. Gli elettroni migrano verso il catodo riempiendo una lacuna, lasciando a loro volta un posto vuoto (Gilmore, 2008).

Nell'interazione tra raggi  $\gamma$  e semiconduttori l'energia dei fotoni viene ceduta al materiale producendo elettroni primari con energie al di sopra delle energie termiche e l'interazione provoca la transizione di elettroni dalle bande di valenza a quelle di conduzione. Lacune ed elettroni eccitati tenderanno a ridistribuirsi nelle bande energetiche disponibili, finché le lacune non si troveranno in cima alla banda di valenza e gli elettroni alla base della banda di conduzione. In questo processo, può verificarsi un'ulteriore eccitazione, dando luogo a una cascata di coppie elettrone-lacuna per ogni interazione con l'elettrone primario. In condizioni normali gli elettroni dalla banda di conduzione si sposteranno alla banda di valenza. In presenza di campo elettrico esterno, gli elettroni migreranno verso l'alto o il basso verso il polo positivo e le lacune si comporteranno in maniera opposta agli elettroni. Il numero  $n$  di coppie elettrone-lacuna prodotte sarà proporzionale all'energia dei raggi  $\gamma$  assorbita  $E_{\text{abs}}$ :

$$n = \frac{E_{\text{abs}}}{\epsilon} \quad (2.10)$$

in cui  $\epsilon$  è l'energia media necessaria per creare un elettrone-lacuna.

Sebbene i materiali semiconduttori costituiscano un mezzo pronto a fornire coppie elettrone-lacuna, in un rivelatore queste devono essere raccolte in un tempo ragionevolmente breve. Gli elettroni e le lacune devono avere una buona mobilità all'interno del materiale e non ci devono essere fenomeni che possano impedire loro di raggiungere i contatti di raccolta. Le cause per cui una carica (elettrone o lacuna) può rimanere intrappolata nel cristallo e quindi non contribuire a un segnale utile sono:

- impurità all'interno del reticolo del semiconduttore;
- difetti strutturali del cristallo semiconduttore;
- danneggiamento da parte di fotoni di alte energie della struttura del semiconduttore.

Quindi, il materiale ideale per un rivelatore è un semiconduttore con le seguenti caratteristiche:

- alto numero atomico per avere un coefficiente di assorbimento il più elevato possibile;
- fornire il maggior numero possibile di coppie elettrone-lacuna per unità di energia;
- consentire una buona mobilità degli elettroni e delle lacune;
- essere disponibili in elevata purezza;

- essere disponibili in quantità ragionevoli a costi ragionevoli.

Solitamente i materiali più usati per i rivelatori sono il silicio e il germanio.

Materiale	Z	Bandgap (eV)	$\epsilon$ (eV)	$\rho$ (g cm <sup>-3</sup> )	$\mu_e$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )	$\mu_h$ (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )
Si	14	1.106	3.62	2.33	350	480
Ge	32	0.67	2.96	5.33	$3.6 \times 10^4$	$4.2 \times 10^4$
CdTe	48, 52	1.47	1.43	6.06	1000	80
CdZnTe	48, 30, 52	1.57	4.46	5.78	1000	80-50

**Tabella 2.1:** Parametri per alcuni semiconduttori usati per i rivelatori di raggi  $\gamma$ . Z è il numero atomico,  $\epsilon$  è l'energia media necessaria per creare un elettrone-lacuna,  $\rho$  è la densità del materiale e  $\mu$  è la mobilità dei portatori di carica.

I semiconduttori che non presentano impurità sono chiamati *semiconduttori intrinseci* e hanno lo stesso numero di elettroni e lacune:

$$n_i = p_i \quad (2.11)$$

dove  $n_i$  e  $p_i$  sono le densità dei portatori di carica, rispettivamente per gli elettroni e le lacune.

In un semiconduttore la resistività  $\rho$ , cioè l'attitudine di un materiale ad opporre resistenza al passaggio delle cariche elettriche, è data da:

$$\rho = \frac{AV}{It} \quad (2.12)$$

dove  $A$  è l'area della superficie,  $V$  è la tensione,  $I$  è la corrente che viene prodotta da elettroni e lacune e  $t$  è lo spessore del semiconduttore. Dall'equazione precedente si può dimostrare che (Knoll, 2010):

$$\rho = \frac{1}{e n_i (\mu_e + \mu_h)} \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \quad (2.13)$$

dove  $n_i$  densità degli elettroni,  $\mu_e$  è la mobilità degli elettroni e  $\mu_h$  è la mobilità delle lacune. Per il silicio  $\rho = 230 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ .

In natura non è possibile preparare un materiale completamente privo di impurità. Le impurità hanno un ruolo importante sulla conduttività del semiconduttore. Quando all'interno di un semiconduttore si inseriscono piccole quantità di atomi detti dopanti, qualche atomo per un milione di atomi del semiconduttore, l'atomo dopante prende parte al reticolo cristallino del semiconduttore. Quando l'atomo dopante fornisce elettroni aggiuntivi, il semiconduttore è di *tipo-n*, e gli atomi del dopante prendono il nome di atomi *donori* (o donatori). Viceversa, quando l'impurità aumenta le lacune il semiconduttore è di *tipo-p* e gli atomi che portano più lacune vengono chiamati atomi *accettori*.

### Semiconduttori di tipo-n

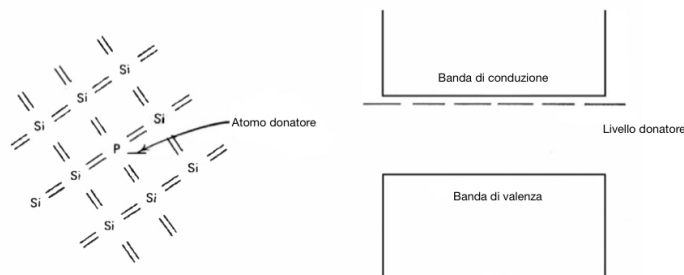
Nel reticolo cristallino del semiconduttore, gli atomi donori non fanno parte in maniera regolare della struttura. Pertanto, possono immettere elettroni all'interno della bandgap, tra la banda di valenza e quella di conduzione. In questo caso, l'elettrone rimane poco legato all'atomo, quindi necessita di poca energia per essere strappato all'atomo donore. Inoltre, la distanza energetica tra i livelli donatori e la banda di conduzione è piccola, di conseguenza con poca eccitazione termica l'elettrone passa alla banda di conduzione, accoppiandosi con una lacuna. In quasi tutti i casi, la concentrazione di impurità  $N_D$  è grande rispetto alla concentrazione di elettroni prevista per la banda di conduzione per il materiale intrinseco. Dunque, il numero di elettroni di conduzione viene dominato dagli elettroni

degli atomi donori. Inoltre, la concentrazione di elettroni aggiunti nella banda di conduzione, rispetto al valore intrinseco, aumenta il tasso di ricombinazioni. Di conseguenza, la concentrazione di lacune all'equilibrio diminuisce di una certa quantità. A questo punto, la resistività del materiale è data da:

$$\rho = \frac{1}{eN_D\mu_e} \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \quad (2.14)$$

Di conseguenza, la resistività diminuisce aumentando la conducibilità del materiale. Per esempio, nel silicio la resistività diventa  $\rho = 463 \Omega \cdot \text{cm}$ .

L'effetto in un semiconduttore di tipo-n è quello di creare un numero maggiore di elettroni di conduzione, mentre il numero di lacune è minore rispetto al materiale intrinseco. La conducibilità elettrica è dominata quasi esclusivamente dal flusso di elettroni, mentre le lacune passano in secondo piano.



**Figura 2.11:** A sinistra è riportato uno schema in cui un atomo donore è situato all'interno di un reticolo cristallino di silicio. A destra sono raffigurati banda di valenza, banda di conduzione e livello donore di un semiconduttore di tipo-n (Knoll, 2010).

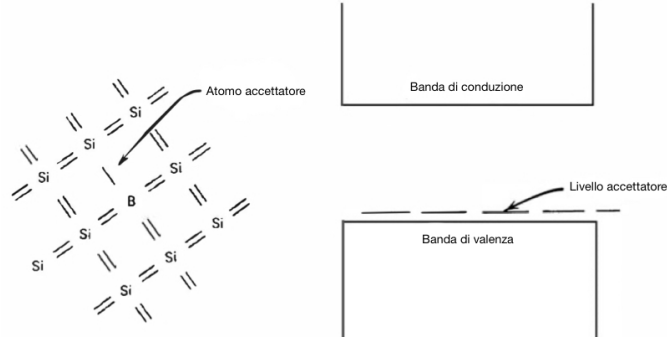
### Semiconduttori di tipo-p

L'atomo accettore ha tipicamente un elettrone in meno rispetto all'atomo che costituisce il semiconduttore. Questo posto vacante risulta come una lacuna in più, con caratteristiche energetiche leggermente diverse. Se un elettrone viene catturato per riempire questa lacuna, esso pur rimanendo legato a un luogo specifico, è leggermente meno saldo di un tipico elettrone di valenza. Di conseguenza, gli atomi accettori creano dei siti all'interno della badgap. In questo caso, i livelli accettori si trovano vicino alla banda di valenza. La normale eccitazione termica nel cristallo assicura che ci saranno sempre degli elettroni per riempire le lacune dei livelli accettori. Inoltre, la distanza energetica, tra i livelli accettori e la banda di valenza, è piccola, una grande quantità di elettroni, eccitati termicamente, si accoppia con le lacune dei livelli accettori. Questi elettroni, a loro volta, lasciano dei posti vacanti all'interno della banda di valenza. Quindi, in questo caso la concentrazione di impurità  $N_A$  è grande rispetto alla concentrazione di lacune prevista per la banda di valenza per il materiale intrinseco. La maggiore disponibilità di lacune aumenta la probabilità di ricombinazione degli elettroni, diminuendo il numero di elettroni in equilibrio. La resistività del materiale è data da:

$$\rho = \frac{1}{eN_A\mu_h} \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \quad (2.15)$$

Anche in questo caso la resistività diminuisce. Per il silicio la resistività diventa  $\rho = 50 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ .

L'effetto in un semiconduttore di tipo-p è quello di creare un numero maggiore di lacune di conduzione, mentre il numero di elettroni è minore rispetto al materiale intrinseco. La conducibilità elettrica è dominata quasi esclusivamente dal flusso di lacune.



**Figura 2.12:** A sinistra è riportato uno schema in cui un atomo accettore è situato all'interno di un reticolo cristallino di silicio. A destra sono raffigurati banda di valenza, banda di conduzione e livello accettore di un semiconduttore di tipo-p (Knoll, 2010).

### 2.2.1 Giunzione p-n o diodo

Un rivelatore di raggi  $\gamma$  può essere costruito con un semiconduttore di tipo-p e un semiconduttore di tipo-n messi a contatto. Questa prende il nome di *giunzione p-n* o *diodo*. Le lacune in eccesso che incontrano per diffusione gli elettroni in eccesso si combinano tra loro: il risultato è una regione intorno alla giunzione dei due tipi di materiale in cui i portatori di carica in eccesso si sono annullati a vicenda. Questa regione è chiamata regione di svuotamento. La migrazione di cariche dà origine a una tensione attraverso la giunzione chiamata tensione di contatto o di diffusione. La regione di svuotamento è sottile, ma se si introduce una differenza di potenziale positiva sul lato n della giunzione, l'ampiezza della regione di svuotamento aumenta man mano che gli elettroni fuoriescono dal materiale di tipo-n, e viceversa le lacune si allontanano dal materiale di tipo-p. Poiché la tensione positiva è applicata alla parte del semiconduttore di tipo negativo, si parla di giunzione a polarizzazione inversa. La dimensione della regione di svuotamento  $d$  è stimabile con la seguente formula:

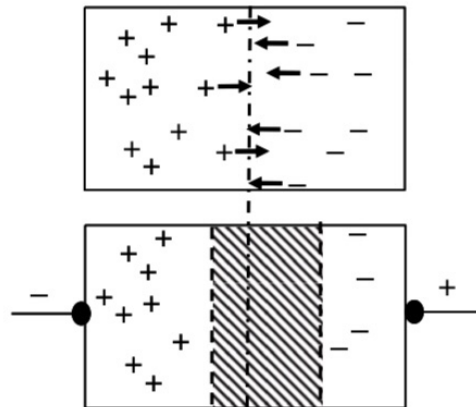
$$d \approx [2k\mu\rho(V_0 + V_b)]^{1/2} \quad (2.16)$$

in cui  $V_0$  e  $V_b$  sono le tensioni di contatto e polarizzazione,  $k$  è la costante dielettrica,  $\rho$  è la resistività del materiale e  $\mu$  è la mobilità delle cariche principali create nel materiale, cioè la mobilità degli elettroni nei semiconduttori di tipo-n e la mobilità delle lacune nei semiconduttori di tipo-p. In genere  $V_b > V_0$ , quindi  $d \propto V_b$ .

La possibilità di modificare la regione di svuotamento è un modo per massimizzare l'efficienza del rivelatore per l'osservazione di fotoni  $\gamma$ , aumentando la tensione di polarizzazione in modo tale da estenderla a tutto il rivelatore. Per esempio nei diodi PIN tra la regione di tipo-n e la regione di tipo-p è presente una sottile regione di semiconduttore intrinseco (non drogato), questo permette una regione di svuotamento più spessa e quindi efficiente. Contemporaneamente, a parità di area tra un



diodo e un diodo PIN, la più ampia regione di svuotamento risulta in una minore capacità, che come si vedrà in seguito risulta in un minore rumore elettronico.



**Figura 2.13:** Un diodo o giunzione p-n. Nella figura in alto le lacune in eccesso si combinano con gli elettroni, annichilandosi a vicenda, questa zona è detta regione di svuotamento. Nella seconda figura è applicato un campo elettrico, che crea una regione di svuotamento più ampia (Gilmore, 2008).

### 2.2.2 Rivelatori a deriva in silicio (SDD)

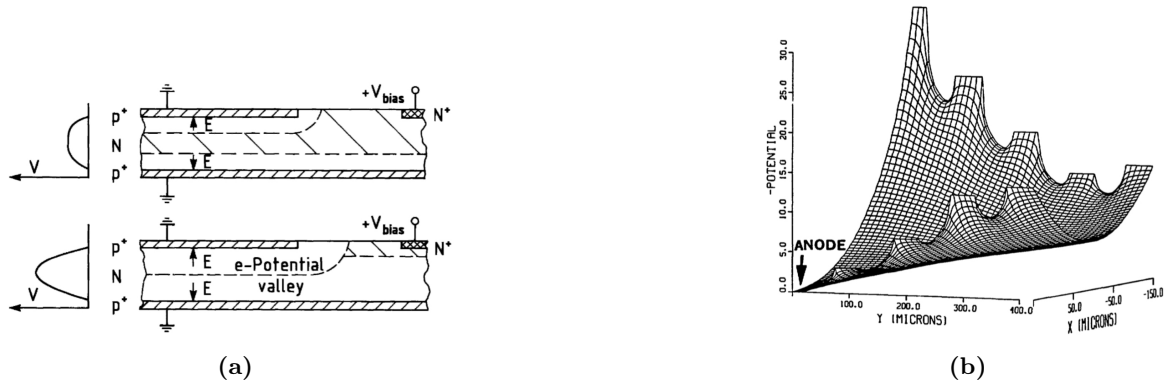
I rivelatori a deriva in silicio (SDD) furono inventati da Emilio Gatti e Pavel Rehak nel 1984 (Gatti e Rehak, 1984).

Una SDD (e.g. Lutz, 1999) è realizzata con un elemento di silicio di tipo-n ad alta resistività tipicamente dello spessore 400–500  $\mu\text{m}$ , sulle cui superfici sono realizzate giunzioni di tipo-p+ ad anelli concentrici detti *strip*. Al centro dell’anello più interno è posto l’anodo da cui verrà raccolto il segnale. Gli anelli sono collegati tra loro da un partitore realizzato sul silicio stesso.

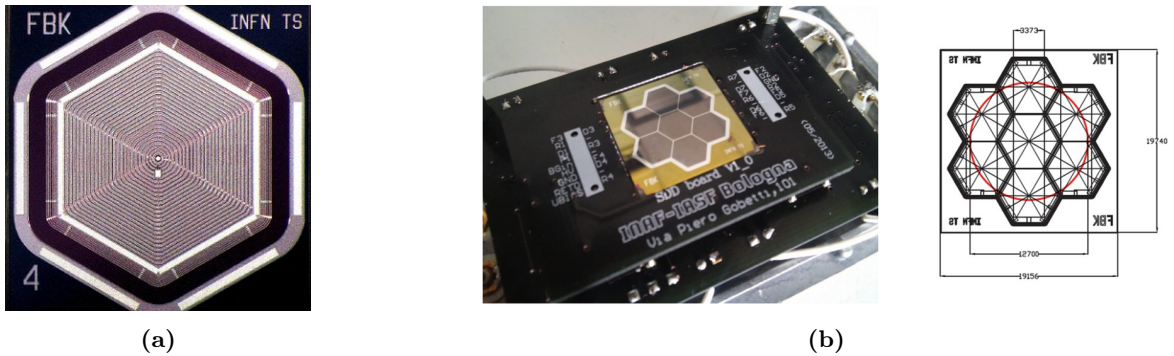
Se una tensione negativa sufficientemente elevata viene applicata tra l’anello più esterno e quello più interno, questa produce sia lo svuotamento del volume di silicio (voltage inverso della giunzione), sia la modulazione del campo elettrico come illustrato in Fig. 2.14. In questo modo si genera una valle di potenziale per gli elettroni generati termicamente o attraverso l’assorbimento di radiazione ionizzante. Gli elettroni, a causa del campo elettrico parallelo alla superficie, si muovono verso l’anodo, mentre le lacune si spostano verso il catodo. Questo permette alla SDD di avere la regione dedicata all’anodo separata dall’area di raccolta, che consiste in tutto il volume del dispositivo, a differenza di una giunzione p-n o PIN in cui area sensibile e area di raccolta coincidono.

In altre parole, una caratteristica relativa a questo tipo di rivelatori è il valore ridotto della capacità anodica, che è indipendente dall’area effettiva. Poiché si dimostra che il rumore elettronico di un sistema *read-out* (lettura) di un rivelatore semiconduttore dipende, oltre che dalla corrente di buio, anche dalla sua capacità anodica, le SDD permettono di ottenere risoluzioni migliori rispetto ai fotodiodi convenzionali, nella condizione che l’elettronica di acquisizione sia particolarmente curata nelle sue caratteristiche di basso rumore.

Le SDD possono essere realizzate usando i tradizionali processi fotolitografici, che consentono il disegno di geometrie altamente differenziate ed adattate allo scopo specifico. Per esempio, si possono avere rivelatori SDD singoli o integrati in matrici, come mostra la Fig. 2.15.



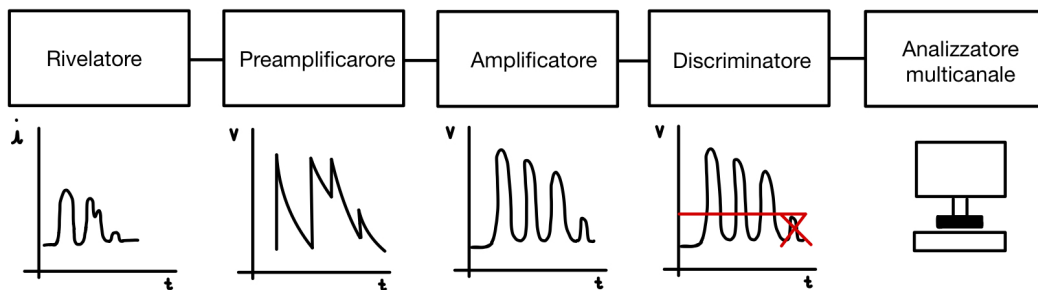
**Figura 2.14:** (a) Struttura di base di una SDD. In alto un doppio diodo parzialmente svuotato, In basso un doppio diodo completamente svuotato (Lutz, 1999). (b) Esempio di distribuzione del potenziale degli elettroni; in basso a sinistra si trova la posizione dell'anodo (Gatti e Rehak, 1984).



**Figura 2.15:** Esempi di rivelatori SDD prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler. (a) SDD a singola cella esagonale (Bertuccio et al., 2015). (b) Matrice di SDD esagonali (Fuschino et al., 2016).

### 2.3 Catena di acquisizione

In questa sezione verrà mostrato come viene acquisita l'informazione spettrale di un fotone di alta energia che interagisce con un rivelatore (Tsoulfanidis e Landsberger, 2015).



**Figura 2.16:** Catena di acquisizione. Il rivelatore produce un segnale in corrente. Il preamplificatore amplifica il segnale e lo trasforma in tensione. L'amplificatore trasforma la forma del segnale in una simil gaussiana eliminando pile-up e rumore elettronico. Il discriminatore elimina il segnale sotto una certa soglia. Infine, l'analizzatore multicanale registra e memorizza i segnali in base alla loro altezza.

**Rivelatore** La funzione del rivelatore è quella di produrre un segnale per ogni particella che vi interagisce. Il segnale di uscita della maggior parte dei rivelatori è un impulso di corrente. L'ideale contatore di impulsi deve avere le seguenti caratteristiche:

1. ogni particella che entra nel rivelatore deve produrre un impulso all'uscita, superiore al rumore elettronico;
2. la durata dell'impulso deve essere breve, in modo tale che particelle che entrino in successione nel rivelatore producano segnali separati;
3. se si vuole misurare l'energia della particella, l'altezza dell'impulso deve avere una relazione fissa e nota con l'energia della stessa. A tal fine, è importante che il rivelatore abbia le giuste dimensioni affinché la particella rilasci tutta la sua energia all'interno del rivelatore (Cap. 2.1.1);
4. se due o più particelle depositano la stessa energia sul rivelatore, l'altezza del loro impulso deve essere uguale.

**Preamplificatore** Il preamplificatore ha il compito di raccogliere il segnale in uscita dal rivelatore e inviarlo al resto della catena di acquisizione, trasformando l'impulso di corrente, prodotto da un raggio  $\gamma$  incidente nel rivelatore, in un segnale in tensione. Il segnale in uscita dal rivelatore è tipicamente molto debole e la trasmissione di qualsiasi segnale attraverso una connessione elettrica è attenuato di una certa quantità. In questo caso, il segnale potrebbe perdersi nel rumore elettronico. Il problema viene evitato posizionando il preamplificatore il più vicino possibile al rivelatore, collegando i due elementi con connessioni sottili e corte il più possibile. Dopo il preamplificatore il segnale viene passato all'amplificatore.

**Amplificatore** L'amplificatore ha il compito di aumentare l'intensità del segnale fino a valori più facilmente trattabili con l'elettronica tradizionale. Il segnale in entrata viene filtrato (filtro passa banda) per massimizzare il rapporto segnale-rumore, minimizzando l'inevitabile contributo di rumore elettronico e raccogliendo la maggiore quantità possibile di segnale. L'amplificatore ha inoltre il compito di minimizzare il *pile-up*. Il *pile-up* è un fenomeno in cui, a causa della lentezza della lettura dello strumento, i fotoni si accumulano e più eventi vengono letti come uno solo. L'amplificatore trasforma il segnale di ogni evento in una simil-gaussiana, diminuendo il tempo di lettura, così da distinguere due eventi che occorrono con una distanza temporale maggiore della durata della suddetta simil-gaussiana.

**Discriminatore o analizzatore a canale singolo** Il discriminatore viene utilizzato per permettere l'analisi dei soli impulsi la cui altezza è maggiore di un certo livello  $n$  volte il livello di rumore (tipicamente  $n \geq 5$ ). Ciò permette di eliminare il rumore elettronico e gli impulsi indesiderati. Quando l'impulso viene amplificato, anche il rumore elettronico subisce un'amplificazione, quindi il discriminatore determina una soglia in altezza dell'impulso, sotto la quale i segnali vengono eliminati e non conteggiati.

**Analizzatore multicanale** L'analizzatore multicanale registra e memorizza gli impulsi in base alla loro altezza. Ogni unità di memorizzazione è chiamata canale. L'altezza dell'impulso ha una relazione nota, solitamente proporzionale all'energia della particella che è entrata nel rivelatore. Ogni impulso è

a sua volta memorizzato in un particolare canale corrispondente a una certa energia. La distribuzione degli impulsi nei canali è un'immagine della distribuzione delle energie delle particelle. Al termine di un periodo di acquisizione, lo spettro registrato può essere visualizzato sullo schermo e registrato.

## 2.4 HERMES

HERMES (*High Energy Rapid Modular Ensemble of Satellites*, Campana et al., 2020; Evangelista et al., 2020; Fiore et al., 2020) è una missione basata su una costellazione di nano-satelliti in orbita terrestre bassa, ospitanti rivelatori di raggi X e  $\gamma$ , con l'obiettivo di indagare l'emissione di sorgenti transienti di alta energia.

HERMES si articola su due progetti gemelli: HERMES Technological Pathfinder (HERMES-TP), finanziato dal Ministero dell'Istruzione, dell'Università e della Ricerca Italiana e dall'Agenzia Spaziale Italiana (ASI), e HERMES Scientific Pathfinder (HERMES-SP), finanziato dall'Horizon 2020 Research and Innovation Programme dell'Unione Europea.

Entrambi i progetti forniscono tre satelliti completi alla costellazione, con l'obiettivo di dimostrare che la rivelazione e la localizzazione rapida di GRB è fattibile con tecnologie innovative a bordo di piattaforme spaziali miniaturizzate, sfruttando per lo più componenti commerciali "off-the shelf" (COTS) a un costo inferiore rispetto ai progetti spaziali standard e con un tempo di sviluppo di pochi anni. Inoltre, l'ASI ha approvato un finanziamento per la partecipazione al progetto SpIRIT (*Space Industry Responsive Intelligent Thermal Nanosatellite*), sviluppato dall'Agenzia Spaziale Australiana e guidato dall'Università di Melbourne. Nel progetto verrà realizzato un satellite che ospiterà un rivelatore identico a quello di HERMES, che si aggiungerà ai sei della costellazione.

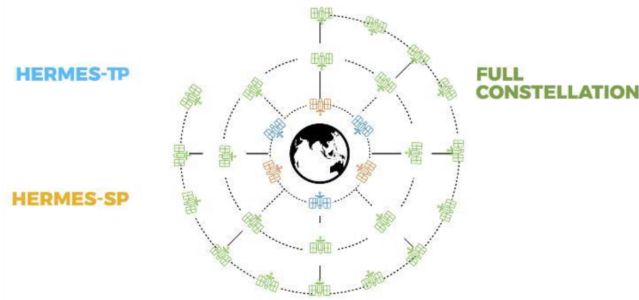
Gli obiettivi scientifici di HERMES sono:

- la localizzazione accurata e tempestiva dell'emissione X e  $\gamma$  dei GRB. I transienti veloci ad alta energia sono tra le possibili controparti elettromagnetiche degli eventi di onde gravitazionali;
- indagare per la prima volta la struttura temporale dei GRB a tempi inferiori al microsecondo, per fornire vincoli ai modelli fisici dell'emissione nei GRB;
- testare scenari di gravità quantistica misurando il ritardo nel tempo di arrivo dei fotoni di un GRB a diverse energie.

HERMES, essendo un progetto articolato su nano-satelliti, consente un certo grado di ridondanza, evitando di perdere l'intero esperimento con il malfunzionamento di un singolo o più nano-satelliti, consente di testare l'hardware con i primi lanci e poi migliorarlo, se necessario, con i lanci successivi, e infine adotta una strategia graduale, cioè sviluppare prima un *pathfinder* per dimostrare il funzionamento, per poi implementare una possibile grande costellazione finale.

### 2.4.1 Posizione dell'evento GRB

La posizione dell'evento è determinata mediante la *triangolazione*, misurando il ritardo del segnale registrato da diversi rivelatori a bordo di differenti satelliti in posizioni diverse nello spazio. I tempi di ritardo sono calcolati utilizzando la funzione di cross-correlazione tra le curve di luce registrate dai



**Figura 2.17:** In giallo HERMES-SP, in blu HERMES-TP e in verde l’intera potenziale costellazione di nano-satelliti (Evangelista et al., 2022).

diversi rivelatori. L’accuratezza nella determinazione della posizione  $\sigma_{PA}$  è data da:

$$\sigma_{PA} \sim \frac{\sqrt{\sigma_{CC}^2 + \sigma_{TPOS}^2 + \sigma_{TIME}^2 + \sigma_{sys}^2}}{AB\sqrt{N-1-2}} \quad (2.17)$$

dove  $\sigma_{CC}$  è l’errore della cross-correlazione tra le due curve di luce,  $\sigma_{TPOS} = \sigma_{POS}/c$  è l’errore dovuto all’incertezza sulla posizione del satellite,  $\sigma_{TIME}$  è l’errore sul tempo assoluto di raccolta dei fotoni,  $\sigma_{sys}$  è l’errore sistematico,  $AB$  è la distanza media tra i rivelatori e  $N$  è il numero di rivelatori che osservano lo stesso evento. Nelle LEO ci si aspetta che  $\sigma_{TPOS}^2 + \sigma_{TIME}^2 < \sigma_{CC}^2 + \sigma_{sys}^2$ , se si misura un tempo accurato (con una risoluzione attorno alle centinaia di nanosecondi) e una posizione accurata (circa entro dieci metri) l’Eq. 2.17 si trasforma in:

$$\sigma_{PA} \approx \frac{2.4^\circ \sqrt{\sigma_{CC}^2 + \sigma_{sys}^2}}{\sqrt{N-1-2}} \quad (2.18)$$

dove  $AB$  si è assunto 7000 km e  $\sigma_{CC}$  e  $\sigma_{sys}$  sono espressi in ms (Sanna et al., 2020).

### 2.4.2 Requisiti di payload

I requisiti scientifici di HERMES-TP e HERMES-SP sono: ampia banda energetica, buona efficienza, buona risoluzione energetica, elevata risoluzione temporale, design estremamente compatto, funzionamento in una gamma ampia di parametri come temperatura, danni da radiazioni, ecc...

Sebbene questi obiettivi siano certamente raggiungibili con esperimenti scientifici standard, in HERMES è stato implementato un payload innovativo e “personalizzato”, in cui questi requisiti sono soddisfatti usando una piattaforma CubeSat (Galysh et al., 2000). Un CubeSat è un tipo di satellite miniaturizzato avente forma cubica, limitato nel volume, nella massa e nella potenza.

HERMES ricopre un ampio intervallo di energia grazie a un rivelatore che sfrutta un meccanismo di “doppia rivelazione”, con una parziale sovrapposizione dei due sistemi a  $\sim 20$  keV. La rivelazione dei raggi X è ottenuta con una SDD progettata su misura, con celle di area  $0.45 \text{ cm}^2$ , che consentono di avere un basso livello di rumore e, di conseguenza, permettono di osservare raggi X soffici nella banda 3–60 keV. Invece, la rivelazione di raggi X duri e  $\gamma$  avviene attraverso due fasi: uno scintillatore (GAGG:Ce), che verrà descritto in dettaglio nel Cap. 3, converte un fotone di alta energia in luce visibile, che viene poi letta dalla stessa SDD, sensibile anche a fotoni nell’intervallo di energia del

visibile. In questo caso le SDD agiscono come fotodiodi e producono segnali di carica di ampiezza proporzionale alla quantità di luce prodotta dallo scintillatore.

La discriminazione tra i due segnali di raggi X e di luce visibile nella SDD è ottenuta utilizzando un disegno segmentato: ogni cristallo scintillatore è letto da due SDD, in modo tale che gli eventi rivelati in una sola SDD sono associati a raggi X, mentre gli eventi registrati simultaneamente da due o più SDD sono associati a luce visibile generata dall'interazione tra raggi X duri o  $\gamma$  e lo scintillatore.

La seguente Tab. 2.2 riassume le principali caratteristiche di HERMES-TP/SP.

Requisiti	Condizioni	Valore
Sensibilità	3-20 keV	$\leq 1-2$ fotoni/s/cm <sup>2</sup>
	50-300 keV	$\leq 0.4 - 1$ fotone/s/cm <sup>2</sup>
Banda energetica	$3 \leq E \leq 2000$ keV	
Area effettiva al picco	X-mode (rivelazione da SDD)	$\geq 50$ cm <sup>2</sup>
	S-mode (rivelazione da GAGG:Ce)	$\geq 50$ cm <sup>2</sup>
Risoluzione energetica EOL	5.0-6.0 keV	$\leq 1$ keV FWHM
	50.0-60.0 keV	$\leq 5$ keV FWHM
Risoluzione temporale ( $1\sigma$ )	X-mode	$\leq 400$ ns
	S-mode	$\leq 250$ ns
Accuratezza temporale ( $1\sigma$ )	GPS agganciato	$\leq 100$ ns
	GPS non agganciato* (sopra 1500 s)	$\leq 200$ ns
Campo di vista		$\geq 3$ sr FWHM
Conteggi di fondo 50-300 keV		$\leq 1.5$ conteggi/s/cm <sup>2</sup>
Conteggi di fondo 20-300 keV		$\leq 12$ conteggi/s/cm <sup>2</sup>
Conoscenza del tasso di conteggi		$\leq 5\%$
Massimo flusso sostenibile		40000 conteggi/s
Memoria a bordo		$\geq 16$ Gbit
Massa		$< 1.8$ kg
Volume		$\leq 1.25$ U
Potenza		$\leq 5$ W
Intervallo temperatura (rivelatore è operativo)		-30 °C - +10 °C
Intervallo temperatura (P/L non è operativo)		-40 °C - +80 °C

**Tabella 2.2:** Alcuni parametri relativi ad HERMES-TP/SP.

\*Il GPS si dice “agganciato” quando il segnale di un numero sufficiente di satelliti GPS è visibile dal ricevitore.

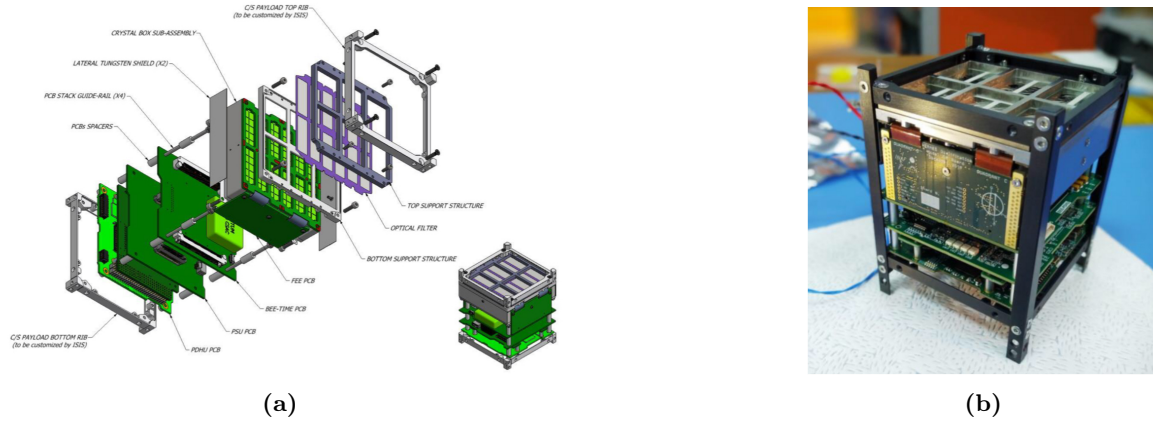
### 2.4.3 Design

Il rivelatore HERMES è strutturato da quattro componenti principali (Fig. 2.18a): il gruppo di rivelatori, la scheda elettronica di “back-end”, la scheda elettronica di alimentazione e l'unità di gestione dei dati del payload.

#### Il gruppo di rivelatori

Il gruppo di rivelatori di HERMES-TP/SP, in Fig. 2.19, è composto da:

- una struttura del supporto del rivelatore, montata sulla parte superiore del piano sensibile. Questa struttura è divisa da una parte superiore e da una inferiore, con un filtro ottico nel mezzo;
- una scheda elettronica di “front-end” (FEE): un circuito stampato semi-rigido con una lastra principale scanalata e due ali laterali, collegate alla parte principale con un cavo piatto flessibile integrato nella scheda. La scheda di FEE ospita:

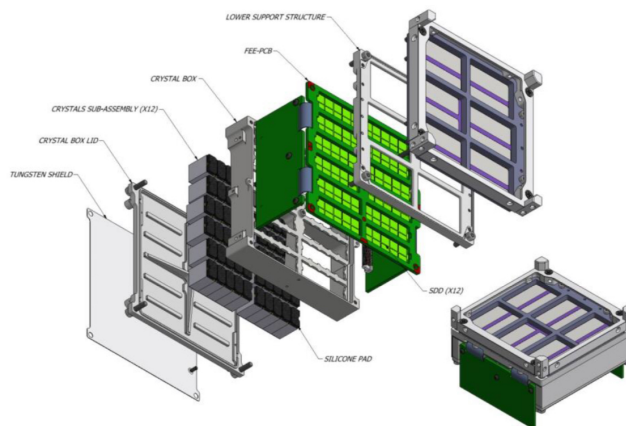


**Figura 2.18:** (a) Vista del payload di HERMES-TP/SP. (b) Modello dimostrativo di HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020).

- 12 SDD, ciascuno con 10 celle indipendenti, per un totale di 120 canali di rivelazione;
  - 120 preamplificatori LYRA-FE (*Front End*), interfacciati con 4 circuiti integrati LYRA-BE (*Back End*) che contengono l’amplificatore, il discriminatore e la circuiteria necessaria per inviare i segnali all’elettronica esterna posta nella scheda elettronica BEE descritta in seguito;
  - componenti elettronici discreti attivi e passivi;
  - due connettori elettrici, uno per lato, che forniscono le connessioni elettriche con la scheda di BEE.
- 60 cristalli scintillatori, ognuno dei quali collegato otticamente a due celle SDD. Per massimizzare il contatto ottico tra SDD e cristallo, garantendo una lettura ottimale della luce di scintillazione, ciascun cristallo è otticamente isolato con un materiale riflettente, escludendo la parte a contatto con il rivelatore, che è collegato ad esso attraverso uno strato di silicene trasparente. Infine, il cristallo è fissato meccanicamente all’interno di un telaio tra i rivelatori e il supporto dei rivelatori;
  - una scatola che ospita i 60 cristalli scintillatori e che fornisce una struttura meccanica complessiva del gruppo del rivelatore insieme al FEE e al rivelatore. Tre fogli di tungsteno di  $200\ \mu\text{m}$  di spessore sono incollati sul lato inferiore e sui due lati laterali della scatola per fornire una schermatura del rumore di fondo ambientale.

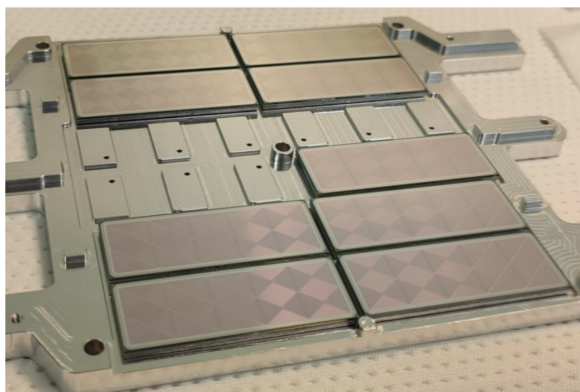
Come già accennato in precedenza, per raggiungere una banda energetica di osservazione così ampia con uno strumento così compatto, il rivelatore si basa sul concetto di “siswich”, in cui le SDD svolgono il doppio ruolo di lettura di fotoni ottici prodotti dallo scintillatore e di rivelazione diretta di raggi X. Le caratteristiche intrinseche dei rivelatori a deriva al silicio permettono un basso rumore, consentendo di raggiungere una bassa soglia per la rivelazione della luce di scintillazione ( $< 20\text{--}30\ \text{keV}$ ). Al di sopra di queste energie, la crescente efficienza dello scintillatore compensa la perdita di efficienza per rivelazione diretta di raggi X nel sottile strato di silicio.

Ogni matrice di SDD, in Fig. 2.20, è composta da 10 celle di silicio spesse  $450\ \mu\text{m}$ , ogni cella di  $7.44 \times 6.05\ \text{mm}^2$ , per un’area sensibile di  $0.45\ \text{cm}^2$ . L’intera matrice è circondata da una regione di “guardia” larga  $1.2\ \text{mm}$  che consente la corretta terminazione del campo elettrico. L’area geometrica



**Figura 2.19:** Gruppo di rivelatori di HERMES (Evangelista et al., 2020).

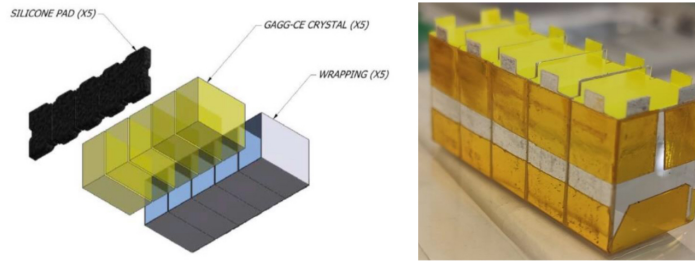
complessiva della matrice di SDD è di  $39.6 \times 14.5 \text{ mm}^2$ . L'anodo di ogni SDD è collegato al relativo preamplificatore della sua catena elettronica. Sul lato a contatto con gli scintillatori, sottili strisce di metallo separano le coppie di SDD garantendo l'isolamento ottico di ciascuna coppia di celle da quella adiacente, così da minimizzare l'interferenza tra la luce di scintillazione emessa da cristalli adiacenti.



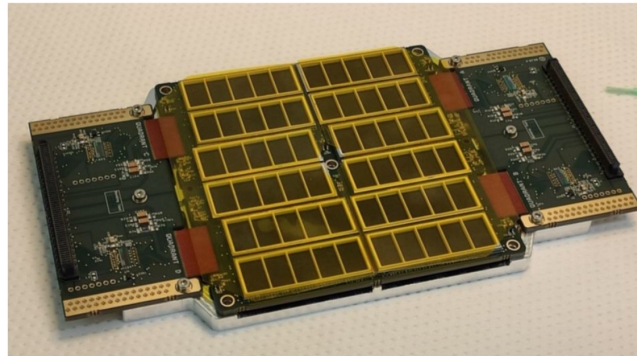
**Figura 2.20:** SDD di HERMES-TP/SP. Lato di ingresso della radiazione, gli scintillatori sono accoppiati al lato opposto. (Evangelista et al., 2020).

Gli scintillatori sono cristalli di granato di gadolinio-alluminio-gallio drogati con cerio ( $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$  o GAGG:Ce), sviluppati in Giappone intorno al 2010 e disponibili in commercio dal 2014. Gli scintillatori GAGG:Ce hanno un'elevata emissione di luce intrinseca ( $\sim 50000$  fotoni/MeV), nessun fondo intrinseco, nessuna igroscopicità, un tempo di decadimento rapido della radiazione ( $\sim 90$  ns), un'elevata densità ( $6.63 \text{ g/cm}^3$ ), un picco di emissione di luce a  $520 \text{ nm}$  e un elevato numero atomico medio effettivo (54.4). Tutte queste caratteristiche rendono questi scintillatori la scelta ottimale per il rivelatore HERMES. I cristalli, in Fig. 2.21, hanno una sezione trasversale di  $6.94 \times 12.10 \text{ mm}^2$  e uno spessore di  $15 \text{ mm}$ , con facce lucidate chimicamente. Ogni cristallo è accoppiato otticamente a due celle SDD adiacenti attraverso uno strato in silicone di  $3.3 \text{ mm}$  di spessore. I cristalli sono avvolti singolarmente con una pellicola riflettente e raggruppati in sottoinsiemi di cinque cristalli, con un sottoinsieme accoppiato a una singola matrice di SDD. Con la configurazione ottica riportata, l'emissione di luce misurata dal cristallo a temperatura ambiente, per unità di energia assorbita, induce un segnale elettrico di  $\sim 14 \text{ e}^-/\text{keV}$  in ciascun canale SDD che legge lo scintillatore.



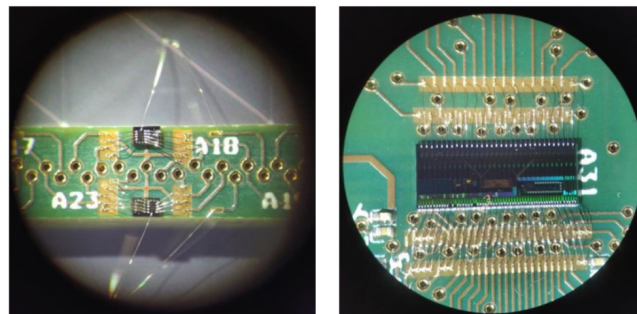


**Figura 2.21:** Scintillatori di HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020).



**Figura 2.22:** Modello dimostrativo del FEE di HERMES-TP/SP, integrato con 12 matrici di SDD e LYRA-FE e LYRA-BE ASIC: in figura è mostrato il lato che verrà accoppiato ai cristalli scintillatori (Evangelista et al., 2020).

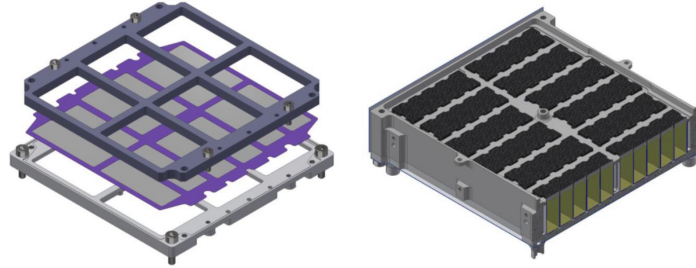
Per ottimizzare le prestazioni di rumore del sistema, è stata adottata un'architettura distribuita per i circuiti integrati specificamente disegnati per l'elettronica di acquisizione (*Application Specific Integrated Circuits*, ASICs). I circuiti integrati di front-end (LYRA-FE), che comprendono il preamplificatore, il primo stadio dell'amplificatore e il trasmettitore di linea del segnale, sono posizionati il più vicino possibile a ciascun anodo delle SDD ed ad esse collegate elettricamente con un filo di alluminio di  $15\ \mu\text{m}$  di diametro. Il segnale di corrente prodotto dal primo stadio viene trasferito a un canale del circuito integrato di back-end (LYRA-BE), dove viene ulteriormente elaborato. Ogni LYRA-BE può gestire i segnali prodotti da 32 LYRA-FE di cui 30 utilizzati, corrispondenti a un quarto del piano di rivelazione di HERMES (Fig. 2.23).



**Figura 2.23:** LYRA-FE ASIC a sinistra e LYRA-BE ASIC a destra integrato in HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020).

Il filtro ottico del rivelatore HERMES-TP/SP (Fig. 2.24) ha il compito principale di impedire alla luce NIR/O/UV di raggiungere il rivelatore SDD, in modo da ridurre al minimo il rumore di

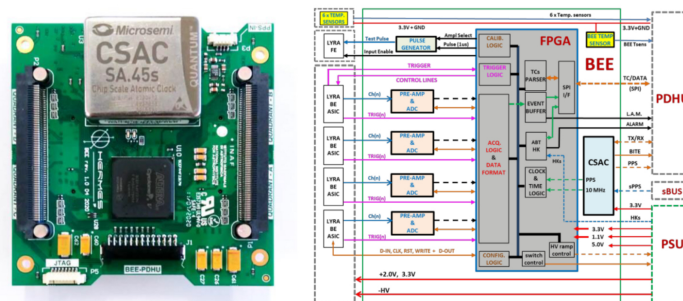
corrente generato da fotoni di fondo con energie superiori alla band-gap del silicio. Il filtro è stato prodotto dall'Istituto di Fisica delle Alte Energie (IHEP) dell'Accademia Cinese delle Scienze (CAS) ed è costituito da uno strato di polimide di  $1 \mu\text{m}$  con una pellicola di alluminio di  $300 \text{ nm}$ , che risulta trasparente ai raggi X e garantisce l'assorbimento di fotoni alle lunghezze d'onda tra  $10^2 - 10^5 \text{ nm}$ .



**Figura 2.24:** A sinistra la struttura di supporto del rivelatore in grigio, in viola il filtro ottico. A destra il sottogruppo della scatola dei cristalli con i scintillatori (Evangelista et al., 2020).

### Scheda elettronica di back-end (BEE)

La BEE (Fig. 2.25) è il blocco logico intermedio tra gli ASIC di front-end e l'unità di gestione dei dati del payload, responsabile della gestione della configurazione degli ASIC, della conversione analogico-digitale e della marcatura temporale dei segnali, sfruttando la precisione sotto il microsecondo di un orologio atomico miniaturizzato. Inoltre, la BEE raccoglie i dati di monitoraggio (*housekeeping*) del rivelatore, comanda le linee di alimentazione richieste dalla FEE, gestisce l'acquisizione dei dati degli eventi, e trasmette i dati scientifici.



**Figura 2.25:** A sinistra un modello dimostrativo della scheda elettronica di BEE. A destra il relativo schema a blocchi (Evangelista et al., 2020).

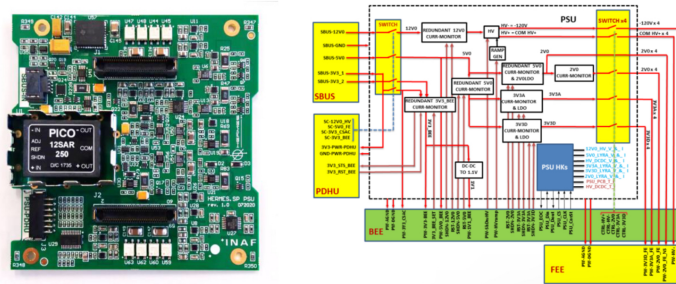
Il BEE riceve dagli ASIC LYRA-BE un segnale logico di trigger che notifica la rivelazione di un evento ed i segnali analogici degli eventi prodotti dai rivelatori ed elaborati dall'elettronica della scheda front-end. Il segnale proveniente da ciascun LYRA-BE viene indirizzato ad un convertitore analogico-digitale, consentendo così l'acquisizione simultanea degli eventi visti nei diversi quadranti. Con questa architettura, i quattro quadranti del rivelatore si comportano come strumenti indipendenti, fornendo così anche ridondanza allo strumento.

Il BEE comunica con l'unità di gestione dei dati del payload (PDHU) attraverso una linea seriale. Per generare il riferimento temporale per la marcatura degli eventi viene utilizzata una combinazione di segnale GPS dalla piattaforma di servizio, e di un orologio atomico ultra-stabile. Quando il segnale GPS è agganciato, questo è sincronizzato ogni secondo con il segnale dell'orologio atomico, garantendo

così una correzione continua del tempo di bordo del payload. Nel caso in cui il GPS non sia agganciato, ad esempio quando il numero di satelliti GPS visibili dal satellite è inferiore a 4 a causa dell'occultazione della Terra, l'orologio atomico fornisce comunque un segnale stabile di sincronia temporale.

### Scheda elettronica di alimentazione

Per fornire l'alimentazione necessaria al payload è stata progettata e realizzata una scheda di alimentazione che genera tutte le basse tensioni necessarie per il funzionamento della FEE. Un convertitore DC-DC è utilizzato per la generazione dell'alta tensione necessaria alla polarizzazione dei rivelatori.



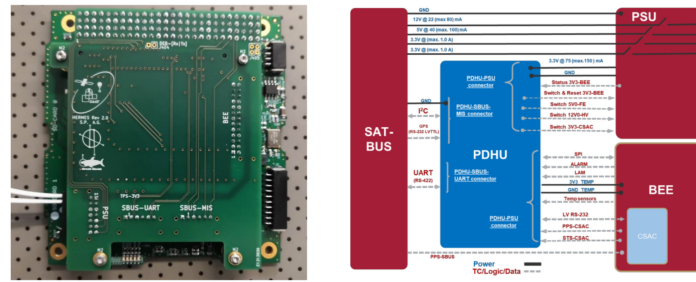
**Figura 2.26:** A sinistra un modello dimostrativo della scheda elettronica di alimentazione. A destra il relativo schema a blocchi (Evangelista et al., 2020).

La scheda di alimentazione (Fig. 2.26) riceve dalla piattaforma del satellite quattro linee (12 V/80 mA, 5 V/100 mA e  $2 \times 3.3$  V/1 A). Ogni linea viene instradata attraverso interruttori elettronici posti sulla scheda dell'alimentatore e comandati dalla PDHU. Un'altra serie di interruttori è posta in serie a quella principale e comandata dal firmware della BEE. Il sistema di alimentazione è progettato in modo tale da evitare effetti di Latch-Up nelle SDD e negli ASIC, ossia corto circuiti prodotti da particelle ionizzanti nelle giunzioni di queste componenti.

### Unità di gestione dei dati del payload

La *Payload Data Handling Unit* (PDHU) di HERMES-TP/SP è l'interfaccia tra il veicolo spaziale e il payload. (Fig. 2.27) L'hardware scelto per la PDHU è il computer di bordo (iOBC) di Innovative Solutions In Space (ISIS). L'iOBC è un'unità di elaborazione ad alte prestazioni, collaudata in volo, basata su un processore ARM9 e offre una moltitudine di interfacce standardizzate. In combinazione con una "scheda figlia" (*daughterboard*) personalizzata fornisce tutte le interfacce elettriche con la piattaforma satellitare e gli altri sottosistemi del payload.

Le interfacce elettriche tra la PDHU e il veicolo spaziale sono ottenute tramite due cablaggi, uno dei quali è dedicato alla trasmissione diretta dei telecomandi o della segnalazione di errori e allarmi e per ricevere i dati GPS, mentre l'altro contiene le linee per la comunicazione seriale. La PDHU fornisce l'unità di elaborazione centrale (CPU) e la memoria di massa per il payload, è responsabile della gestione delle linee di alimentazione, della comunicazione con la BEE, della configurazione dell'orologio atomico e del monitoraggio dei sensori di temperatura. Inoltre, la PDHU gestisce le modalità operative del payload, genera e filtra la lista dei fotoni, provvede alla formattazione dei dati scientifici e di housekeeping ed esegue la ricerca automatica dell'occorrenza di eventi transienti sulla base del flusso di dati registrato dal rivelatore.



**Figura 2.27:** A sinistra il modello ingegneristico della PDHU di HERMES-TP/SP nella configurazione scheda-madre scheda-figlia. A destra lo schema delle interfacce elettriche del payload fornita dalla PDHU (Evangelista et al., 2020).



### 3. Scintillatori e non linearità

In questo capitolo saranno descritte struttura, funzionamento e principali caratteristiche degli scintillatori inorganici (e.g. Gilmore, 2008; Knoll, 2010; Lecoq et al., 2017; Tsoufanidis e Landsberger, 2015). Verrà fatta particolare attenzione alla trattazione dell'argomento della non linearità, perché l'obiettivo di questa tesi è lo studio della non linearità nello scintillatore GAGG:Ce di HERMES.

In generale, uno scintillatore è uno “spostatore” di lunghezza d'onda, ossia converte l'energia di una particella o fotone incidente ( $X$ ,  $\gamma$ ,  $p^+$ ,  $e^-$ , particelle cariche) in una quantità di fotoni nella banda del visibile o vicino ultravioletto, che possono essere facilmente rivelati attraverso sensori sensibili alla luce. Questo processo prende il nome di scintillazione.

La scintillazione è un fenomeno che può essere osservato in vari mezzi: cristalli, fluidi e gas. Il materiale di scintillazione, per avere un funzionamento ottimale, dovrebbe avere le seguenti caratteristiche:

1. convertire l'energia cinetica delle particelle cariche incidenti in luce rivelabile con un'elevata efficienza;
2. questa conversione deve essere lineare: più alta l'energia, maggiore il numero di fotoni di scintillazione;
3. il materiale deve essere trasparente alla lunghezza d'onda della propria emissione per una buona raccolta della luce;
4. il tempo di decadimento della luminescenza indotte deve essere breve, in modo da poter generare impulsi di segnali rapidi;
5. il materiale deve essere di buona qualità ottica e di dimensioni sufficientemente grandi;
6. il suo indice di rifrazione deve essere vicino a quello del vetro (1.5), per consentire un accoppiamento efficiente con il sensore di luce (fotomoltiplicatore o PMT, fotodiodo allo stato solido tipo SDD, SiPM, ...).

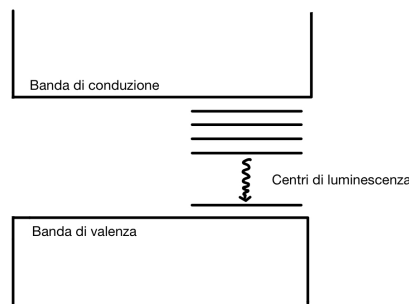
Ovviamente, nessun materiale può soddisfare contemporaneamente tutte queste caratteristiche.

Gli scintillatori si dividono, a seconda della loro composizione chimica e del loro meccanismo fisico di produzione della luce, in scintillatori *organici* e *inorganici*. In generale, gli scintillatori organici sono i più veloci nella lettura di un evento, sono costituiti da materiali leggeri e quindi poco efficienti per la radiazione  $X$  o  $\gamma$  e producono poca luce di scintillazione per unità di energia assorbita, sono generalmente impiegati nella rivelazione di particelle cariche, che rilasciano quantità sufficientemente grandi in questi materiali. Viceversa, gli scintillatori inorganici sono più efficienti per i raggi  $X$  o  $\gamma$  e

forniscono una maggiore emissione di luce, ma sono più lenti. Per la rivelazione di raggi  $\gamma$  si utilizzano tipicamente gli scintillatori inorganici. Pertanto, nel seguito del capitolo gli scintillatori organici non verranno ulteriormente trattati.

### 3.1 Struttura

Il meccanismo di scintillazione in un materiale inorganico è determinato dagli stati energetici dal suo reticolo cristallino. Come abbiamo visto, i materiali si dividono in isolanti e semiconduttori, dove la banda in cui si trovano gli elettroni legati al reticolo cristallino è detta banda di valenza, mentre la banda di conduzione è rappresentata da elettroni liberi di muoversi nel cristallo. In un cristallo puro, tra la banda di valenza e la banda di conduzione, si trova una bandgap, cioè una zona proibita agli elettroni. La bandgap determina se un materiale è un isolante o un semiconduttore. Per ottenere uno scintillatore, al cristallo puro vengono aggiunte delle piccole quantità di impurità, atomi o molecole, chiamate *attivatori*. Gli attivatori modificano la struttura del reticolo cristallino, creando degli stati energetici intermedi nella zona proibita, detti *centri di luminescenza* o *centri di ricombinazione*. I centri di luminescenza si devono trovare all'interno della zona proibita, per evitare il riassorbimento della luce emessa o la fotoionizzazione. La struttura di uno scintillatore è mostrata in Fig.3.1.



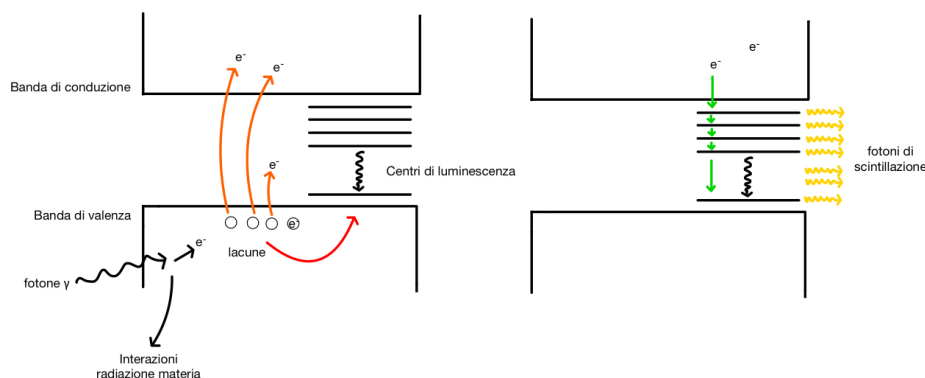
**Figura 3.1:** Struttura di uno scintillatore. In basso, è mostrata la banda di valenza, in cui vi sono gli elettroni legati al reticolo cristallino. In alto, è mostrata la banda di conduzione in cui gli elettroni si muovono liberamente. Infine, tra la banda di valenza e la banda di conduzione ci sono i centri di luminescenza, creati dalle impurità immesse nel cristallo.

### 3.2 Funzionamento

Il fenomeno di scintillazione si produce quando una particella carica o un fotone  $\gamma$  incidente in uno scintillatore perde energia (p.e. attraverso i tre meccanismi interazione radiazione materia illustrati nel Cap. 2.1). Finché l'energia delle particelle è sufficientemente alta per la diffusione multipla e la creazione di coppie  $e^\pm$ , la loro energia viene progressivamente distribuita a un numero di particelle secondarie di energia inferiore, formando una “cascata” elettromagnetica. Al di sotto della soglia di creazione della coppia  $e^\pm$ , gli elettroni continueranno a perdere energia attraverso la diffusione Compton. Nel caso di un materiale ordinato come un cristallo, in questa fase avviene un altro meccanismo. Gli elettroni con energie attorno al keV, provenienti dalla cascata, inizieranno ad interagire con gli elettroni e gli atomi del reticolo, promuovendo gli elettroni dagli stati elettronici occupati del materiale (stati di valenza o stati legati più profondi) a diversi livelli della banda di conduzione. In ognuna di

queste interazioni si crea una coppia elettrone-lacuna. Se l'energia dell'elettrone è sufficientemente alta da raggiungere la soglia di ionizzazione, le lacune si muovono in modo casuale nel cristallo fino a quando non vengono intrappolate nei livelli dei centri di luminescenza. Nel caso in cui la soglia di ionizzazione non venga raggiunta, l'elettrone e la lacuna dissipano la loro energia accoppiandosi, fino a raggiungere la parte superiore della banda di valenza per la lacuna e la parte inferiore della banda di conduzione per l'elettrone. A questo punto, la probabilità di accoppiamento con i centri di luminescenza è massima, sia attraverso il meccanismo di trasferimento di energia che di carica. Alla fine del processo, il rilassamento dei centri di luminescenza eccitati provocherà emissione di fotoni di scintillazione. Pertanto, la scintillazione è una luminescenza indotta dalla radiazione ionizzante in un materiale dielettrico trasparente.

Il tempo di decadimento della luminescenza corrisponde al tempo di rilassamento degli stati eccitati dei centri di luminescenza. La risposta temporale dello scintillatore è data dalla convoluzione dei tempi di eccitazione dei centri di luminescenza (che a seconda del materiale varia dalla decina di nanosecondi fino a qualche microsecondo) con il tempo di rilassamento della luminescenza, che è in genere di qualche nanosecondo.



**Figura 3.2:** Nella figura a sinistra, un fotone  $\gamma$  incide sullo scintillatore, producendo un elettrone, attraverso i meccanismi di interazione radiazione materia (effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ ). L'elettrone trasferisce la sua energia agli elettroni limitrofi, producendo una cascata elettromagnetica. Gli elettroni, acquisendo energia, vengono promossi alla banda di conduzione. Le lacune della banda di valenza si spostano verso i centri di luminescenza. Successivamente, figura a destra, un elettrone nella banda di conduzione comincia a perdere energia e interagisce con i centri di luminescenza ionizzati, provocando emissione di luce di scintillazione.

### 3.3 Scintillatori tipici

**NaI(Tl)** Lo NaI(Tl) è lo scintillatore più comunemente utilizzato per i raggi  $\gamma$ . La sua densità relativamente elevata ( $3.67 \text{ g/cm}^3$ ) e l'alto numero atomico, combinati con la possibilità di produrre cristalli di grande volume, lo rendono un rivelatore di raggi  $\gamma$  con un'efficienza molto elevata. Lo spettro di emissione del NaI(Tl) ha un picco a 410 nm e l'efficienza di conversione della luce è stata fino a tempi recenti la più alta tra tutti gli scintillatori inorganici. Tuttavia, è fragile e sensibile alle variazioni di temperatura. Inoltre, è severamente igroscopico e deve essere tenuto sempre isolato dall'umidità atmosferica. NaI(Tl) contiene sempre una piccola quantità di potassio, che crea un certo fondo a causa del  $^{40}\text{K}$  radioattivo.



**CsI(Tl)** CsI(Tl) ha una densità più elevata (5.51 g/cm<sup>3</sup>) e un numero atomico più alto rispetto al NaI(Tl): di conseguenza, la sua efficienza per la rivelazione dei raggi  $\gamma$  è maggiore. Lo spettro di emissione del CsI(Tl) si estende da 420 a circa 600 nm. Non è igroscopico, non contiene potassio, ed essendo più morbido e plastico del NaI(Tl), può resistere a forti urti, accelerazioni e vibrazioni, nonché a grandi sbalzi termici.

**CsI(Na)** La densità e il numero atomico di CsI(Na) sono uguali a quelli di CsI(Tl). Il suo spettro di emissione si estende da 320 a 540 nm. Il CsI(Na) è leggermente igroscopico.

**LiI(Eu)** Lo LiI ha una densità di 4.06 g/cm<sup>3</sup> con uno spettro di emissione con picco a 470 nm. È molto igroscopico e subisce danni da radiazioni dopo l'esposizione.

**LaBr<sub>3</sub>(Ce)** Il LaBr<sub>3</sub>(Ce) ha una densità di 5.1 g/cm<sup>3</sup> con un picco a 375 nm. È altamente igroscopico, ma fornisce una eccellente combinazione di velocità nell'emissione della luce e quantità di luce stessa.

Cristallo	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda_{\max}$ (nm)	$\tau$ (ns)	$LY_{\text{in}}$ (ph/MeV)
NaI(Tl)	3.67	415	230	43000
CsI(Tl)	4.51	415	1000	58100
CsI(Na)	4.51	420	630	38500
LiI(Eu)	4.08	470	1400	12000
LaBr <sub>3</sub> (Ce)	5.10	375	30	73000
GAGG:(Ce)	6.63	530	60–100	46000

**Tabella 3.1:** Caratteristiche principali dei cristalli scintillatori citati nel capitolo.  $\rho$  è la densità,  $\lambda_{\max}$  la lunghezza d'onda di picco,  $\tau$  il tempo di decadimento e  $LY_{\text{in}}$  l'uscita luce intrinseca (Lecoq et al., 2017).

## 3.4 Uscita luce

### 3.4.1 Uscita luce intrinseca

Si definisce uscita luce intrinseca di scintillazione  $LY$  (*light yield*) la quantità di fotoni emessi da uno scintillatore per unità di energia depositata dalla radiazione ionizzante nel mezzo. Questa quantità può essere espressa come:

$$LY_{\text{in}} = \frac{E_{\gamma}}{\beta \cdot E_g} S \cdot Q \quad [\text{fotoni/keV}] \quad (3.1)$$

dove  $E_{\gamma}$  è l'energia del fotone,  $\beta \cdot E_g$  è l'energia media per produrre una coppia elettrone-lacuna in un mezzo in cui la bandgap ha una larghezza energetica di  $E_g$ ,  $S$  è l'efficienza del trasferimento di energia delle coppie termalizzate agli stati eccitati dei centri luminescenti, e  $Q$  è l'efficienza quantica della luminescenza nei centri. Questa espressione diventa più complicata se si aggiungono anche i meccanismi di energia e la struttura della densità della banda di valenza e conduzione.

Gli scintillatori cristallini inorganici hanno in genere un'alta uscita luce, rispetto ad altri materiali di scintillazione. Uno scintillatore ad alto rendimento luminoso permette di ottenere una combinazione ottimale tra energia, risoluzione temporale, risoluzione energetica in un ampio intervallo di energia relativa ai raggi  $\gamma$  (Paragrafo 3.5).

### 3.4.2 Uscita luce effettiva

Quando uno scintillatore viene accoppiato otticamente a un rivelatore sensibile alle lunghezze d'onda dei fotoni di scintillazione, questo assorbe la luce di scintillazione e la trasforma in un segnale utilizzabile direttamente per misurarne le caratteristiche grazie all'effetto fotoelettrico. La raccolta e l'eventuale successiva moltiplicazione dei fotoelettroni prodotti produce un impulso elettrico, che poi verrà acquisito dalla catena di acquisizione, di cui si è parlato nel capitolo precedente.

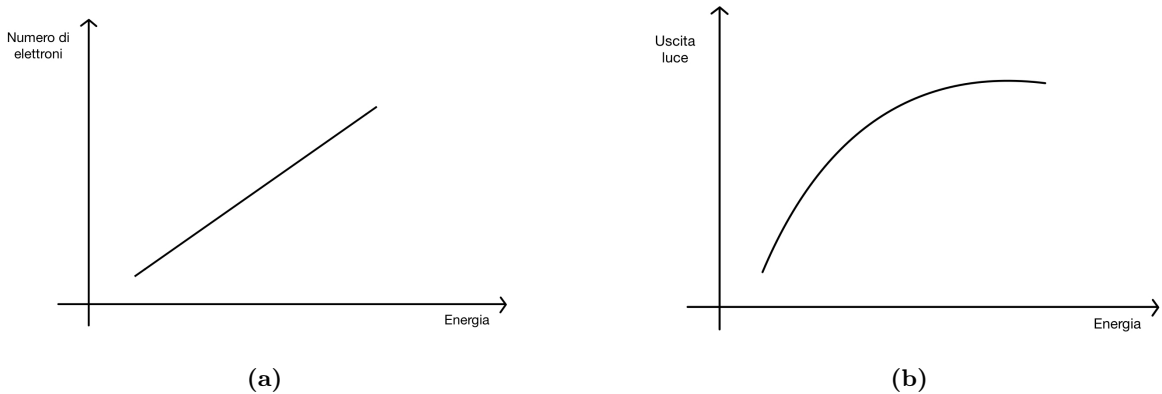
L'ampiezza del segnale elettrico prodotto dal fotosensore che ha registrato i fotoni di scintillazione è definita come il numero di elettroni raccolti:

$$N_{e^-} = E_\gamma \cdot LY_{\text{in}} \cdot \varepsilon_{\text{OC}} \cdot \varepsilon_{\text{Q}} \quad [e^-] \quad (3.2)$$

dove  $E_\gamma$  è l'energia del fotone incidente,  $LY_{\text{in}}$  è l'uscita luce intrinseca,  $\varepsilon_{\text{OC}}$  è l'efficienza dell'accoppiamento ottico cristallo-fotosensore e  $\varepsilon_{\text{Q}}$  è l'efficienza quantica del fotosensore. L'equazione precedente può essere riscritta attraverso l'uscita luce effettiva:

$$N_{e^-} = E_\gamma \cdot LY_{\text{eff}} \quad [e^-] \quad (3.3)$$

l'uscita luce effettiva (espressa in unità di  $e^-/\text{keV}$ ) tiene conto della risposta dello scintillatore ma anche quella del fotosensore. Un rivelatore come quello di HERMES, che usa un materiale come il



**Figura 3.3:** (a) Andamento lineare del numero di elettroni in funzione dell'energia. Il numero di elettroni prodotti si può esprimere come la retta  $N_e = mE_\gamma + q$ . (b) Andamento dell'uscita luce in funzione dell'energia. L'uscita luce si ottiene normalizzando l'espressione precedente:  $LY_{\text{eff}} = m + q/E_\gamma$ .

GAGG:Ce, è caratterizzato e tarato in laboratorio misurando l'andamento del segnale  $N_{e^-}$  per vari valori dell'energia. Ciò è ottenuto stimolando la risposta del rivelatore esposto a sorgenti radioattive diverse, che emettono fotoni monocromatici di energia nota. La risposta dei rivelatori è generalmente lineare e segue l'andamento di una retta descritta come:

$$N_{e^-} = mE_\gamma + q \quad (3.4)$$

dove  $m$  e  $q$  sono rispettivamente pendenza e intercetta della retta.

L'uscita luce effettiva misurata è proporzionale alla relativa pendenza e viene descritta come:

$$LY_{\text{eff}} = m + \frac{q}{E_{\gamma}} \quad (3.5)$$

### 3.5 Risoluzione energetica

Per misurare correttamente il valore  $N_{e^-}$ , descritto nel paragrafo precedente, bisogna considerare il comportamento del rivelatore anche quando stimolato da una sorgente monocromatica.

La risposta del rivelatore a una sorgente monoenergetica è una distribuzione di tipo gaussiano. Una buona risoluzione produrrà una distribuzione con una larghezza della gaussiana piccola e viceversa per una cattiva risoluzione. La risoluzione è definita come:

$$R(\%) = \frac{FWHM}{H_0} \quad (3.6)$$

cioè come la larghezza a metà altezza della gaussiana diviso la posizione del centroide del picco. Si tratta di una quantità adimensionale, espressa spesso in percentuale. Tanto più piccolo sarà il valore del risultato dell'Eq. 3.6, migliore sarà la risoluzione del rivelatore a quella data energia  $E$ . Se a  $H_0$  si sostituisce l'energia  $E$ , si ottiene la risoluzione energetica del rivelatore a quella data energia. Tipicamente si assume come valore di riferimento per il confronto tra i vari rivelatori l'energia a 661.65 keV emessa dalla sorgente campione monocromatica del  $^{137}\text{Cs}$ . La risoluzione energetica è un parametro fondamentale per determinare la capacità dello strumento di distinguere due energie diverse.

In realtà, la risoluzione dipende da molti fattori di natura diversa e indipendenti che possono avere differenti contributi. I principali elementi che impattano sulla risoluzione sono:

- il *rumore elettronico* è un segnale indesiderato creato da tutti gli elementi di trasmissione del segnale. Un alto rumore elettronico peggiora notevolmente la risoluzione del rivelatore;
- il *rumore intrinseco* dipende da diversi fattori collegati alle caratteristiche del rivelatore stesso e degli specifici processi fisici di emissione della luce di scintillazione. Alcune caratteristiche che influenzano il rumore intrinseco possono essere la qualità del materiale, la geometria o la dipendenza dell'uscita luce dalla temperatura;
- il *rumore statistico* deriva dal fatto che la carica generata dal rivelatore è un valore discreto ed è quindi soggetto a fluttuazioni casuali tra un evento e l'altro, anche se nel rivelatore viene depositata esattamente la stessa quantità di energia. Questo rumore è descritto dalla legge di Poisson:

$$R_{\text{STAT}} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.7)$$

dove  $N$  è il numero di cariche prodotte. Considerando l'Eq. 3.3, la risoluzione statistica si può riscrivere come:

$$R_{\text{STAT}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_{\gamma} \cdot LY_{\text{eff}}}} \quad (3.8)$$

cioè la risoluzione dipende dall'uscita luce effettiva.

Poiché i fenomeni sono indipendenti, la risoluzione totale  $R_{\text{TOT}}$  è definita come la somma in quadratura di tutti questi fattori:

$$R_{\text{TOT}}^2 = R_{\text{EL}}^2 + R_{\text{INTR}}^2 + R_{\text{STAT}}^2 \quad (3.9)$$

dove  $R_{\text{EL}}$  è il rumore elettronico,  $R_{\text{INTR}}$  è il rumore intrinseco e  $R_{\text{STAT}}$  è il rumore statistico.

Negli scintillatori il rumore intrinseco può essere espresso come:

$$R_{\text{INTR}}^2 = R_{\text{np}}^2 + R_{\text{inh}}^2 \quad (3.10)$$

dove  $R_{\text{np}}$  è il fattore di non proporzionalità, che considera che in alcuni scintillatori il numero di fotoni emessi non è proporzionale all'energia assorbita. Pertanto, le eccitazioni elettroniche secondarie a diverse energie portano a una distribuzione del rendimento luminoso, che deteriora la risoluzione energetica. Il parametro  $R_{\text{inh}}$  è legato alla disomogeneità del cristallo, che inducono variazioni locali nell'efficienza luminosa.

La risoluzione energetica di uno scintillatore può essere migliorata in vari modi. Per prima cosa, bisogna scegliere la geometria e le dimensioni più adatte. Successivamente, usare rivestimenti riflettenti per massimizzare il trasporto della luce attraverso lo scintillatore. Inoltre, se uno scintillatore è accoppiato otticamente a un sensore di luce, bisogna curare la connessione in maniera tale da non perdere luce tra l'uno e l'altro. Infine, scegliere un sensore di luce con l'efficienza quantica adatta allo scintillatore. In generale i fotomoltiplicatori presentano un piccolo o nessun rumore elettronico mentre hanno una efficienza quantica limitata. Invece, i rivelatori in silicio presentano un'alta efficienza quantica ma il rumore elettronico potrebbe compromettere le misure.

### 3.6 Non linearità della risposta del rivelatore

La linearità della risposta del rivelatore al fenomeno di scintillazione con l'energia e l'alta risoluzione sono requisiti fondamentali per la spettrometria di precisione. La linearità tra l'uscita luce dello scintillatore e l'energia delle radiazioni ionizzanti si basa sul principio della moltiplicazione dell'eccitazione elettronica nel cristallo di scintillazione. In altre parole, all'aumentare dell'energia del fotone incidente, aumenta la quantità di luce prodotta dallo scintillatore. Tuttavia, ci possono essere delle variazioni in questa linearità.

La risposta non lineare<sup>1</sup> degli scintillatori è stata oggetto di attenzione fin dai primi studi del 1938, cioè ancor prima dei primi sviluppi degli scintillatori sintetici. La connessione tra l'uscita luce e la risoluzione energetica è stata identificata molto presto, ma le indagini sistematiche sono state avviate più tardi sotto la spinta delle applicazioni spettroscopiche e dello sviluppo dei rivelatori a stato solido.

La non linearità riguarda la maggior parte dei materiali che emettono luce di scintillazione, e si manifesta come un cambiamento nell'ampiezza (Fig. 3.4a), e, di conseguenza, nell'uscita luce (Fig. 3.4b), intorno alle energie di legame relative alle *shell K* ed *L* degli elettroni negli atomi pesanti che compongono il cristallo.

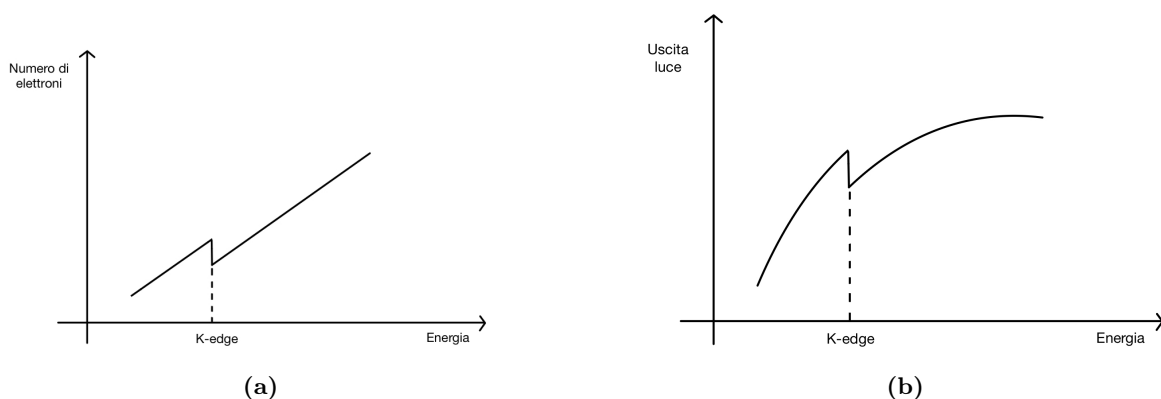
Durante il processo di rivelazione, l'energia incidente dei raggi X e  $\gamma$  viene stocasticamente divisa tra elettroni secondari prodotti dall'interazione tra la radiazione e la materia. Senza perdere di

<sup>1</sup>“Occorre fare attenzione a distinguere tra i termini *non linearità* e *non proporzionalità*. Un comportamento lineare tra l'emissione di luce e l'energia depositata richiede semplicemente che i dati possano essere adattati a una retta, mentre il termine proporzionalità richiede che, inoltre, la retta migliore passi per l'origine”. (Knoll, 2010).

generalità, se si ha effetto fotoelettrico, l'atomo, eccitato dal fotone, produce un elettrone con una energia data dall'Eq. 2.1. Tuttavia, per energie del fotone incidente pari o molto vicine all'energia di legame della shell  $K$  o  $L$  dell'atomo, il risultato dell'Eq. 2.1 sarebbe pressoché zero, producendo un elettrone sostanzialmente fermo. Questo si traduce nel cambiamento della linearità.

Per le applicazioni astrofisiche in generale e spettroscopiche in particolare, conoscere la non linearità dello scintillatore utilizzato in un esperimento è estremamente importante. Un fotone che incide sul rivelatore produce un segnale che si traduce in un'ampiezza (Eq. 3.3), la quale poi, attraverso la calibrazione (anch'essa tipicamente lineare), sarà associata ad un'energia. Con la non linearità del cristallo, e in particolare per le discontinuità dovute alle shell atomiche, si crea un'ambiguità: ad una stessa ampiezza possono corrispondere energie diverse, non riuscendo quindi a determinare quest'ultima con precisione. Questa discontinuità non permette di determinare univocamente l'energia di un intervallo più o meno grande attorno all'energia relativa all'edge.

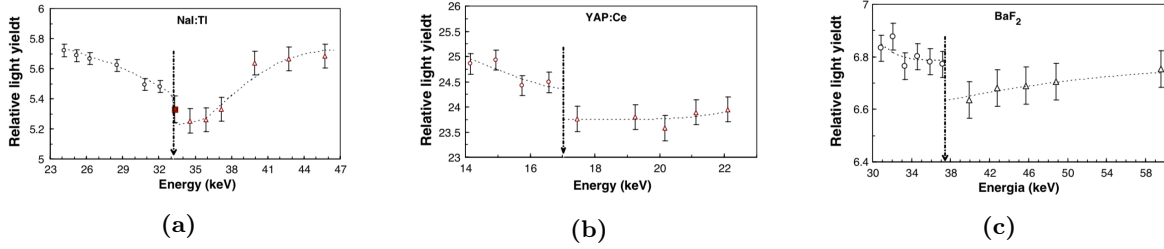
Inoltre, la non proporzionalità induce una uscita luce dipendente dall'energia, di cui va tenuto conto per una corretta ricostruzione dell'energia stessa. Per fare un esempio numerico, supponiamo che in un dato rivelatore a 662 keV si misuri un'uscita luce di  $15 \text{ e}^-/\text{keV}$  e, a causa della non proporzionalità, a 60 keV una uscita luce di  $12 \text{ e}^-/\text{keV}$  (un valore ridotto all'80% rispetto a quello a 662 keV). Ipotizziamo che un fotone di 60 keV incidente sul rivelatore produca un evento avente un'ampiezza di  $720 \text{ e}^-$ . Se si utilizzasse il valore dell'uscita luce calcolato a 662 keV, anziché il valore corretto, si ricostruirebbe una energia di 48 keV ( $720 \text{ e}^- / (15 \text{ e}^-/\text{keV}) = 48 \text{ keV}$ ) anziché di 60 keV, con un errore quindi pari al livello di non proporzionalità.



**Figura 3.4:** In entrambi i pannelli, in prossimità dell'edge  $K$  di uno degli atomi che compongono il reticolo cristallino dello scintillatore diminuisce la quantità di elettroni o uscita luce effettiva prodotta. Nell'osservazione di radiazione elettromagnetica a una stessa ampiezza registrata dal rivelatore possono corrispondere energie diverse. **(a)** Andamento non lineare del numero di elettroni in funzione dell'energia. Ciascun segmento può essere approssimato come  $A = aE + b$ . **(b)** Andamento dell'uscita luce in funzione dell'energia. L'uscita luce di ciascun segmento si ottiene dalla relazione  $LY = A/E = a + b/E$ .

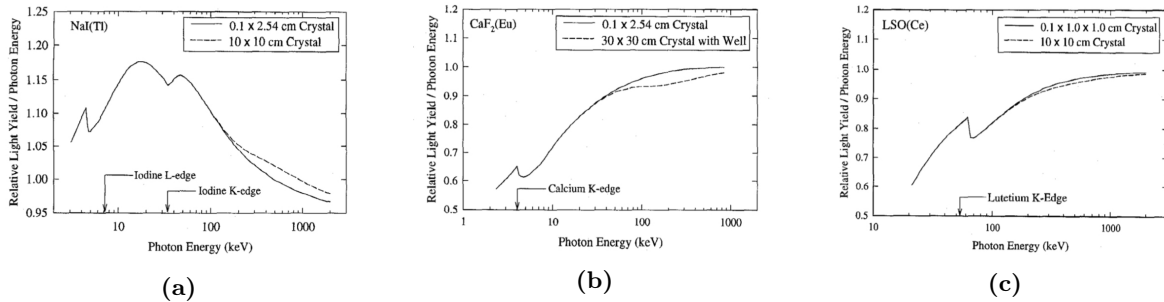
In letteratura si trovano diversi lavori sulla non linearità dei cristalli. Nel lavoro di Ferreira et al., 2004 (Fig. 3.5) viene mostrata la non linearità di tre differenti scintillatori: NaI(Tl), YAP:Ce e BaF<sub>2</sub>. I risultati mostrano una risposta lineare in ampiezza dei rivelatori, ad eccezione per una regione attorno all'edge  $K$  di uno degli elementi pesanti che costituiscono lo scintillatore, con una brusca diminuzione di circa il 2–5% dell'ampiezza.

Nell'articolo di Rooney e Valentine, 1997, si studia la non linearità in alcuni scintillatori, tra



**Figura 3.5:** Andamento relativo dell'uscita luce in funzione dell'energia. Risultati di non linearità di Ferreira et al., 2004. (a) Lo ioduro di sodio presenta una discontinuità a  $\sim 33$  keV a causa della shell  $K$  dello iodio. (b) Lo YAP:Ce presenta la discontinuità a  $\sim 17$  keV dovuta all'ittrio. (c) BaF<sub>2</sub> presenta la sua discontinuità a  $\sim 37.4$  keV, a causa del bario.

cui NaI(Tl), CaF<sub>2</sub>(Eu) e LSO(Ce). I risultati sono mostrati in Fig. 3.6. Per il NaI(Tl) sono state osservate due discontinuità, una a  $\sim 33$  keV, come si è visto anche nel lavoro precedente, ma anche una a  $\sim 8$  keV, generata dalla shell  $L$  dello iodio. Per lo scintillatore CaF<sub>2</sub>(Eu) è stata osservata un'unica discontinuità data dalla shell  $K$  del calcio a  $\sim 50$  keV. Infine nel LSO(Ce) sono state studiate due discontinuità a  $\sim 60$  keV. In questo articolo, gli autori hanno effettuato le misure con due scintillatori, per ciascun materiale, con geometrie differenti. Lo studio mostra come anche la geometria influisca sulla risposta dello scintillatore: ad alte energie uno scintillatore con dimensioni piccole avrà una uscita luce minore, perché, come visto nel Cap. 2.1.1, un rivelatore più piccolo ha maggiore probabilità di perdere radiazione secondaria.

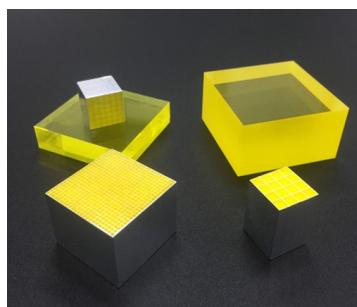


**Figura 3.6:** Andamento relativo dell'uscita luce in funzione dell'energia. Risultati di non linearità di Rooney e Valentine, 1997. Le misure sono state realizzate con due scintillatori di dimensioni diverse per ogni tipo. Il valore di uscita luce è normalizzato rispetto a quello misurato a 662 keV. (a) Lo ioduro di sodio presenta due discontinuità, una a  $\sim 33$  keV e una a  $\sim 8$  keV a causa della shell  $K$  e della shell  $L$  dello iodio, rispettivamente. (b) CaF<sub>2</sub>(Eu) presenta la discontinuità a  $\sim 50$  keV, dovuta al calcio. (c) LSO presenta la sua discontinuità a  $\sim 60$  keV, a causa del lutezio.

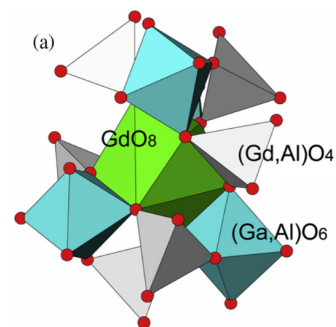
### 3.6.1 Non linearità del GAGG:Ce

Il GAGG:Ce (Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub>), utilizzato in HERMES, è un nuovo materiale di scintillazione sviluppato dall'Institute for materials research della Tohoku University e dall'azienda Furukawa CO nel 2012. Il tempo di decadimento di 60–100 ns lo rende appropriato per misure ad alta velocità di conteggio. Gli scintillatori GAGG:Ce sono usati per rivelatori di raggi  $\gamma$  in numerose applicazioni in campo medico, come camere Compton e tomografia ad emissione di positroni e immagini (Furuno et al., 2021). Il GAGG:Ce ha una densità di  $6.63 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup>. Lo spettro di emissione ha il picco a 530 nm, non

è igroscopico e possiede un'uscita luce intrinseca di  $\sim 46000$  fotoni/MeV. Essendo uno scintillatore di fabbricazione recente, le sue caratteristiche sono state, finora, poco studiate nel dettaglio.



(a)



(b)

**Figura 3.7:** (a) GAGG:Ce di forme diverse del produttore Epic Crystal. (<https://www.epic-crystal.com/oxide-scintillators/gagg-ce-scintillator.html>) (b) Struttura del cristallo GAGG:Ce (Kamada et al., 2014).

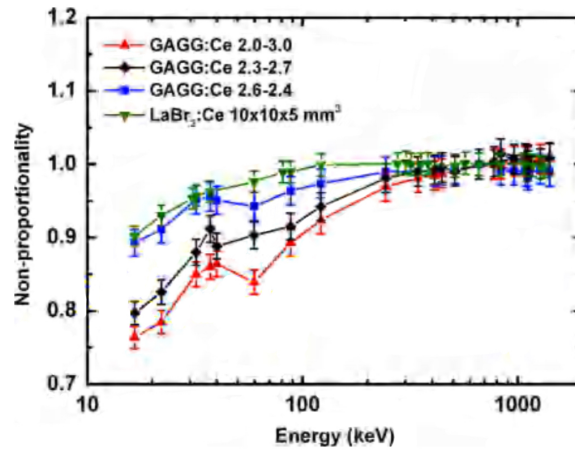
Il GAGG:Ce presenta una non linearità a causa della presenza del gadolinio, la cui shell  $K$  ha una energia di legame di  $\sim 50$  keV. In Tab. 3.2 sono mostrate le energie relative alle varie shell degli atomi che compongono lo scintillatore.

Elemento	K-edge (keV)	L-edge (keV)
Al	1.56	
Gd	50.23	7.85
Ga	10.37	1.19

**Tabella 3.2:** Energie relative alle shell  $K$  ed  $L$  degli atomi che compongono il GAGG:Ce. ([http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS\\_periodic.html](http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS_periodic.html)).

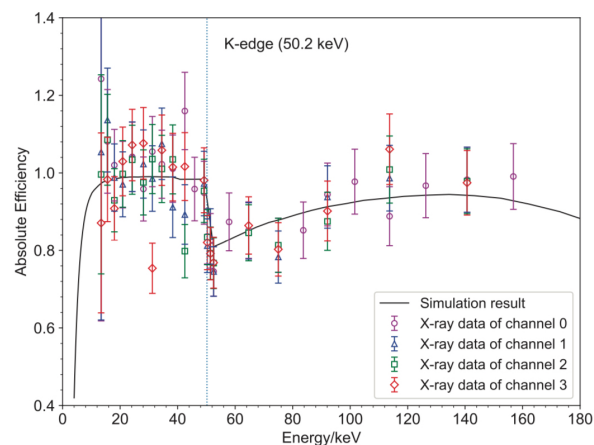
In letteratura ci sono alcuni lavori che studiano la non linearità del GAGG:Ce. Nell'articolo di Sibczynski et al., 2015 sono stati analizzati tre campioni GAGG:Ce con diversi rapporti tra alluminio e gallio:  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ ,  $\text{Gd}_3\text{Al}_{2.3}\text{Ga}_{2.7}\text{O}_{12}$  e  $\text{Gd}_3\text{Al}_{2.4}\text{Ga}_{2.4}\text{O}_{12}$ . I tre scintillatori avevano tutti la stessa dimensione ( $5 \text{ mm}^3$ ) e sono stati osservati con tre fotodiodi differenti. La non linearità è stata misurata attraverso il fotodiode Hamamatsu S8664-1010, fotodiode a valanga con un guadagno di  $\sim 50$ , con area di  $1 \text{ cm}^2$  e un'efficienza quantica del 80-90% per la luce di scintillazione del GAGG:Ce. Inoltre è stato misurato lo spettro di emissione della luce di scintillazione utilizzando un monocromatore (Digikrom CM-110). I risultati sulla non proporzionalità di questo studio sono mostrati in Fig. 3.8. Nell'immagine si nota come sia presente la discontinuità intorno ai  $\sim 50$  keV. Tuttavia, si ha un miglioramento in profondità della non linearità diminuendo la quantità di gallio nella struttura cristallina, a causa della distorsione della struttura a dodecaedro che genera dei difetti nella struttura delle bande.

Recentemente, la non linearità del GAGG:Ce è stata studiata nel lavoro di Gao et al., 2022, nell'ambito del progetto GRID (*Gamma-Ray Integrated Detectors*), uno strumento progettato per l'osservazione di oggetti cosmici transienti con un intervallo energetico tra i 10 keV e i 2 MeV. Il GRID è un CubeSat composto da quattro fotomoltiplicatori, ognuno dei quali accoppiato con uno scintillatore  $\text{Gd}_3\text{Al}_5\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . Un rivelatore è stato testato alla *Hard X-ray Calibration Facility* (HXCF) della *National Institute of Metrology* (NIM) di Pechino, con fasci monocromatici con energia compresa tra



**Figura 3.8:** Risultati della non proporzionalità del lavoro di Siburzynski et al., 2015. Le linee blu, nero e rosso descrivono i scintillatori GAGG:Ce a differenti rapporti di alluminio e gallio. I risultati in verde mostrano la non linearità di uno scintillatore di LaBr<sub>2</sub>:Ce di dimensioni 10 mm<sup>3</sup>.

13.4 e 120 keV. I fasci, dal diametro di 6 mm, sono stati puntati in asse con il centro degli scintillatori. Il rivelatore si trovava a una distanza di 5–10 cm dal monocromatore. I risultati ottenuti da Gao e i suoi collaboratori, Fig. 3.9, confermano la presenza della non linearità nel GAGG:Ce causata dall'edge *K* del gadolinio.



**Figura 3.9:** Risultati della non proporzionalità del lavoro di Gao et al., 2022. Ad ogni colore corrisponde a una sezione diversa del rivelatore.





## 4. Set-up sperimentale

Come finora esposto, la non linearità del GAGG:Ce è stata osservata utilizzando diversi tipi di sensori di luce come fotomoltiplicatori (p.e., GRID) o fotodiodi al silicio a valanga, ma non sono mai stati fatti degli studi con elevato dettaglio sfruttando le caratteristiche di basso rumore ed elevata efficienza quantica delle SDD.

Lo scopo di questa tesi di laurea sarà quello di studiare in dettaglio la non linearità del GAGG:Ce relativa alla shell  $K$  del gadolinio, con l'uso di una SDD.

Per l'esperimento sono stati usati tre scintillatori diversi: due da  $6.94 \times 12.10 \times 15 \text{ mm}^3$ , dello stesso tipo di quelli che verranno usati in HERMES, e uno da  $10 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$ , di un diverso produttore. Agli scintillatori è stata accoppiata una SDD con area  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ .

Nel presente capitolo è descritto l'assetto sperimentale scelto per lo studio della non linearità del GAGG:Ce, che ha l'obiettivo finale di fornire informazioni essenziali per le calibrazioni in energia di HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020; Evangelista et al., 2022).

L'esperimento si è basato sulla misura delle risposte dei tre rivelatori SDD-GAGG:Ce, esposti a fasci monocromatici di fotoni X, prodotti attraverso il generatore disponibile presso la *facility* LARIX-A (LARge Italian X-ray facility) di Ferrara, con un rivelatore composto dallo scintillatore in analisi letto con una SDD. L'intervallo di energie scelto per il fascio monocromatico è di 20–160 keV.

Nella prima parte del capitolo verrà descritto il lavoro realizzato in laboratorio per l'assemblaggio del rivelatore, di cui verranno presentati i singoli elementi e la loro connessione, fino ad arrivare alla messa a punto finale. Inoltre, verranno mostrati alcuni problemi relativi all'osservazione di raggi X e  $\gamma$  di cui bisogna tenere conto, come ad esempio la trasmissione della radiazione attraverso un mezzo, e le soluzioni adottate nel caso specifico.

Nella seconda parte del capitolo verranno descritte le caratteristiche del laboratorio LARIX-A in cui sono state svolte le misure sperimentali e verranno presentati i singoli elementi del LARIX-A. Una particolare attenzione sarà dedicata al monocromatore, che produce fasci di luce monocromatica ad alte energie (10–200 keV), sfruttando la diffrazione di Bragg.

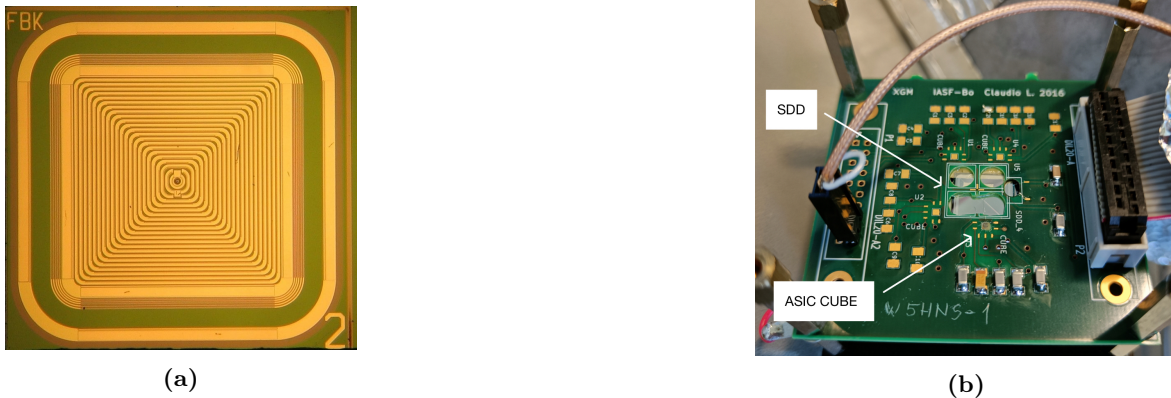
### 4.1 Rivelatore

Il rivelatore è formato da una SDD e da uno scintillatore GAGG:Ce. Per l'esperimento, come anticipato, sono stati utilizzati tre diversi campioni di scintillatore.

## SDD

Il rivelatore usato per le misure è una SDD di forma quadrata, prodotta dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) di Trento e disegnata dall'INFN di Trieste, chiamato Q10-SDD (Fig. 4.1a). Il rivelatore ha un'area efficace di  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  e uno spessore di  $450 \text{ }\mu\text{m}$ . La piazzola corrispondente all'anodo di lettura si trova al centro.

La SDD si trova al centro di una scheda elettronica e accanto ad essa è posizionato il preamplificatore ASIC CUBE (Fig. 4.1b), che verrà descritto nel Cap. 4.1.2.



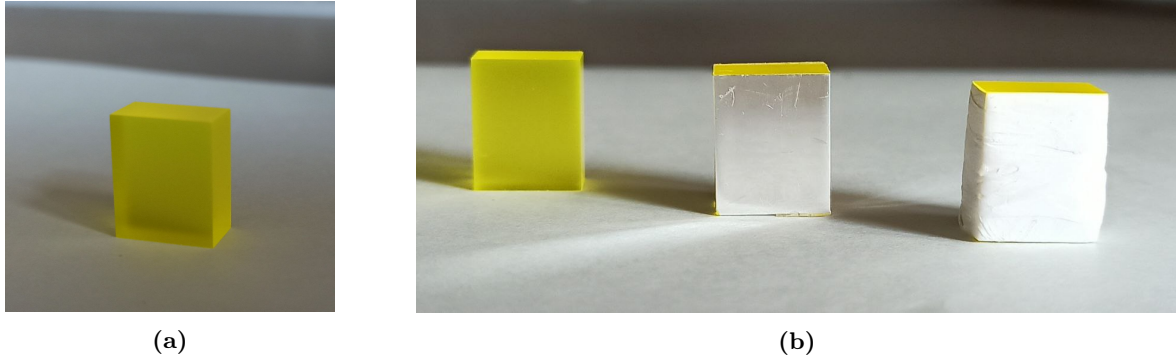
**Figura 4.1:** (a) Q10-SDD di FBK con area efficace di  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  e dimensioni geometriche totali di  $12.5 \times 12.5 \text{ mm}^2$  vista dal lato dei catodi che polarizzano la SDD e dall'anodo. L'ingresso ottico su cui è montato lo scintillatore è sull'altro lato e presenta un'unica giunzione continua (Ahangarianabhari et al., 2014). (b) La scheda elettronica che ospita la SDD e l'ASIC CUBE. La scheda, progettata presso il Laboratorio Gamma OAS, può ospitare fino a quattro SDD da  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  con i rispettivi preamplificatori. In questo contesto, la SDD usata è una da  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ , pertanto essa ricopre tutta la zona dedicata alla SDD e quindi è usato un solo preamplificatore CUBE. La SDD si intravede dai fori sulla scheda elettronica.

## Cristalli scintillatori

Gli scintillatori utilizzati in questo lavoro sono cristalli di  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$  lucidati chimicamente. Due campioni, commercializzati dalla ditta C&A (Giappone), hanno dimensioni  $6.94 \times 12.10 \times 15 \text{ mm}^3$  (C1 e C2). L'altro campione, prodotto dalla Advatech Inc. (Regno Unito) ha dimensioni  $10 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$  (C3). C1 e C2 sono dello stesso tipo e produttore degli scintillatori che verranno montati su HERMES-TP/SP.

Gli scintillatori vengono tipicamente avvolti con una carta riflettente, in questo caso è stata usata la Specular Film DF2000MA<sup>1</sup>, prodotta dalla 3M. Questa è una pellicola polimerica che fornisce una riflessione speculare con riflettività superiore al 99% per la luce visibile. Il compito di questa carta riflettente è di massimizzare il trasporto dei fotoni verso il punto specifico in cui viene posizionato il sensore di luce, che a sua volta leggerà i fotoni. Per minimizzare ulteriormente le perdite di luce, si è avvolto attorno allo scintillatore del nastro di teflon. In Fig. 4.2b sono mostrate le fasi di preparazione di uno dei due cristalli di HERMES-TP/SP.

<sup>1</sup><https://multimedia.3m.com/mws/media/9824490/3mtm-specular-film-df2000ma-technical-data-sheet.pdf>

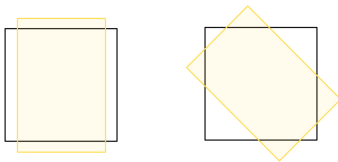


**Figura 4.2:** (a) Scintillatore GAGG:Ce da  $6.94 \times 12.10 \times 15 \text{ mm}^3$  di HERMES-TP/TS. (b) Da sinistra verso destra: lo scintillatore “nudo”, lo scintillatore ricoperto con la carta riflettente, e lo scintillatore avvolto nel teflon.

#### 4.1.1 Accoppiamento ottico SDD-scintillatore

L'accoppiamento ottico tra il cristallo e il fotosensore deve essere fatto in maniera da massimizzare la quantità di luce proveniente dallo scintillatore che viene convogliata nella SDD. Tuttavia, i materiali che costituiscono SDD e scintillatore hanno indici di rifrazione diversi, quindi vanno accoppiati mediante un mezzo che abbia un indice di rifrazione intermedio. Per l'esperimento è stato scelto un tappetino in silicone, di tipo *space-grade* (Dowsil 93-500<sup>2</sup>). Esso ha una duplice funzione: attutire meccanicamente il contatto tra cristallo e SDD e far passare il maggior numero di fotoni di scintillazione evitando che si disperdano. Il tappetino è stato tagliato su misura alla superficie del cristallo.

Nel caso dei campioni C1 e C2, la superficie dello scintillatore e la superficie della SDD non combaciano. Pertanto, per massimizzare il contatto ottico tra le due superfici si è calcolata l'area ricoperta della SDD se lo scintillatore fosse stato posto perpendicolarmente a due lati del quadrato o sulla diagonale del quadrato, come si vede nella figura a sinistra.



Geometricamente è stato calcolato che:

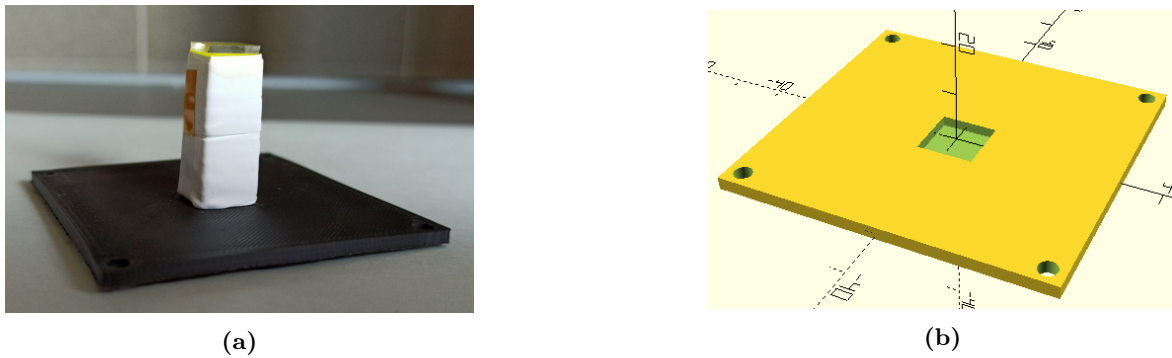
$$\begin{aligned} A_{\text{perp}} &= 69.4 \text{ mm}^2 \\ A_{\text{diag}} &= 67.9 \text{ mm}^2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Pertanto, la posizione dello scintillatore è stata scelta perpendicolare a due lati della SDD, per raccogliere più fotoni di scintillazione possibili.

Per mantenere in posizione il cristallo e per garantire un accoppiamento ottico stabile, è stato disegnato e prodotto, con una stampante 3D (Ultimaker S5), un supporto di plastica dello spessore di 3 mm, con un incavo di 1 mm a misura della superficie dello scintillatore (Fig. 4.3a). Il supporto è stato avvitato al di sopra dello scintillatore mediante quattro colonnine in metallo o plastica. Il programma usato per progettare il supporto è stato `OpenScad` (Fig. 4.3b).

Per evitare ogni ulteriore fuga di fotoni dai lati del collegamento ottico, attorno al sistema scintillatore-silicone-SDD è stato avvolto del teflon.

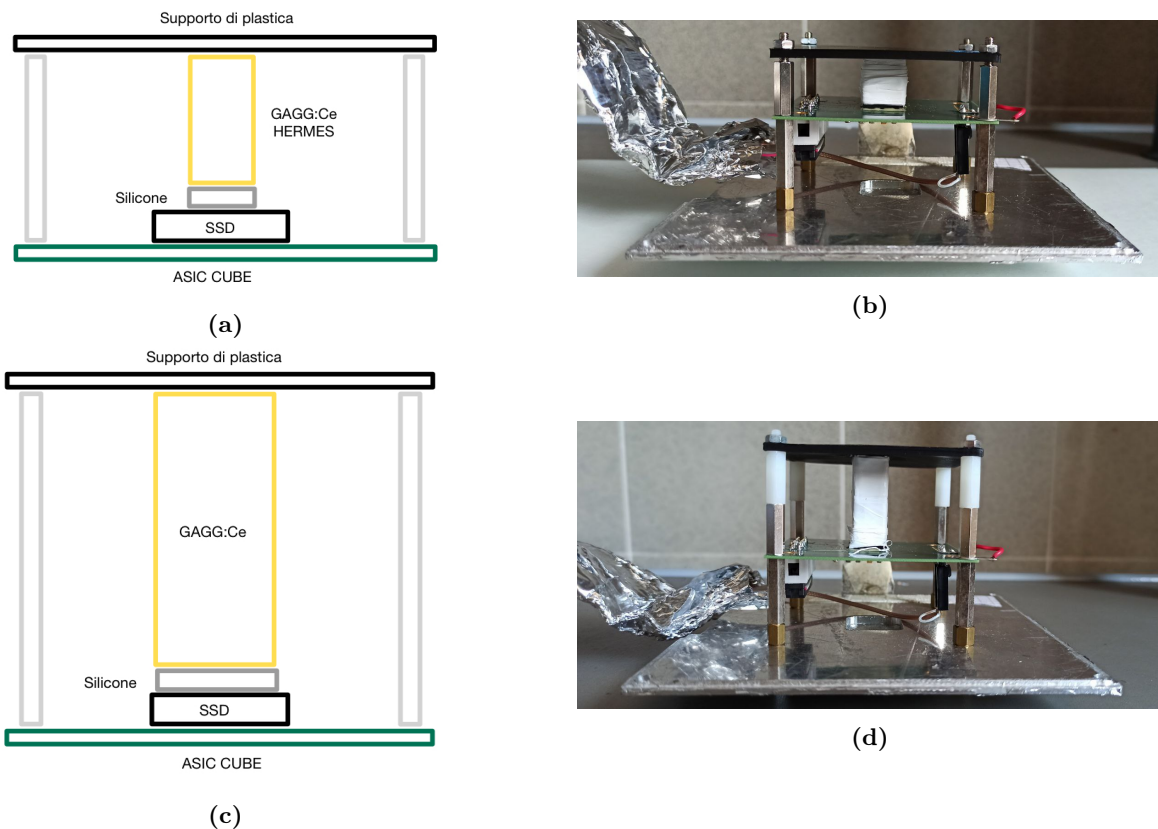
<sup>2</sup><https://www.dow.com/en-us/document-viewer.html?docPath=/content/dam/dcc/documents/en-us/productdatasheet/11/11-18/11-1811-01-dowsil-93-500-space-grade-encapsulant.pdf>



**Figura 4.3:** Supporto del campione C3. (a) Il cristallo incastrato nel supporto, sulla superficie del cristallo è posizionato il tappetino in silicone. (b) Il progetto per il campione C3 realizzato con OpenScad.

Per diminuire il rumore elettronico i cavi che collegano il rivelatore al resto del sistema di condizionamento e raccolta dati, sono stati avvolti con una pellicola di alluminio collegata alla messa a terra (*Ground*) del sistema con funzione di schermo elettromagnetico.

Nella Fig. 4.4 successive sono illustrate gli schemi e le foto di ogni accoppiamento ottico, per le due tipologie di cristalli.



**Figura 4.4:** (a) e (c) Gli schemi mostrano le singole parti dei rivelatori. (b) e (d) Le immagini mostrano i rivelatori dopo l'accoppiamento ottico. Il dispositivo è montato sul coperchio della scatola che lo ospiterà. Sul coperchio è stata ricavata una fessura quadrata ricoperta di alluminio sottile, per non oscurare la radiazione proveniente dalle sorgenti radioattive di più bassa energia. In basso a sinistra, avvolti nella carta argentata, sono i cavi che collegano il dispositivo all'elettronica.

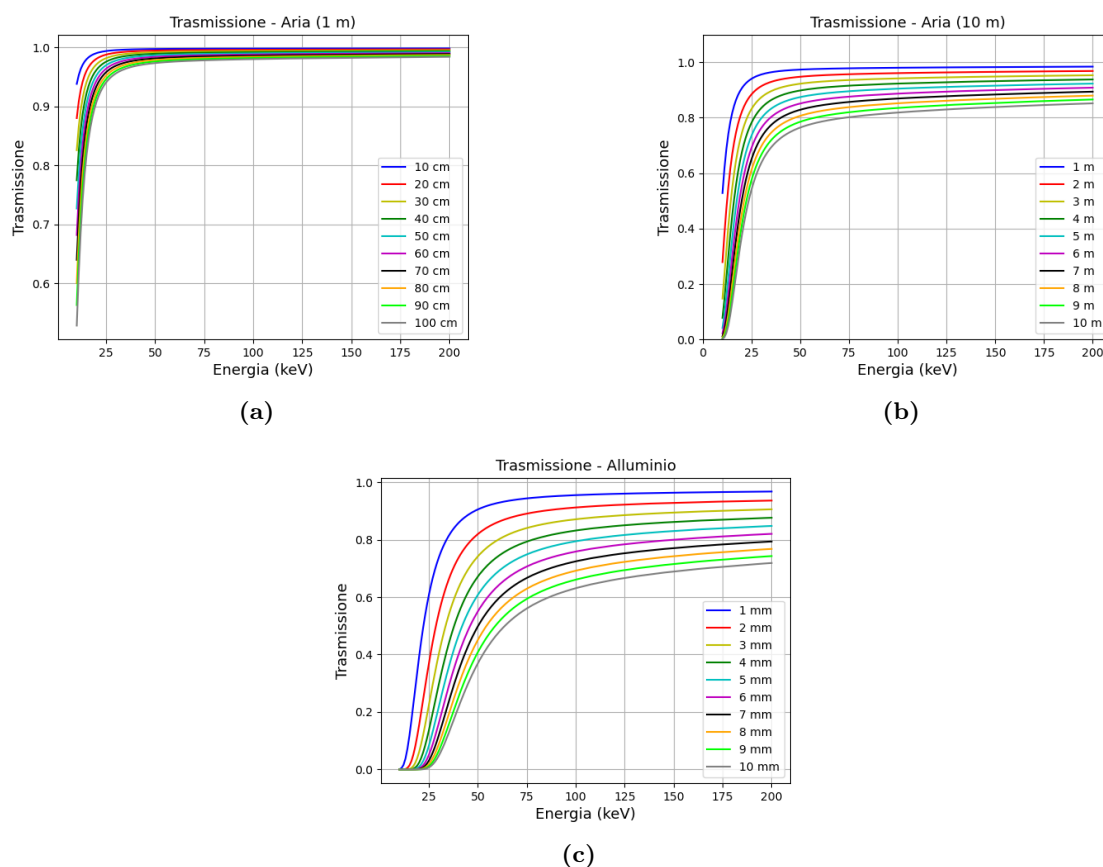
Infine, il rivelatore è fissato sul coperchio in alluminio della scatola che lo contiene. La scatola è in alluminio di dimensioni  $20 \times 20 \times 15 \text{ cm}^3$ , con uno spessore di 2 mm.

Quando la radiazione passa attraverso un mezzo, quest'ultimo lo attenua di una certa quantità. Pertanto, è stata calcolata la trasmissione della radiazione  $T$  attraverso l'alluminio e l'aria a spessori e energie diverse, con la seguente formula:

$$T = e^{-t\alpha\rho} \quad (4.2)$$

dove  $t$  è lo spessore del materiale,  $\alpha$  è il coefficiente di assorbimento tipico del materiale e  $\rho$  è la densità del materiale.  $T$  è un numero puro.

I coefficienti di assorbimento cambiano in base all'energia e per il calcolo sono stati usati i valori indicati nel sito <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>, mentre la densità è stata scelta per l'alluminio  $\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ g/cm}^3$ , per l'aria  $\rho_{\text{ar}} = 0.0013 \text{ g/cm}^3$ . Il calcolo è stato ripetuto per ogni energia nella banda tra 10–200 keV con passo di 1 keV, a spessori diversi: per l'alluminio nell'intervallo 1–10 mm con passo di 1 mm, per l'aria tra 10 e 100 cm, con un passo di 10 cm e poi nuovamente tra 1 e 10 m con un passo di 1 m. In Fig. 4.5 sono mostrati i risultati.



**Figura 4.5:** (a) Trasmissione attraverso l'aria fino a 1 m. (b) Trasmissione attraverso l'aria fino a 10 m. (c) Trasmissione attraverso l'alluminio fino a 1 cm.

Dai risultati ottenuti per l'alluminio (Fig. 4.5c) si nota come lo spessore di 2 mm della scatola potrebbe schermare la radiazione a energie basse (20–25 keV). Pertanto, per raccogliere il maggior numero possibile di fotoni, per le sorgenti che mostrano righe a energie basse, come il  $^{241}\text{Am}$  (11–26

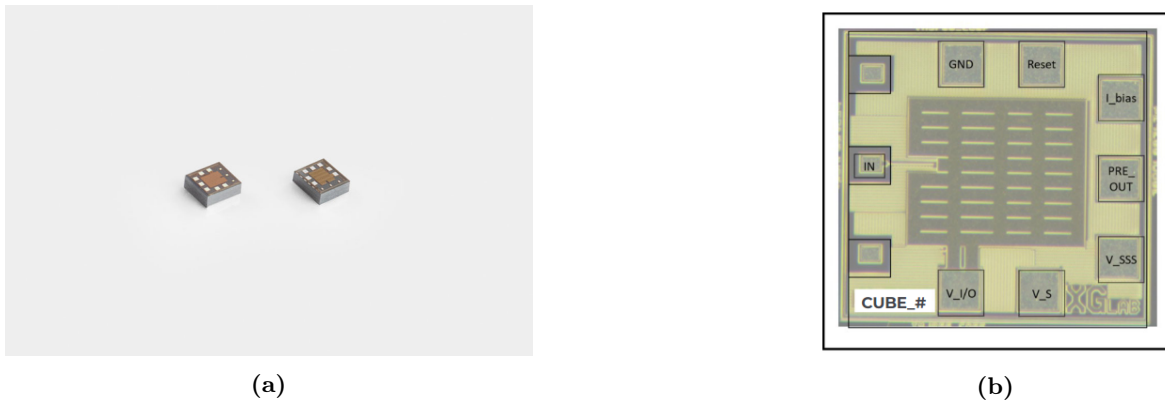
keV), sul coperchio della scatola è stata ritagliata una fessura quadrata e ricoperta di uno strato sottile di alluminio (Fig. 4.4b e Fig. 4.4d). Invece, come sarà illustrato nel paragrafo successivo, il LARIX-A ha un flusso sufficiente da “attraversare” lo strato di alluminio con un’intensità significativa, anche ad energie basse.

I risultati relativi all’aria (Fig. 4.5a e Fig. 4.5b) mostrano come l’aria non incida eccessivamente sulla trasmissione della radiazione. Per esempio, a 25 keV a una distanza di 10 m la trasmissione in aria sarebbe di circa il 60%. Pertanto, la presenza di aria durante l’esperimento non sarà un elemento di cui tener conto.

### 4.1.2 Catena di acquisizione

#### CUBE–Preamplificatore

L’ASIC CUBE<sup>3</sup> è un preamplificatore di carica commerciale, prodotto da XGLab, spin-off del Politecnico di Milano. Il CUBE ha le dimensioni di  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ , e sulla sua superficie ospita diverse piazzole, che consentono il collegamento tra preamplificatore e SDD, e quindi con la catena di acquisizione del segnale e all’alimentazione. La Fig. 4.6b mostra uno schema del CUBE, con le sue singole componenti.

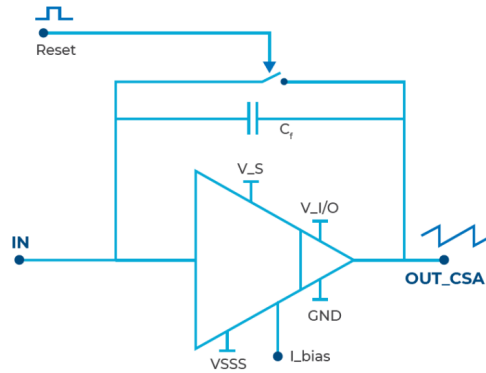


**Figura 4.6:** (a) Due ASIC CUBE. (b) Schema di un ASIC CUBE. La piazzola IN collega l’anodo della SDD con il CUBE, il PRE\_OUT collega il segnale in uscita dal CUBE con la catena di acquisizione. Il resto delle piazzole sono collegamenti all’alimentazione o di controllo.

La Fig. 4.7 mostra il circuito equivalente funzionale del CUBE. È presente un’entrata (IN) per il segnale prodotto dal rivelatore e un’uscita (OUT\_CSA) dal preamplificatore. Il CUBE contiene sostanzialmente una capacità  $C_f$ , di valore molto piccolo (decine di fF) in parallelo con un circuito amplificante e concettualmente è equivalente ad un condensatore. La corrente elettrica in arrivo dal rivelatore deposita della carica sulle armature del condensatore, ai cui capi si formerà quindi una differenza di potenziale. Infine, il circuito è collegato alle alimentazioni necessarie ( $V_S$ ,  $V_{I/O}$  e  $V_{SSS}$ ), al riferimento di massa ( $GND$ ) e ad una corrente di riferimento interno ( $I_{bias}$ ).

Come accennato in precedenza, il preamplificatore funziona come un condensatore, che si carica a causa del segnale in corrente prodotto dal rivelatore. Oltre all’impulso di corrente generato da un fotone incidente sul rivelatore, il CUBE registra la *corrente di buio*, causata con continuità dagli elettroni generati per eccitazione termica nel semiconduttore, anche in assenza di segnali dovuti all’assorbimento di radiazione. Questa corrente genera una differenza di potenziale crescente e continua

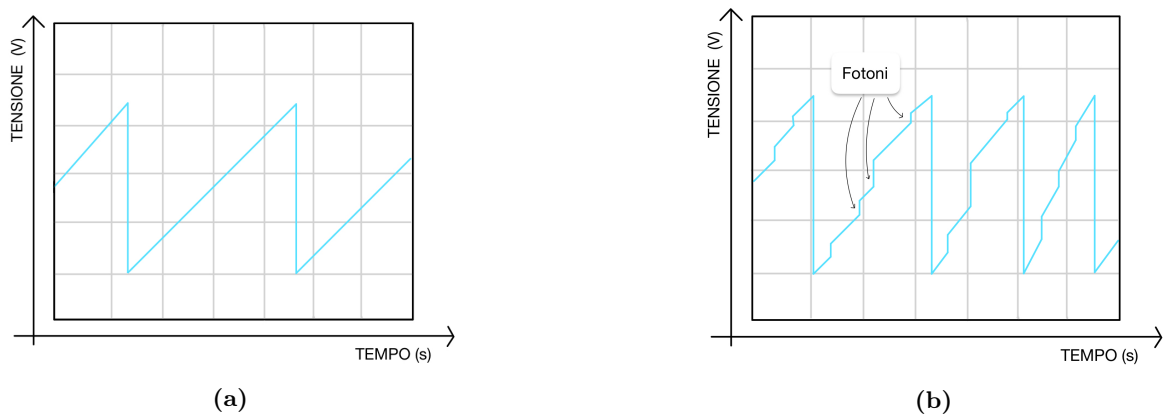
<sup>3</sup><https://www.xglab.it/products/cube/>



**Figura 4.7:** Schema circuitale semplificato dell'ASIC CUBE.

all'uscita del preamplificatore, fino a raggiungere una determinata tensione di saturazione, che in linea di massima equivale alla tensione di alimentazione del circuito. Se si collega all'uscita un oscilloscopio, sullo schermo sarà possibile visualizzare una rampa (Fig. 4.8a). Per evitare di raggiungere la saturazione, un circuito esterno al CUBE controlla il livello della tensione in uscita e raggiunto il livello di soglia, prossimo alla saturazione, scarica il condensatore  $C_f$  attraverso un interruttore in parallelo ad esso. Un'alternativa a questo modo di operare consiste nell'inserire una resistenza in parallelo a  $C_f$  attraverso la quale il condensatore si scarica con continuità. Tuttavia, questo sistema produce livelli di rumore maggiori del sistema di reset via interruttore equivalente.

Nel momento in cui il rivelatore comincia a rivelare dei fotoni, sulla rampa sarà possibile visualizzare dei salti in tensione: ogni salto è un fotone rivelato. Nel frattempo la tensione della rampa continua ad aumentare fino a quando il condensatore non viene scaricato con il segnale di Reset. Durante la durata dal reset (qualche microsecondo) la misura è inibita. (Fig. 4.8b).



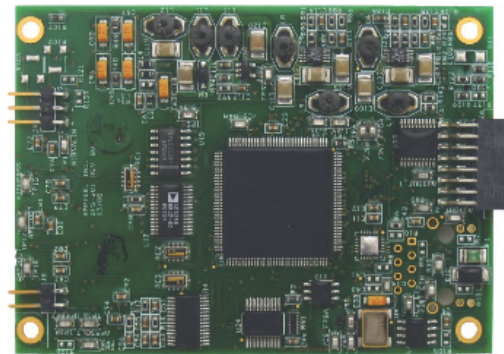
**Figura 4.8:** Uscita del CUBE osservata da un oscilloscopio. **(a)** È mostrata la rampa della tensione ai capi del condensatore quando il sistema non è esposto a radiazione, che cresce a causa della corrente di buio e poi viene scaricata. **(b)** Sistema esposto a radiazione, ogni “salto” è dovuto all’impulso di corrente generato da un fotone che viene assorbito nel rivelatore. Si noti che la durata della rampa è più breve rispetto al caso in cui si vede la sola corrente di buio.



## DP5

Per l'acquisizione degli eventi in uscita dal preamplificatore è stato usato un dispositivo Amptek DP5<sup>4</sup>. Il DP5 è un processore di impulsi digitali ad alte prestazioni, che funziona da amplificatore, discriminatore e analizzatore multicanale e presenta le seguenti caratteristiche:

1. alta risoluzione e velocità di lettura;
2. flessibilità, poiché sono disponibili più opzioni di configurazione, selezionabili via software;
3. alta stabilità e riproducibilità.

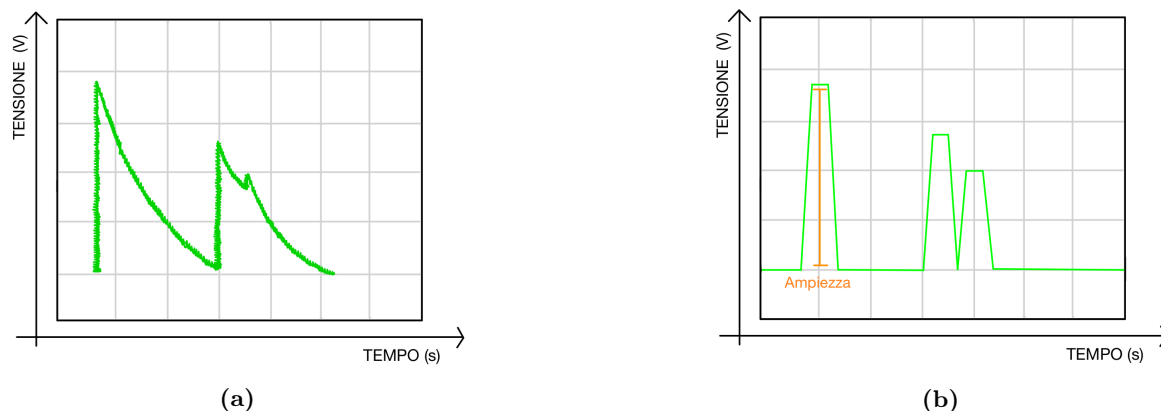


**Figura 4.9:** Scheda del circuito del DP5.

Il DP5 presenta due entrate e due uscite. Le entrate sono di alimentazione e di collegamento al preamplificatore. Le uscite sono di collegamento al PC e di test da collegare all'oscilloscopio.

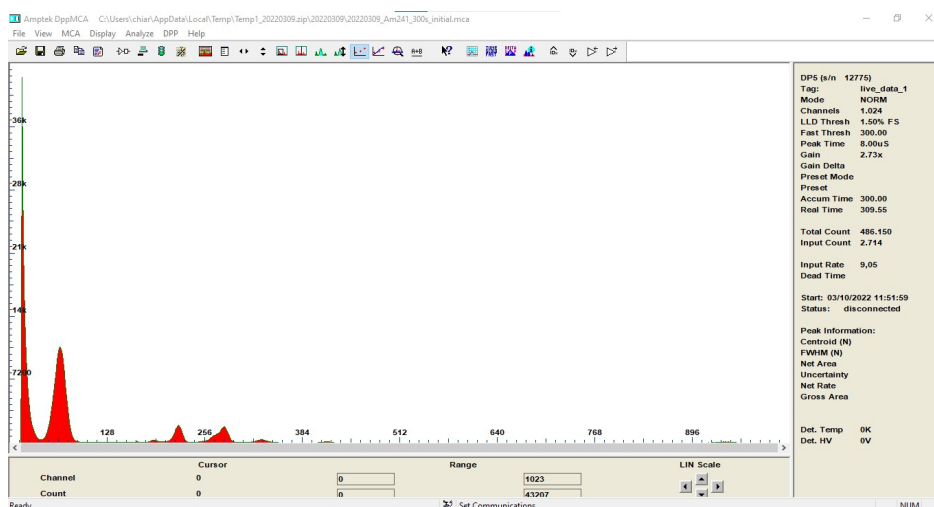
Il segnale del preamplificatore, amplificato da un circuito esterno, lo stesso che contiene il reset del CUBE, viene letto dal DP5, che elimina la tensione a rampa del CUBE. La rampa ha un andamento lineare ed è molto più lenta rispetto agli impulsi del rivelatore, quindi per eliminarla basta differenziare il segnale con un filtro passa-alto. Si isola così il segnale prodotto dal fotone incidente sul rivelatore. Per massimizzare il rapporto segnale/rumore ed eliminare fenomeni di pile up (Fig. 4.10a), al segnale viene applicata una “funzione di trasferimento” che cambia la forma all'impulso del segnale. Si dimostra (Georgiev e Gast, 1993), che il migliore rapporto segnale/rumore per rivelatori a semiconduttore è una funzione che trasforma il segnale in un trapezio di durata definita. Quindi, il DP5 applica un algoritmo digitale ai dati campionati ad alta frequenza, che trasforma il segnale in un “trapezio”: ogni trapezio corrisponde a un fotone osservato (Fig. 4.10b). Una funzione di trasferimento che operi in questo modo sul segnale non può essere praticamente ottenuta con circuiti analogici, servirebbero un numero infinito di circuiti integratori e derivatori. Il DP5 adotta la forma più moderna di analisi del segnale campionandolo e digitalizzandolo a 16 bit ad una frequenza di 80 MHz. Sulla funzione del segnale così ottenuta viene poi applicato un algoritmo digitale.

<sup>4</sup><https://www.amptek.com/products/digital-pulse-processors/dp5-digital-pulse-processor-and-mca>



**Figura 4.10:** Fasi di trasformazione del segnale da parte del DP5. (a) Al segnale di uscita del preamplificatore viene eliminata la rampa. Il segnale presenta pile up e un basso rapporto segnale/-rumore. (b) Attraverso un algoritmo digitale il segnale viene trasformato in una forma trapezoidale, eliminando pile up e massimizzando il rapporto segnale/rumore. Tutti i segnali presentano stesso tempo di risalita e stesso flat top. L'ampiezza del segnale è segnata in arancione.

A questo punto, il DP5 misura l'ampiezza di picco del segnale, lo raggruppa e lo memorizza in un istogramma. Infine, lo spettro viene ricevuto dal PC attraverso l'apposito software DppMCA<sup>5</sup>. Tutto il processo di digitalizzazione dell'uscita del preamplificatore viene elaborato in tempo reale al segnale.



**Figura 4.11:** Un esempio di uno spettro di  $^{241}\text{Am}$  acquisito con DppMCA.

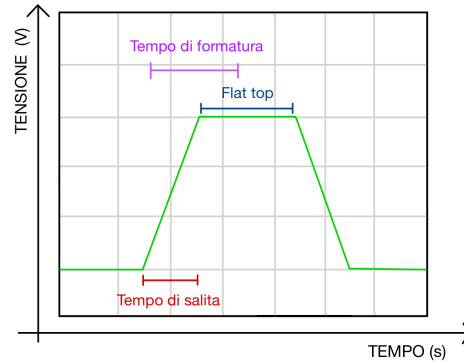
### 4.1.3 Parametri

Il software DppMCA permette di scegliere alcuni parametri del DP5, per ottimizzare la misura in base alla tipologia di segnale che produce il rivelatore. Nel Cap. 5 dedicato alle misure, per ogni studio del campione verranno mostrati in dettaglio i parametri scelti.

<sup>5</sup><https://www.amptek.com/software/dp5-digital-pulse-processor-software/dppmca-display-acquisition-software>

### Tempo di salita e flat top

Come visto nel paragrafo precedente, il DP5 trasforma il segnale in un trapezio, che può essere descritto attraverso due parametri: il tempo di salita del segnale (*peaking time*) e la durata del segnale costante al picco (*flat top*). Il tempo di salita è il tempo in cui il segnale cresce verso il suo massimo. Il flat top è il tempo in cui il segnale rimane costante prima di decrescere (Fig 4.12). Il software permette di impostare un valore numerico per i due parametri. Il peaking time è analogo al tempo di formatura (*shaping time*) tipico per gli amplificatori spettroscopici analogici tradizionali.



**Figura 4.12:** Caratteristiche del segnale: in verde il segnale prodotto dal DP5, in rosso il tempo di salita, in blu il flat top, cioè il tempo in cui il segnale rimane costante e in viola il tempo di formatura.

La scelta del tempo di formatura è fondamentale per ottenere delle misure ottimali. Se si dovesse scegliere un tempo troppo breve, gli eventi più lenti che hanno un tempo di salita più grande risulterebbero “tagliati” (*deficit balistico*). Sullo spettro si avrebbe un accumulo di eventi con un’ampiezza minore di quella che avrebbero i segnali se misurati correttamente. Inoltre, senza entrare nei dettagli, nei rivelatori allo stato solido il tempo di formatura  $\tau$  incide sul rumore elettronico equivalente *ENC* (*equivalent noise charge*) nel seguente modo:

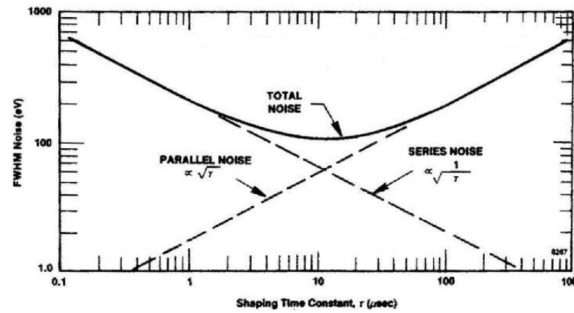
$$ENC^2 \propto \frac{1}{\tau} + \tau \quad (4.3)$$

In altre parole, il rumore complessivo è dato dalla somma di più contributi, inversamente (*rumore serie*) legato alle caratteristiche del rivelatore quale la sua capacità equivalente) o direttamente (*rumore parallelo*) legato alla corrente di fuga del rivelatore) proporzionali al tempo di formatura.

Come visto nel Paragrafo 3.5, la risoluzione dipende dal rumore elettronico. Pertanto la risoluzione energetica totale dipenderà anche dal tempo di formatura. In Fig. 4.13 si vede come la risoluzione migliore si abbia quando contributi di rumore in serie e in parallelo sono uguali.

Un modo per scegliere il valore del tempo di formatura ottimale è quello di acquisire spettri, ad esempio di una sorgente radioattiva, a diversi tempi di formatura, e analizzare la variazione della larghezza di una riga.

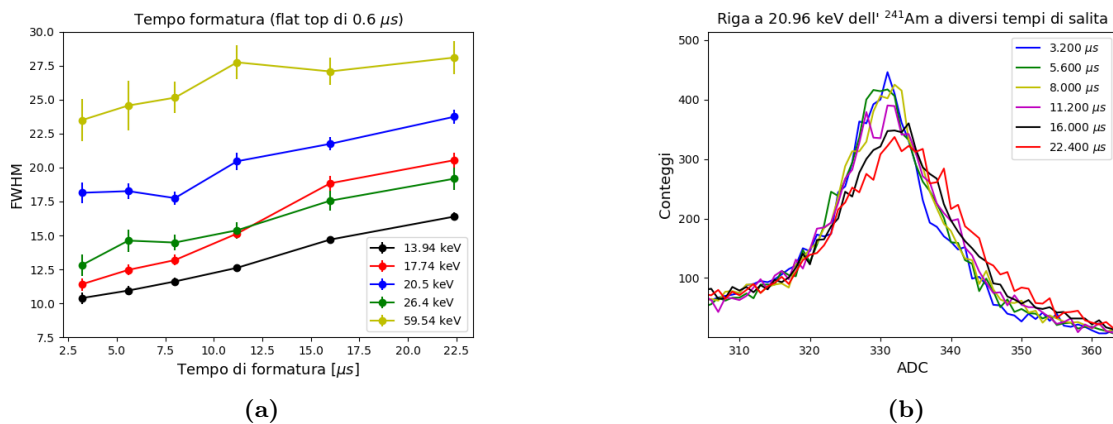
Nel caso del rivelatore considerato per questo lavoro, sono stati acquisiti diversi spettri di  $^{241}\text{Am}$  e ne sono state analizzate le FWHM delle righe a 13.94, 17.74, 20.5, 26.4 e 59.54 keV. I tempi di formatura scelti sono stati: 3.2, 5.6, 8.0, 11.2, 16.0 e 22.4  $\mu\text{s}$ . La Fig. 4.14b mostra, come esempio, la variazione della riga a 20.5 keV a diversi tempi di formatura. La modellizzazione delle riga è stata realizzata attraverso la libreria `lmfit` di Python. La Fig. 4.14a mostra i risultati. L’andamento della FWHM in funzione del tempo di formatura è monotono crescente, perché probabilmente il minimo si



**Figura 4.13:** Dipendenza di  $ENC$  a tempi di formatura differenti.

trova a un tempo minore. Le misure illustrano il comportamento della SDD come rivelatore diretto di raggi X. Per i test del sistema SDD-GAGG:Ce è stato scelto un tempo di formatura di  $8 \mu s$  che sembra essere un buon compromesso tra il rumore del sistema ed il tempo di raccolta della segnale di scintillazione; questo deve tener conto oltre alla velocità di emissione della luce del GAGG:Ce, anche del tempo massimo del tempo di deriva verso l'anodo della SDD della carica prodotta uniformemente su tutta la SDD dai fotoni di scintillazione. Il flat top è stato fissato a  $0.5 \mu s$ , il valore predefinito dal software per tempo di formatura di  $8.0 \mu s$ .

Per verificare che il tempo di formatura non incida sulle misure, durante una campagna di misurazione, sono state acquisite delle misure a diversi tempi di formatura. Nel Cap. 6.4.1 sono mostrati i risultati.



**Figura 4.14:** (a) FWHM delle righe dello  $^{241}\text{Am}$  in funzione del tempo di formatura. (b) Esempio della riga a  $20.5 \text{ keV}$  a tempi di formatura diversi.

### Soglia del rumore

Il rumore elettronico complessivo può dipendere anche dall'apparato sperimentale, ossia rivelatore, alimentazione e oscilloscopio. Negli spettri il rumore si può osservare come un rapido eccesso di eventi di piccola ampiezza all'inizio dello spettro. La Fig. 4.11 mostra a sinistra un accumulo di conteggi, generati dal rumore elettronico. Questi eventi non contengono informazione e aumentano il tempo morto del sistema, e sono pertanto da evitare.

Nel software è possibile selezionare una soglia, al di sotto della quale gli eventi non vengono conteggiati. In DppMCA è possibile selezionare un canale al di sotto del quale non conteggiare gli eventi: il nome del parametro è `channel threshold`.

Per ogni campagna di misura sono stati scelti dei valori diversi di soglia, in base alla tipologia di scintillatore.

### Altri parametri

**Numero di canali** Un convertitore analogico digitale (ADC, *analog to digital converter*) converte il segnale analogico in dati digitali, in modo tale che il sistema di acquisizione possa processarli, mostrarli, memorizzarli ed analizzarli.

Il compito di un ADC è di associare ad ogni ampiezza del segnale in uscita (Fig. 4.10b) un canale digitale. Il risultato finale è un istogramma, che conta tutti gli eventi con ampiezza compresa tra un minimo e un massimo e li posiziona nello stesso canale.

In DppMCA è possibile scegliere il numero di canali (1024, 2048, 4096). Nel software il comando è `channel`. Il valore ottimale del numero di canali può dipendere da diversi fattori, ad esempio la statistica che si prevede di ottenere, cioè il numero di conteggi minimo per ogni canale, oppure il livello di campionamento delle righe spettrali misurate dallo strumento, e quindi in funzione della sua risoluzione energetica.

**Guadagno totale** Il guadagno totale, nel software `total gain`, è un parametro che regola il rendimento dell'amplificatore. Una stessa energia può essere osservata a un canale più alto o più basso in base al guadagno scelto.

Con questo parametro si decide di quanto amplificare il segnale ed è generalmente dato dal prodotto di due fattori (Tsoulfanidis e Landsberger, 2015):

- **coarse gain**: regola l'amplificazione a passi. Ogni passo è una frazione dell'amplificazione massima. Nel software DppMCA è possibile scegliere tra alcuni valori fissi;
- **fine gain**: regola l'amplificazione in modo continuo all'interno di ciascun passo del coarse gain. Nel software è un valore che si può modificare.

**Reset Lockout** Il `reset lockout` è il tempo in cui il DP5 non registra segnali dopo l'occorrenza del *reset* della rampa da parte del CUBE.

**Analog input polarity** L'`analog input Pos/Neg` fa scegliere se considerare segnali in ingresso positivi o negativi. Per tutte le misure sono stati presi positivi.

**Tempo di acquisizione** Il tempo di acquisizione è il tempo in cui il DP5 acquisisce i dati. Nel software corrisponde al parametro `live time`. Che è il tempo in cui lo strumento funziona effettivamente escludendo i tempi morti, come il reset del CUBE o i tempi di processamento di ogni segnale.

#### 4.1.4 Funzionamento del rivelatore

Nel silicio, il semiconduttore di cui è costituita la SDD, viene generato un elettrone nella banda di conduzione mediamente ogni 3.6 eV di energia depositata da un fotone di alta energia. Un fotone di

energia  $E_{\text{keV}}$  che deposita interamente la sua energia nel Si produrrà quindi un numero di elettroni  $N_{e^-}$  (in altre parole, l'ampiezza dell'evento) che dipende dalla seguente formula:

$$N_{e^-} = \frac{E_{\text{keV}} \cdot 1000}{3.6} \quad (4.4)$$

dove  $E_{\text{keV}}$  è l'energia del fotone incidente sul rivelatore espressa in keV. Questa formula sarà fondamentale per la calibrazione in ampiezza dell'analisi dei dati, che verrà descritta nel Cap. 6. Dunque, il numero di elettroni dipende dall'energia del fotone X incidente: più il fotone è energetico più elettroni verranno prodotti.

I fotoni ottici che interagiscono con il semiconduttore forniscono sufficiente energia agli elettroni del silicio per passare dalla banda di valenza a quella di conduzione. Se questi fotoni ottici sono fotoni di scintillazione, il calcolo del numero di elettroni prodotti nel silicio da un fotone di energia  $E_{\text{keV}}$  che interagisce nello scintillatore deve tenere conto di diversi fattori, quali l'efficienza di scintillazione, l'efficienza di trasporto e raccolta di luce e l'efficienza quantica del silicio nel trasformare la luce in carica elettrica. Approssimativamente, l'energia necessaria richiesta ad un fotone incidente nello scintillatore per produrre un elettrone nella SDD è di un ordine di grandezza maggiore (il valore preciso dipende dal materiale scintillatore) rispetto ad una rivelazione diretta nel silicio di un fotone con la stessa energia illustrata nell' Eq. 4.4. Indichiamo questa quantità come *uscita luce* del rivelatore SDD-scintillatore, espressa in  $e^-/\text{keV}$  dove  $e^-$  sono gli elettroni prodotti nella SDD per ogni keV di energia spesa da un fotone interagente nello scintillatore. Nella funzione di risposta dello strumento, ai due fenomeni di osservazione corrisponderanno righe in posizioni e di larghezze diverse nello spettro. A parità di energia, un fotone che interagisce con lo scintillatore produce una riga che si trova più in basso (cioè, di ampiezza minore) rispetto allo stesso fotone se osservato direttamente con la SDD. Quindi, per un certo intervallo di energie in cui il rivelatore è sensibile ad entrambe le modalità (assorbimento diretto di fotoni o interazione con lo scintillatore) ad una stessa energia corrisponderanno due diverse righe nello spettro. Alcuni esempi saranno illustrati nel Cap. 6.1.

Campioni diversi di scintillatori, con una differente uscita luce, produrranno un diverso numero di fotoni di scintillazione a parità di energia. Questo implica che lo stesso evento verrà registrato ad un'ampiezza diversa. Il parametro elettronico di rumore quadratico medio (*root mean square, rms*) che caratterizza il rivelatore SDD preso singolarmente, determina la soglia minima del rivelatore SDD-scintillatore. Solo i fotoni interagenti nello scintillatore che producono segnali che superano questo livello di rumore di almeno 5 volte (o  $5\sigma$ ) sono rilevabili. Dai valori di rumore del sistema SDD e di uscita luce del sistema SDD-scintillatore si determina l'energia minima rilevabile. Come vedremo in dettaglio nel capitolo successivo, attraverso l'acquisizione di spettri con il fascio del LARIX-A è stato possibile determinare l'energia minima rivelabile dei tre campioni utilizzati per l'esperimento:

- C1: 25 keV;
- C2: 20 keV;
- C3: 40 keV.

Il campione C3 è lo scintillatore che produce meno uscita luce, mentre C2 è il campione con la più elevata uscita luce.

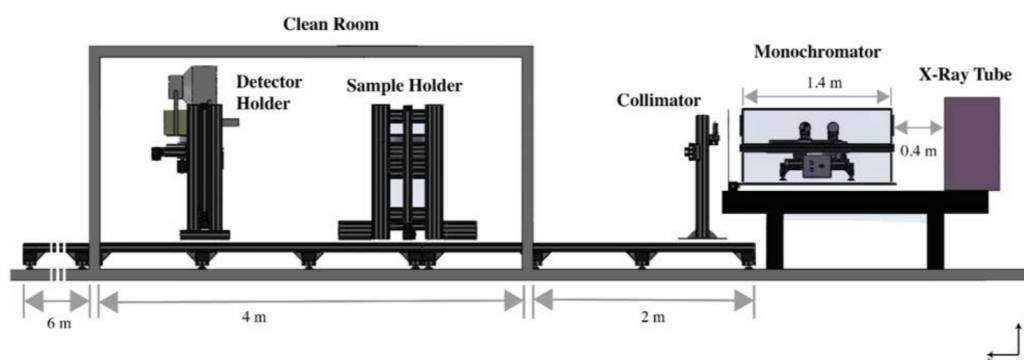
## 4.2 LARIX-A

Il laboratorio LARIX<sup>6</sup> (LARge Italian X-ray facility) si trova nel polo Scientifico-Tecnologico della Università di Ferrara, in un edificio sotterraneo che comprende un tunnel lungo 100 m con due grandi sale sperimentali su ciascun lato. Il laboratorio ospita due installazioni per raggi X di alta energia, il LARIX-A, lungo 12 m e situato nella sala sperimentale A, e il LARIX-T, lungo 50 m e installato nel tunnel.

LARIX-A è una *facility* ideale per eseguire test di linearità di rivelatori per raggi X duri, per misurare la riflettività di campioni di specchi per raggi X e per eseguire la calibrazione a terra di esperimenti. La macchina permette di cambiare l'energia dei raggi X in modo continuo, e di modificare e monitorare le dimensioni del fascio e la sua ampiezza energetica. Inoltre, l'intensità del fascio può essere regolata in base alle esigenze dell'esperimento. L'impianto a raggi X è controllato da una console in remoto.

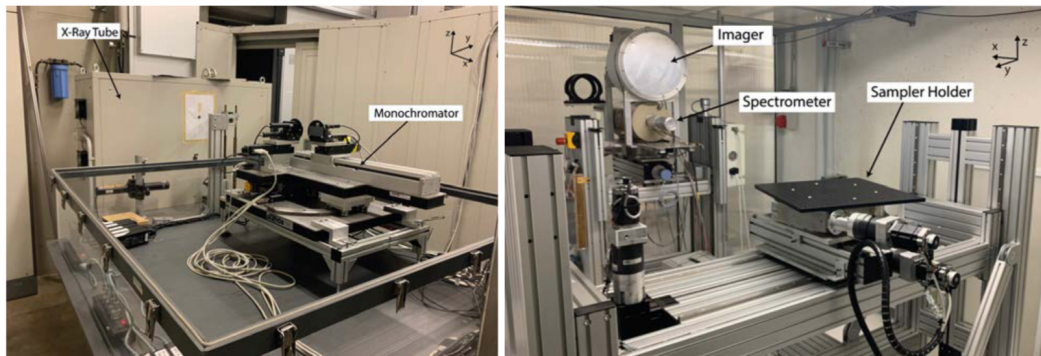
LARIX-A può funzionare nell'intervallo 10–200 keV. L'impianto dispone di una linea di fascio lunga 12 m, separata attraverso una parete che scherma la radiazione dalla sala di controllo. Il LARIX-A è composto da una sorgente di raggi X, un monocromatore, un porta campioni a 4 gradi di libertà e due rivelatori, uno ad immagine e uno spettrometro. Gli ultimi 4 metri del fascio sono contenuti all'interno di una camera pulita di classe 10<sup>5</sup>. Un collimatore, un carrello porta campioni e un carrello portarivelatori, possono essere spostati manualmente su binari.

La Fig. 4.15 e la Fig. 4.16 vengono mostrati rispettivamente uno schema della struttura e una foto del LARIX-A.



**Figura 4.15:** Schema della configurazione attuale della struttura LARIX-A. Da destra a sinistra: il tubo radiogeno, il sistema monocromatore, il supporto del campione e il supporto del rivelatore.

<sup>6</sup><http://larixfacility.unife.it/>



**Figura 4.16:** Immagini dell'impianto LARIX-A. A sinistra: la stanza con il tubo radiogeno, il monocromatore e i collimatori. A destra: la camera pulita, con il porta campioni e i carrelli dei rivelatori.

### Tubo a raggi X

I due tubi radiogeni disponibili sono montati su un tavolo ottico, sono schermati da 35 mm di piombo e sono alimentati da due alimentatori indipendenti ad alta tensione. Un tubo ha l'anodo in molibdeno ed è alimentato da una tensione tra 20 e 60 kV e da una corrente tra 10 e 60 mA. Il secondo tubo ha un anodo in tungsteno alimentato con una tensione tra 20 e 225 kV. Sono disponibili due diametri di uscita diversi: uno sottile a 0.4 mm e uno spesso di 1 mm. Il fascio sottile è generato da una corrente tra 0.2 e 10 mA, mentre il fascio spesso è generato da una corrente tra 0.2 e 20 mA. Per mezzo di manovratori comandati in remoto, i tubi radiogeni possono essere spostati verso l'alto e verso il basso e traslati lungo una direzione perpendicolare al fascio di raggi X. La traslazione orizzontale minima è di 8  $\mu\text{m}$ , la massima è di 24  $\mu\text{m}$ .

La potenza del fascio è proporzionale alla potenza elettrica:

$$P \propto VI \left[ \frac{\text{keV}}{\text{s}} \right] \quad (4.5)$$

dove  $V$  è la tensione e  $I$  è la corrente di alimentazione del tubo radiogeno.

### Collimatori e filtri

Due collimatori sono posti davanti alla sorgente di raggi X, il primo in posizione fissa, il secondo collocato su rotaie, tra l'uscita del monocromatore e il carrello portacampioni. I collimatori possono essere regolati manualmente da un minimo di  $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$  a un massimo di  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ .

Sono disponibili filtri per attenuare il fascio e generare righe di fluorescenza, con spessori differenti, di alluminio ad alta purezza (5 mm), ottone (5 mm), rame ad alta purezza (3 mm), stagno (1 mm) e piombo (1 mm).

### Monocromatore

Il fascio con energia continua prodotto dalla sorgente X può essere selezionato in energia attraverso un diffrattometro a doppio cristallo di silicio che produce un fascio con posizione di uscita fissa, indipendentemente dall'energia del fotone selezionato. Il monocromatore funziona per mezzo di una doppia diffrazione di Bragg, prima su un cristallo e successivamente sull'altro. La legge di Bragg

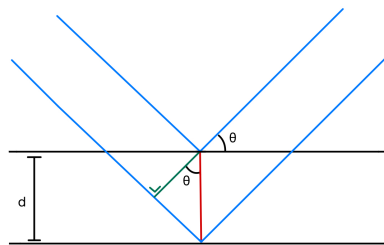


(Fig. 4.17) è la seguente:

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (4.6)$$

dove  $n$  è un numero intero,  $\lambda$  è la lunghezza d'onda,  $d_{hkl}$  è la distanza tra i piani del reticolo cristallino, che dipende dalla posizione sul cristallo, infine,  $\theta$  è l'angolo tra il fascio uscente e il cristallo.

Il sistema di monocromatizzazione a uscita fissa a due cristalli ha la particolarità di mantenere il fascio in uscita diretto sempre nella stessa direzione, grazie ad una configurazione che utilizza due cristalli a mosaico di Si(111) in riflessione (Bragg-Bragg). Il primo cristallo ha il ruolo di selezionare il valore dell'energia voluta. Il secondo cristallo, posto ad una distanza  $h$  dal primo, riflette il fascio monocromatizzato dal primo cristallo nella direzione parallela a quella del fascio incidente. Il sistema di movimentazione dei cristalli monocromatori è tale per cui, per ciascuna energia selezionata, il fascio di uscita rimane sempre nella stessa posizione. Tale configurazione è molto utile quando si vuole investire lo stesso punto del bersaglio selezionando energie diverse, senza dover riallineare di volta in volta il fascio di radiazione incidente.



**Figura 4.17:** Legge di Bragg:  $d$  è la distanza tra due piani del reticolo cristallino, e  $\theta$  è l'angolo tra il fascio in uscita e il cristallo.

Il monocromatore è inserito in una scatola in plexiglas sigillata, in cui si può pompare elio per minimizzare l'assorbimento a basse energie. Le finestre di ingresso e di uscita della scatola per il fascio sono realizzate in polietilene tereftalato (PET) di 0.0075 mm di spessore, con una trasparenza molto elevata alle energie operative.

Il software per il controllo del monocromatore è stato progettato in LabVIEW. Il software ha come parametri di input la distanza reticolare dei cristalli (3.135 Å per i cristalli di silicio ora utilizzati), la distanza tra il primo cristallo e l'asse di rotazione del sistema, e l'energia desiderata.

### Portacampioni

Il portacampioni è un piedistallo dotato di motori passo-passo in grado di spostare il campione in tre direzioni perpendicolari ( $x, y, z$ ) e di ruotarlo attorno all'asse verticale. È possibile ottenere una precisione di posizione angolare di 3'' con una precisione di ripetibilità di 1''. La traslazione massima degli assi  $y$  e  $z$  è di 70 cm. Per quanto riguarda l'asse  $x$ , il carrello portacampioni può spostarsi manualmente lungo la guida e, per un posizionamento fine del campione, può spostarsi fino a 20 cm utilizzando il motore disponibile. Un tavolo ottico standard di  $45 \times 45$  cm<sup>2</sup> è fissato sulla sommità del piedistallo per fissare i campioni. Un software realizzato in LabVIEW permette all'utente di controllare tutti e 4 i motori.

## Rivelatori

Per il monitoraggio del fascio, sono disponibili sia un rivelatore ad immagini sia uno spettrometro. Essi si trovano all'interno della camera pulita di classe  $10^5$  con un'area di  $12 \text{ m}^2$  e un'altezza di 2.1 m.

**Immagini** Il rivelatore di immagini disponibile è un rivelatore *THALES X-ray imager*, che è costituito da un'unità di rivelazione di raggi X a micro-colonne di scintillatore CsI accoppiata a una telecamera CCD, che garantisce un passo dei pixel molto sottile ( $300 \mu\text{m}$ ). Il rivelatore non necessita di raffreddamento esterno, e ha un diametro di 30 cm, un numero di pixel di  $1024 \times 1024$ , un tempo massimo di integrazione di 2 s e un'efficienza a 60 keV del 78% e del 32% a 100 keV.

**Spettrometro** Lo spettrometro disponibile è uno spettrometro *HPGe (High Purity Germanium)* raffreddato ad azoto liquido, con una finestra d'ingresso in berillio. Lo spettrometro ha un diametro di 25 mm e uno spessore di 13 mm.

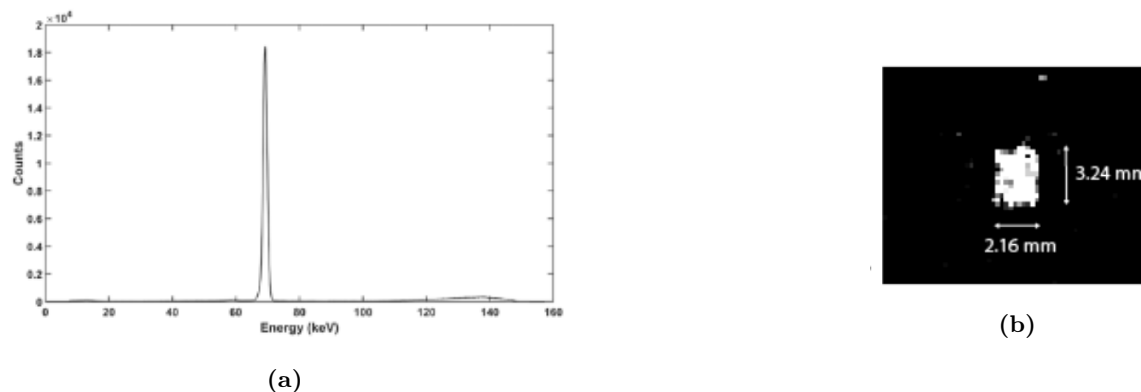
## Altri parametri

**UPS (Gruppi di continuità) e altri sistemi elettronici/meccanici** Il laboratorio è dotato di un sistema UPS. Le sue caratteristiche tecniche sono:

- potenza di uscita nominale: 15 kVA–12 kW;
- tensione di uscita: 400 V  $\pm 20\%$ ;
- frequenza di uscita: 50 Hz;
- tensione della batteria: 216 V;
- capacità della batteria: 9.5 Ah.

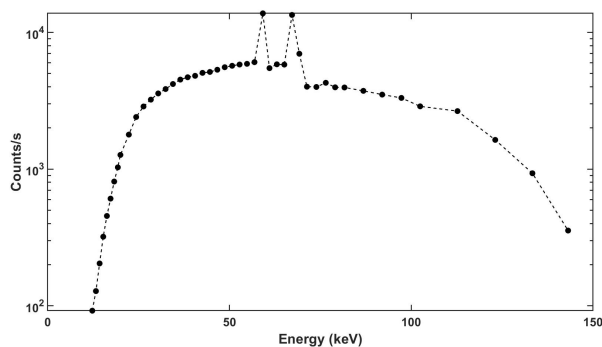
### 4.2.1 Performance

Per testare le prestazioni del monocromatore, è stata effettuata una scansione della banda di energie monocromatiche tra 12 e 190 keV. Per ogni energia, sono stati acquisiti un'immagine dell'uscita fissa e lo spettro del fascio monocromatico. Un esempio è mostrato in Fig. 4.18.

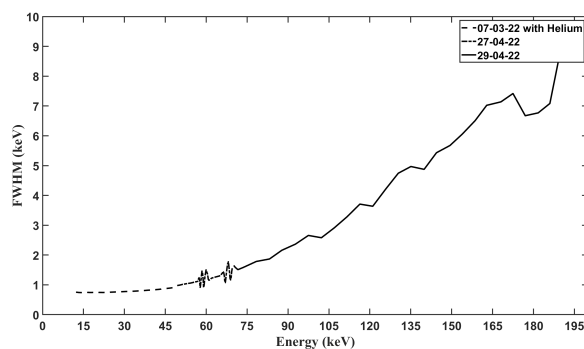


**Figura 4.18:** (a) Spettro del fascio monocromatico a 70 keV osservato con lo spettrografo al germanio. (b) Immagine del fascio monocromatico a 70 keV osservato con il rivelatore ad immagini.

Le prestazioni del LARIX-A sono state misurate con il rivelatore ORTEK HPGe. Le condizioni sperimentali erano: dimensione del collimatore  $1 \text{ mm}^2$ , rivelatore a  $\sim 5 \text{ m}$  dal collimatore e divergenza del fascio minore di  $0.5 \text{ arcmin}$ . I flussi e la larghezza FWHM della riga del monocromatore sono stati ottenuti per ogni energia. Nella Fig. 4.19 vi sono i risultati per il flusso e la FWHM. L'analisi è stata effettuata adattando una funzione gaussiana dell'immagine per entrambi gli assi  $x$  e  $y$  e tracciando il valore del centroide.



(a)



(b)

**Figura 4.19:** (a) Esempio di intensità dei flussi monocromatici prodotti dal LARIX-A per diverse modalità del sistema. Il flusso policromatico del tubo-X in entrata al monocromatore può essere variato in intensità ed energia massima e, prima di entrare nel monocromatore, è collimato e filtrato per le basse energie (fino a circa  $30 \text{ keV}$ ). (b) FWHM della riga in funzione dell'energia monocromatica.

# 5. Misure sperimentali

Nella prima parte del capitolo verrà descritto l'esperimento per studiare in dettaglio la non linearità del GAGG:Ce, in particolare in prossimità dei 50 keV corrispondenti al K-edge del gadolinio.

In seguito sarà descritto lo svolgimento di ogni campagna di misura sui vari cristalli scintillatori, e saranno indicati i parametri scelti per il DppMCA e le caratteristiche del fascio monocromatico.

Per ogni cristallo sono elencati gli spettri acquisiti sia attraverso sorgenti, sia attraverso fascio.

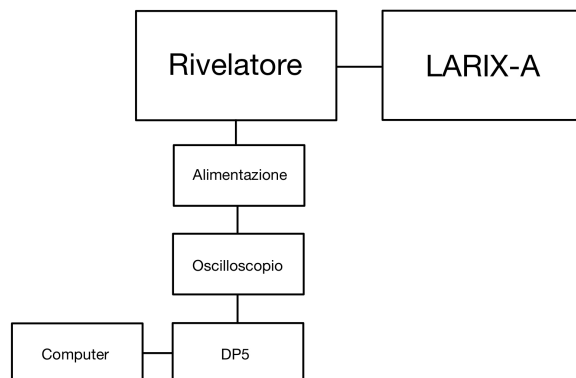
Le misure sono state da me effettuate nella prima metà del 2022.

## 5.1 Esperimento

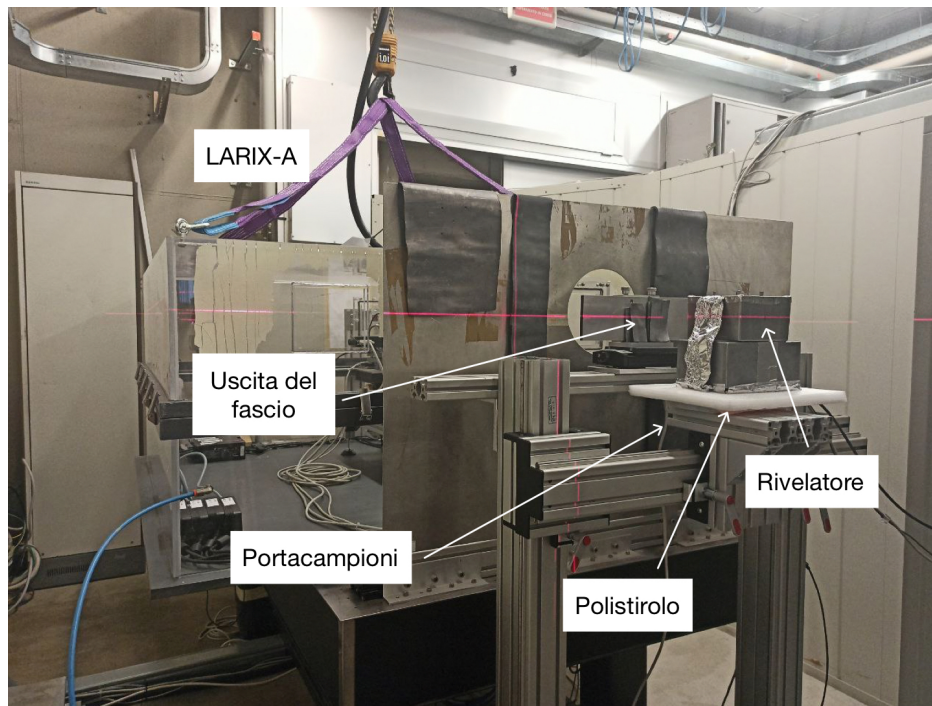
Il rivelatore è stato posizionato sul portacampioni a una distanza di 10 cm dal secondo collimatore del LARIX-A, su uno strato di polistirolo di isolamento, per evitare interferenze elettriche dovute al metallo del portacampioni. Sulla scatola del rivelatore è stato segnato il punto in cui è posizionato il cristallo, per l'allineamento fascio-cristallo per mezzo di un apposito traguardo con luce laser. L'esperimento è stato svolto con il fascio in asse rispetto al cristallo.

La catena di acquisizione del rivelatore è descritta in Fig. 5.1, dove le varie funzioni sono svolte attraverso dal controller del preamplificatore e dal DP5, a sua volta collegato in remoto ad un PC in sala di controllo via cavo USB. Nello specifico la configurazione HW è illustrata nelle Fig. 5.2 e Fig. 5.3 e comprende un oscilloscopio, con il ruolo di controllo del segnale tramite il DP5 e all'alimentazione:

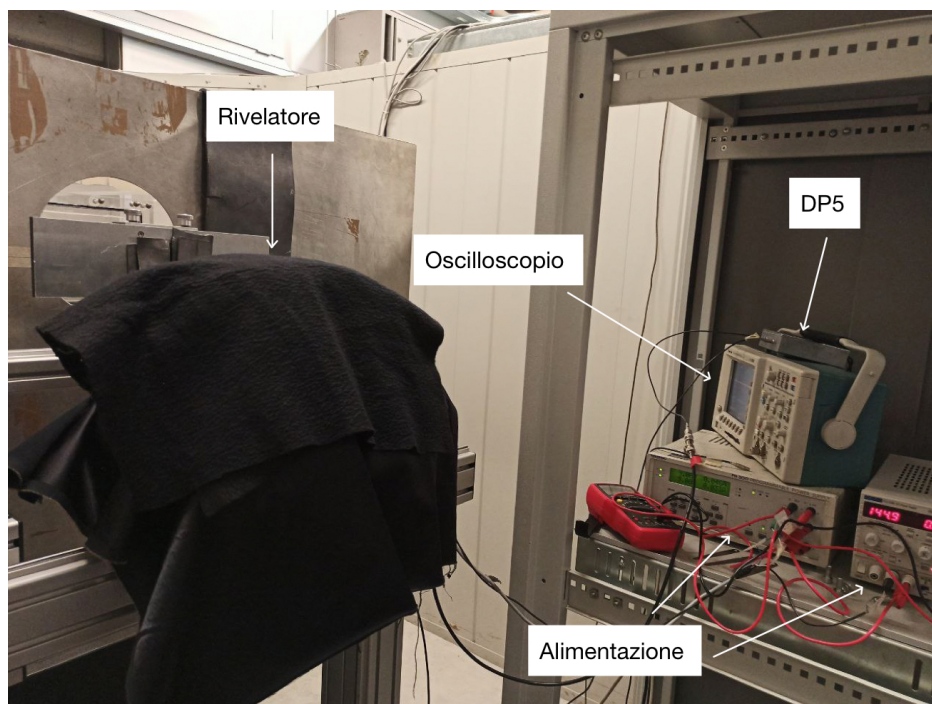
- bassa tensione  $\pm 9$  V;
- alta tensione  $-145$  V.



**Figura 5.1:** Schema della posizione e dei collegamenti elettronici degli strumenti usati durante l'esperimento.



**Figura 5.2:** Immagine del rivelatore sul portacampioni del LARIX-A, posto a una distanza di 10 cm dal secondo collimatore. Il fascio è in asse rispetto al cristallo scintillatore. Tra il rivelatore e il portacampioni c'è uno strato di polistirolo per isolamento, il cui scopo è evitare ulteriori fonti di rumore elettronico indotte da correnti parassite nelle masse comuni del LARIX-A e dell'esperimento.



**Figura 5.3:** Immagine del rivelatore, collegato all'alimentazione, a un oscilloscopio e al DP5. Il rivelatore è coperto da un telo nero affinché la luce esterna non produca ulteriore corrente nella SDD che sommandosi alla corrente di buio ne incrementi il rumore.

Prima di cominciare ad acquisire i dati, sono state effettuate misure “di buio”, cioè senza esporre il rivelatore ad alcuna sorgente, per controllare il livello di rumore elettronico e l’assenza di altre fonti di disturbo. Dopo queste prove preliminari, per minimizzare le fonti di rumore elettronico, durante le misure è stato spento l’oscilloscopio.

## 5.2 Svolgimento delle misure

Ogni campagna di misura si è svolta seguendo lo schema mostrato in Fig. 5.4. Inoltre, durante le misure è stata monitorata la temperatura ambientale, dato che questa influenza la corrente di buio della SDD e quindi il rumore del sistema.



**Figura 5.4:** Schema seguito per ogni campagna di misure.

### 5.2.1 Acquisizione dati delle sorgenti

La radioattività è il fenomeno per cui alcuni nuclei instabili si trasformano spontaneamente in altri, emettendo particelle. La trasformazione in un altro nucleo può avvenire in un tempo più o meno breve. I decadimenti radioattivi sono principalmente decadimento  $\alpha$ , decadimento  $\beta^\pm$  e cattura elettronica.

Nel decadimento radioattivo il nucleo raggiungerà un livello stabile (o meta-stabile) attraverso diversi possibili schemi (*branching ratio*) con emissione di fotoni  $\gamma$  caratteristici. Inoltre se il nucleo cambia numero atomico, l’atomo risultante può ritornare allo stato di equilibrio emettendo fotoni X con energia specifica.

Le sorgenti usate per l’esperimento sono state:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{57}\text{Co}$  e  $^{133}\text{Ba}$ . Ogni elemento emette in maniera diversa e in Tab. 5.1 sono riportate le principali energie dell’emissione della radiazione elettromagnetica delle righe usate per l’analisi. Nel Cap. 6 verranno descritti i singoli spettri di ogni elemento in tabella.

Elemento	Energia (keV)
$^{241}\text{Am}$	13.94*
	17.74*
	20.96*
	26.34
	59.54
$^{137}\text{Cs}$	32.88*
	661.65
$^{57}\text{Co}$	122.06
$^{22}\text{Na}$	511.00
$^{133}\text{Ba}$	80.89*
	276.39
	302.85
	356.02

**Tabella 5.1:** Energie tipiche dei fotoni emessi dai radioisotopi usati durante l’esperimento. \*Media ponderata sul multipletto. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>.

Di ogni elemento si è acquisito lo spettro a fascio spento per una durata di 300 s ciascuno. Per primo è stato acquisito lo spettro dello  $^{241}\text{Am}$ . Durante tutte le misure, la sorgente di  $^{241}\text{Am}$  è stata posta al di sopra di una finestra sottile (0.2 mm Al) sul coperchio del rivelatore, per permettere di minimizzare l'attenuazione dei fotoni di bassa energia prima di raggiungere la SDD. Al contrario, i dati relativi alle altre sorgenti sono stati acquisiti con le sorgenti poste di fianco al rivelatore, per fare in modo che i fotoni emessi venissero intercettati in primo luogo dallo scintillatore.

La scelta delle due posizioni è relativa al ruolo di ogni sorgente:  $^{241}\text{Am}$  è stato usato per una calibrazione assoluta del sistema. Sfruttando l'interazione diretta dei fotoni di bassa energia nella SDD e la relazione tra energia assorbita dal silicio e carica prodotta dallo stesso (1 elettrone ogni 3.6 eV depositati nel silicio) è possibile associare ad ogni picco dello  $^{241}\text{Am}$  un valore assoluto di carica. Poiché il sistema rimane invariato quando la SDD agisce come foto-rivelatore, la stessa scala è utilizzata per determinare la carica prodotta da una riga di sorgente nello scintillatore. Essendo l'energia della riga nota, si può determinare il segnale in  $e^-/\text{keV}$  all'uscita del sistema SDD-scintillatore, e che chiamiamo uscita luce, per la calibrazione elettronica di tutti gli spettri. Le altre sorgenti sono state usate per caratterizzare l'uscita luce corrispondente all'energia di ogni loro riga. Inoltre, l'uso delle sorgenti può essere necessario per un'ulteriore ricalibrazione in energia dei risultati, perché il valore impostato via software nel sistema di controllo del monocromatore del LARIX-A potrebbe non corrispondere all'energia reale del fascio a causa di molteplici fattori (per esempio, dilatazioni termiche nel sistema meccanico del monocromatore dovute alle variazioni di temperatura). Alla fine dell'analisi dei dati verrà applicata una calibrazione in energia.

Gli spettri di  $^{241}\text{Am}$  e/o  $^{137}\text{Cs}$  sono stati inoltre acquisiti a vari intervalli durante le misure, per monitorare eventuali variazioni dei parametri di calibrazione di cui discusso nel Cap. 4.1.3, causati per esempio dalle variazioni di temperatura. Si acquisiscono spettri che presentano sia righe osservate solo dalla SDD, che righe viste dal rivelatore SDD-scintillatore. In tal modo è possibile monitorare eventuali variazioni sia nella calibrazione in ampiezza assoluta nel caso dalla SDD, sia variazioni delle misure dell'uscita luce, causate dal sistema SDD-scintillatore, dall'avvolgimento del cristallo e dal contatto ottico. Lo  $^{241}\text{Am}$  è stato usato per controllare i parametri relativi alla calibrazione della SDD, mentre il  $^{137}\text{Cs}$  è stato usato per controllare possibili variazioni dovute dallo scintillatore. In tutti i casi non sono stati osservati dei cambiamenti negli spettri di  $^{241}\text{Am}$  e/o nella riga di 32.88 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Pertanto, la calibrazione in ampiezza assoluta da parte del sistema SDD non ha mostrato variazioni. Invece, osservando la riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ , si è riscontrata una piccola variazione durante l'acquisizione per il terzo campione, C3. La questione verrà affrontata nel Cap. 6.3.6. Nelle Fig. 5.6, Fig. 5.8 e Fig. 5.10 sono mostrati gli spettri.

Lo scopo dell'osservazione di sorgenti radioattive si può riassumere nel seguente elenco:

1. Calibrazione in ampiezza assoluta ed energia.
2. Controllo dei parametri.
3. Calcolo di ampiezza e uscita luce del sistema scintillatore-SDD.

Nel Cap. 6 ogni punto di questo elenco verrà approfondito.

### 5.2.2 Acquisizione dati del fascio

Dopo aver acquisito gli spettri delle sorgenti radioattive, si accende il tubo radiogeno e si controlla che il fascio sia in asse con lo scintillatore, mediante acquisizione di spettri attraverso DppMCA.

Per ogni scintillatore sono stati acquisiti spettri dalla minima energia rivelabile, pari a 20–40 keV, fino a un valore massimo di 130–160 keV, valore scelto a causa dell'allargamento repentino della FWHM del fascio (Fig. 4.19b), con un tempo di acquisizione di 60 s per ciascuna misura. Per studiare la non linearità del GAGG:Ce, l'intervallo energetico 48–52 keV è stato studiato con maggiore attenzione attraverso l'acquisizione di 16 spettri ad intervalli di 0.25 keV, mentre, per studiare l'uscita luce generica, fino a 100 keV sono stati acquisiti spettri con un passo di 2 keV e oltre i 100 keV con un passo di 5–10 keV. Durante le misure, i valori di tensione e corrente del tubo radiogeno sono stati regolati in base all'energia: se il fascio è troppo intenso, cioè viene prodotto un elevato flusso di fotoni, si creano fenomeni di pile-up. Sullo spettro si registrerebbero pertanto due picchi: uno all'energia scelta e l'altro al suo doppio (Knoll, 2010). In ogni caso, alcuni degli spettri presentano residui fenomeni di pile-up che comunque non incidono in modo significativo sull'analisi successiva della riga.

#### Campione C1

Per il primo campione, un GAGG:Ce di HERMES, i parametri di acquisizione del DppMCA sono riportati in Tab. 5.2. Durante la campagna di misura sono stati acquisiti 58 spettri dal fascio da 26 a 130 keV: da 26 a 100 keV con un passo di 2 keV, con esclusione dell'intervallo energetico 48–52 keV il cui passo è di 0.25 keV, e altri 5 spettri a 105, 110, 115, 120 e 130 keV. Le sorgenti raccolte sono  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  e  $^{137}\text{Cs}$ . In particolare, acquisizioni con quest'ultima sorgente sono state usate come controllo dei parametri per il software del DppMCA, per la futura calibrazione in ampiezza e per il calcolo della normalizzazione.

Inoltre, sono stati acquisiti ulteriori spettri, sia da fascio che da sorgenti, a tempi di formatura di 4 e 16  $\mu\text{s}$ , per verificare che non ci fosse una dipendenza delle misure dal tempo di formatura scelto. Gli spettri acquisiti per gli altri due tempi di formatura (4 e 16  $\mu\text{s}$ ) sono stati 5 spettri di sorgenti diverse e 17 spettri del fascio nell'intervallo energetico 48–52 keV.

Infine, nella Tab. 5.3 sono riportati i valori di tensione e corrente impostati per il tubo radiogeno, relativi ad ogni energia.

Parametri	Valore
Soglia del rumore	15
Numero di canali	1024
Guadagno totale	2.494
Reset lockout	20 $\mu\text{s}$
Tempo di formatura	4, 8, 16 $\mu\text{s}$

**Tabella 5.2:** Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativo al campione C1. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3.

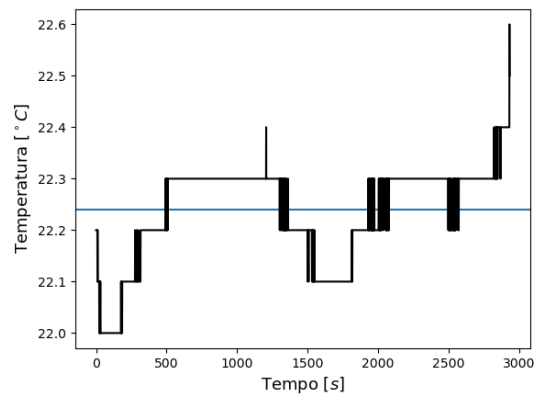
La temperatura media misurata è stata di 22.3 °C, con una minima di 22.0 °C e una massima di 22.6 °C. La Fig. 5.5 mostra l'andamento della temperatura nell'arco della giornata.

Durante le misure per il C1, come detto prima, sono stati acquisiti diversi spettri di  $^{137}\text{Cs}$  per osservare che i parametri non variassero. La Fig. 5.6 riporta lo spettro: attraverso la riga a 32.88 keV



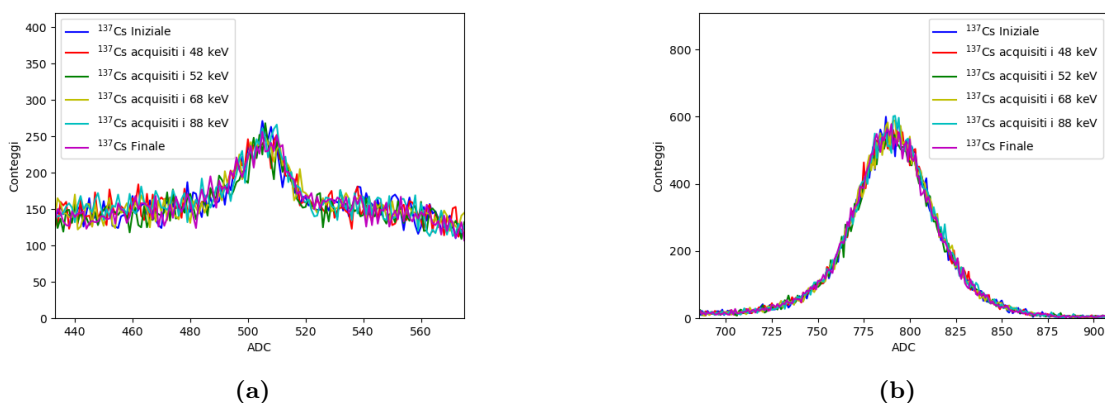
Energia (keV)	Tensione tubo (kV)	Corrente tubo (mA)
26–40	50	60
42–64	80	5
66–70	100	5
72–90	100	10
92–100	120	8
105–115	140	4
120	150	1
130	180	3

**Tabella 5.3:** Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione C1.



**Figura 5.5:** Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C1. L'errore associato a ogni misura è di  $0.1^{\circ}\text{C}$ . La retta in blu indica la temperatura media.

(Fig. 5.6a) si monitora la costanza della calibrazione assoluta della SDD, mentre con la riga a 661.65 keV si monitora la costanza dell'uscita luce dello scintillatore (Fig. 5.6b). In entrambi i casi non si riscontrano variazioni.



**Figura 5.6:** Dettaglio della riga a 32.88 keV misurata con la SDD e della riga a 661.65 keV misurata con scintillatore ricavati dagli spettri del  $^{137}\text{Cs}$  acquisiti in tempi diversi durante la campagna di misurazione di C1. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. (a) Riga a 32.88 keV. (b) Riga a 661.65 keV.

### Campione C2

Per il secondo campione, il secondo GAGG:Ce di HERMES, i parametri di acquisizione del DppMCA sono riportati in Tab. 5.4. Durante la campagna di misura sono stati acquisiti 60 spettri dal fascio da 20 a 160 keV: da 20 a 100 keV con un passo di 2 keV, con esclusione dell'intervallo energetico 48–52 keV, il cui passo è di 0.25 keV, e altri 6 spettri tra 110–160 keV con passo 10 keV. Si sono raccolti inoltre spettri di  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$ .

Infine, nella Tab. 5.5 sono riportati i valori di tensione e corrente del tubo radiogeno, relativi ad ogni energia.

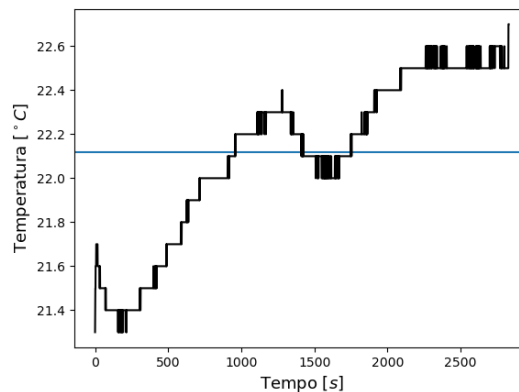
Parametri	Valore
Soglia del rumore	25
Numero di canali	1024
Guadagno totale	2.5
Reset lockout	20 $\mu\text{s}$
Tempo di formatura	8 $\mu\text{s}$

**Tabella 5.4:** Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativi al campione C2. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3.

Energia (keV)	Tensione tubo (kV)	Corrente tubo (mA)
20–40	50	20
42–64	80	5
66–70	100	5
72–90	100	10
92–98	120	8
100–130	150	4.6
140	160	4.6
150	170	4.6
160	180	4.6

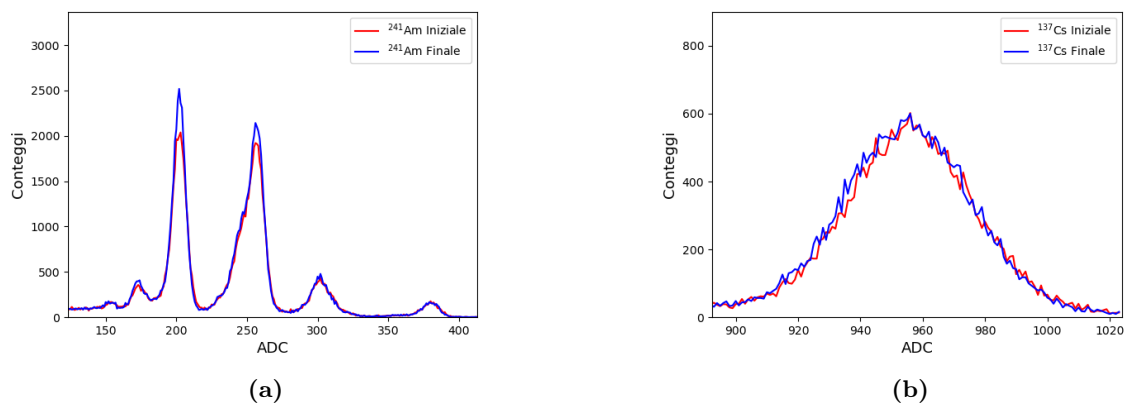
**Tabella 5.5:** Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione 2.

La temperatura media misurata è stata di 22.1 °C, con una minima di 21.3 °C e una massima di 22.7 °C. La Fig. 5.7 mostra l'andamento della temperatura nell'arco della giornata.



**Figura 5.7:** Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C2. L'errore su ogni misura è di 0.1°C. La retta in blu indica la temperatura media.

Durante le misure per il C2, sono stati acquisiti due spettri, uno all'inizio delle misure e uno alla fine, di  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$  per osservare una eventuale variazione dei parametri di calibrazione. La Fig. 5.8 mostra che gli spettri non mostrano variazioni significative. Pertanto, durante la campagna di misura non ci sono state modifiche.



**Figura 5.8:** Dettagli degli spettri acquisiti all'inizio e alla fine delle misure. Gli spettri in rosso sono quelli iniziali, in blu quelli finali. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. In entrambi i casi non si riscontrano variazioni dei parametri. (a) Righe di  $^{241}\text{Am}$  acquisita con SDD. (b) Riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  acquisita con lo scintillatore.

### Campione 3

Per il terzo campione, il GAGG:Ce con una sezione di  $1\text{ cm}^2$ , i parametri scelti per il software sono riportati in Tab. 5.6. Durante la campagna di misura sono stati acquisiti 60 spettri dal fascio da 40 a 160 keV: da 40 a 100 keV con un passo di 2 keV, con esclusione dell'intervallo energetico 48–52 keV, il cui passo è di 0.25 keV e altri 6 spettri tra 110–160 keV con passo 10 keV. Sono inoltre stati acquisiti spettri di  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$ .

Infine, nella Tab. 5.7 sono riportati i valori di tensione e corrente del tubo radiogeno, relativi ad ogni energia.

Parametro	Valore
Soglia del rumore	30
Numero di canali	4095
Guadagno totale	3.792
Reset lockout	100 $\mu\text{s}$
Tempo di formatura	8 $\mu\text{s}$

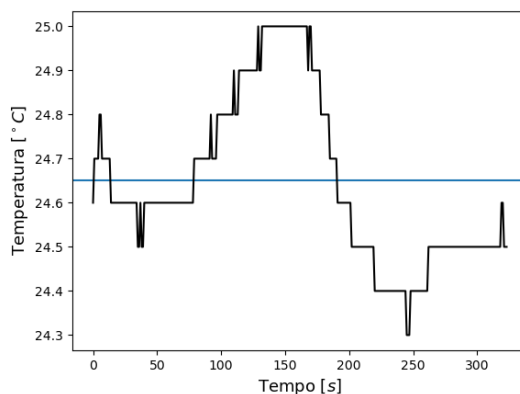
**Tabella 5.6:** Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativo al campione C3. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3.

La temperatura media misurata è stata di  $24.7\text{ }^\circ\text{C}$ , con una minima di  $24.3\text{ }^\circ\text{C}$  e una massima di  $25.0\text{ }^\circ\text{C}$ . La Fig. 5.9 mostra l'andamento della temperatura nell'arco della giornata.

Durante le misure per il C3, sono stati acquisiti due spettri di  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$ , uno all'inizio e uno alla fine delle misure, per osservare una eventuale variazione dei parametri di calibrazione. La Fig. 5.10 mostra gli spettri. In questo caso, la SDD non presenta variazioni (Fig. 5.10a), mentre in Fig. 5.10b

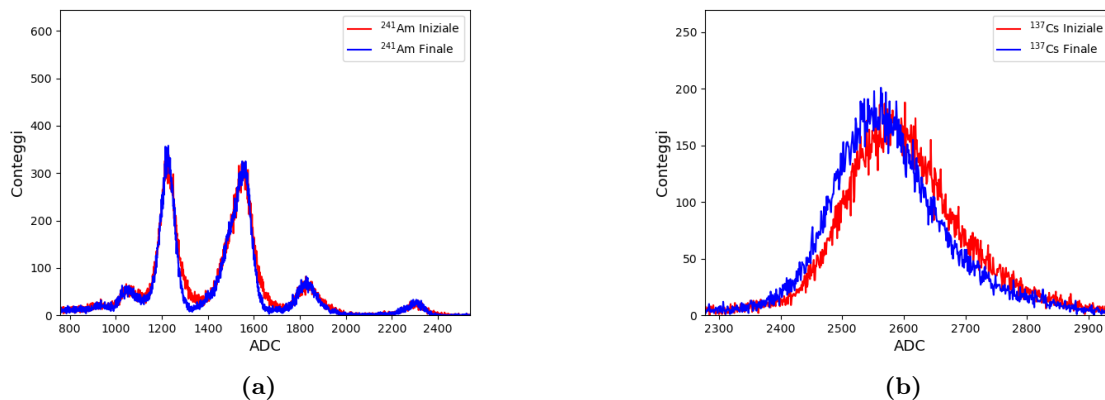
Energia (keV)	Tensione tubo (kV)	Corrente tubo (mA)
40–80	100	14.4
82–100	120	2
110–130	150	1.5
140–160	180	1

**Tabella 5.7:** Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione 3.



**Figura 5.9:** Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C3. L'errore su ogni misura è di  $0.1^\circ\text{C}$ . La retta in blu indica la temperatura media.

si vede come la riga a  $661.65\text{ keV}$  si trovi in posizioni diverse nei due spettri. Questo significa che la calibrazione in ampiezza assoluta non mostra variazioni, mentre la normalizzazione finale dei dati avrà bisogno di una particolare attenzione, che verrà discussa nel Cap. 6.4.4.



**Figura 5.10:** Dettagli degli spettri acquisiti all'inizio e alla fine delle misure. Gli spettri in rosso sono quelli iniziali, in blu quelli finali. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. **(a)** Righe di  $^{241}\text{Am}$  acquisita con SDD, questo spettro non mostra variazioni. **(b)** Riga a  $661.65\text{ keV}$  del  $^{137}\text{Cs}$  acquisita con lo scintillatore. Questo spettro mostra variazioni nell'uscita luce del cristallo. Durante l'analisi dei dati questo verrà tenuto in conto per la normalizzazione finale dell'uscita luce, che verrà discussa del Cap. 6.4.4.



## 6. Analisi dati e modellazione

Il presente capitolo tratta l'analisi dei dati acquisiti durante le campagne di misura. Verranno descritti gli spettri per ogni radioisotopo utilizzato e le peculiarità degli spettri del fascio monocromatico. Successivamente, verrà illustrato come sono state modellate le righe attraverso la libreria `lmfit` di Python e i problemi riscontrati durante l'analisi. Infine, verrà descritto il procedimento e le scelte effettuate per l'analisi e i risultati, per ogni campione di cristallo scintillatore, sull'ampiezza del segnale e sull'uscita luce. Il paragrafo conclusivo sarà dedicato alla costruzione di un modello fenomenologico dei risultati.

### 6.1 Spettri acquisiti

Come descritto nel Cap. 4.1.4, il rivelatore osserva con alta efficienza i fotoni compresi tra qualche keV fino a circa 60–65 keV direttamente con la SDD e i fotoni con energia maggiore di 20–25 keV attraverso lo scintillatore, la cui luce viene successivamente raccolta dalla SDD e convertita in segnale utile di carica. Questo ha effetti diversi sull'informazione spettrale che viene registrata. In questo paragrafo sono descritti gli spettri di ogni sorgente utilizzata per l'esperimento e gli spettri ottenuti con il fascio monocromatico.

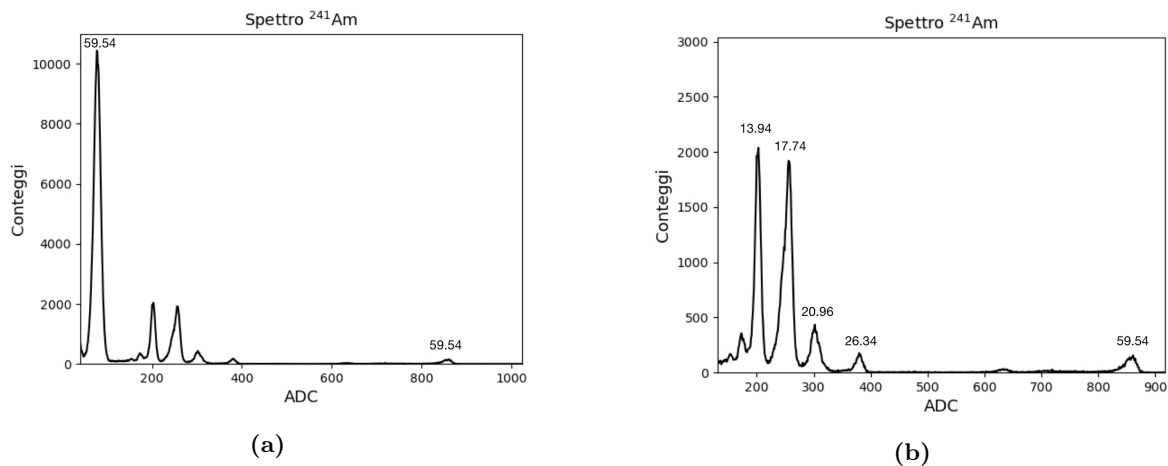
#### 6.1.1 Sorgenti

##### <sup>241</sup>Am

Lo <sup>241</sup>Am decade emettendo una particella  $\alpha$  e principalmente un raggio  $\gamma$  di circa 60 keV. A questa emissione sono associate alcune righe di più bassa energia, comprese tra 13 e 27 keV, caratteristiche del riassetto degli elettroni negli orbitali atomici nel nettunio (Np) risultante dal decadimento dell'Am. L'uso di questa sorgente nell'esperimento è fondamentale per la *calibrazione assoluta* del sistema, ovvero per convertire l'ampiezza del segnale dai canali ADC al corrispondente numero di elettroni prodotto all'anodo del rivelatore SDD.

La riga a 60 keV è rivelata con bassa efficienza nel silicio della SDD e con efficienza molto maggiore dal cristallo scintillatore. In Fig. 6.1a è mostrato un esempio di spettro ottenuto dal sistema SDD-scintillatore. Il primo picco, che si posiziona intorno al 50 dell'ADC, corrisponde al segnale prodotto dai 60 keV nello scintillatore. Come discusso nel Cap. 4.1.4, la stessa energia vista direttamente dalla SDD con molta minore efficienza produce un picco attorno al canale 850 dell'ADC. I picchi intermedi sono le altre righe del Np rivelate, con buona efficienza, direttamente dalla SDD. La Fig. 6.1b mostra lo spettro di <sup>241</sup>Am rivelato dalla SDD escludendo il segnale del sistema SDD-scintillatore. In sostanza, il sistema SDD ed il sistema SDD-scintillatore hanno una risposta diversa. Il primo opera con buona

efficienza da 2 a circa 20–25 keV, poi la sua efficienza diminuisce, per la sopraggiunta trasparenza del sottile strato di silicio (450  $\mu\text{m}$ ). Il secondo opera da circa 25–30 keV fino a parecchie centinaia di keV, ma a parità di energia rivelata, produce un segnale più basso del precedente (di circa un fattore 12).



**Figura 6.1:** Spettro di  $^{241}\text{Am}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2, con tempo di esposizione di 300 s. Alle energie della Tab. 5.1 sono associate le righe dello spettro. **(a)** Nello spettro sono presenti due righe a 59.54 keV, perché i fotoni sono stati rivelati sia dalla SDD, sia per interazione con lo scintillatore. La prima riga, a circa 50 ADC, è quella ottenuta attraverso la scintillazione, la seconda, a circa 850 ADC, dalla rivelazione della SDD. **(b)** Zoom dello spettro precedente. Queste righe sono state osservate solo dalla SDD.

### $^{137}\text{Cs}$

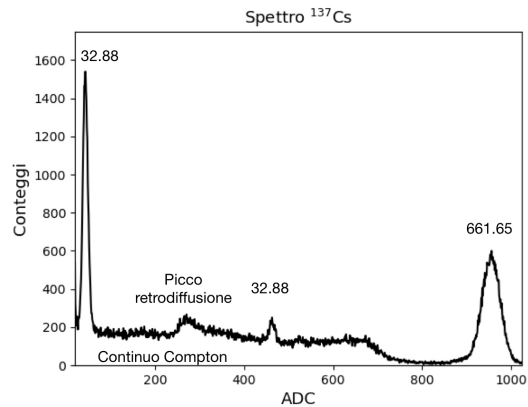
Come visto nel Cap. 5.2.1, il  $^{137}\text{Cs}$ , che decade  $\beta^-$ , è stato usato per il controllo dei parametri, descritti nel Cap. 4.1.3, per calcolare l'uscita luce e l'ampiezza delle due righe a 32.88 keV e 661.65 keV e per la calibrazione in energia delle misure. Come nel caso dello  $^{241}\text{Am}$ , il  $^{137}\text{Cs}$  presenta la "doppia riga" relativa alla rivelazione nelle due diverse modalità dei fotoni a 32.88 keV: il picco a circa 40 ADC corrisponde alla rivelazione nello scintillatore, il picco a circa 500 ADC alla rivelazione diretta nella SDD. In Fig. 6.2 è mostrato un esempio di spettro ottenuto durante una delle acquisizioni, con le energie associate. Nello spettro, oltre alle righe, è presente il continuo Compton e il picco di retrodiffusione, descritti nel Cap. 2.1.

### $^{22}\text{Na}$

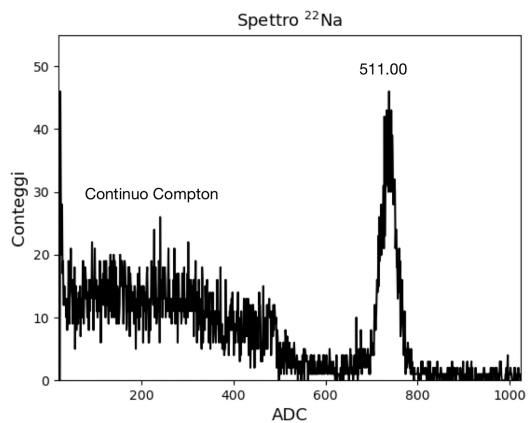
Il  $^{22}\text{Na}$  è un elemento che decade  $\beta^+$ , ed emette raggi  $\gamma$  a 511 keV e a 1275 keV. Quest'ultima riga non è visibile nello spettro di Fig. 6.3 a causa della bassa attività della sorgente utilizzata, che avrebbe richiesto tempo di misura troppo lunghi. Il  $^{22}\text{Na}$  è stato usato per calcolare l'uscita luce e l'ampiezza della riga a 511.00 keV.

### $^{57}\text{Co}$

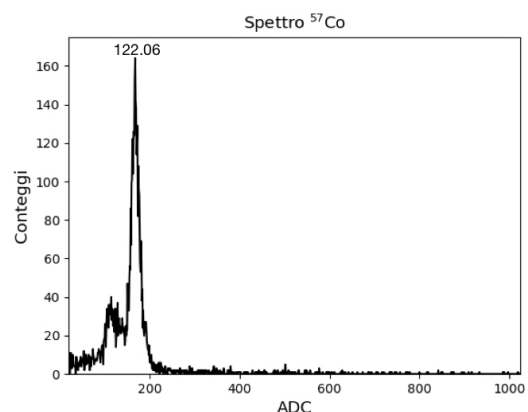
Il  $^{57}\text{Co}$  è stato usato per calcolare l'uscita luce e l'ampiezza della riga a 122.06 keV. In Fig. 6.4 è mostrato un esempio di spettro ottenuto durante una delle acquisizioni, con le energie associate.



**Figura 6.2:** Spettro di  $^{137}\text{Cs}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Alle energie della Tab. 5.1 sono associate le righe dello spettro. Nello spettro del cesio è presente anche il picco di retrodiffusione e il continuo Compton. Inoltre, sono presenti due righe a 32.88 keV, il picco a circa 40 ADC corrisponde alla rivelazione nello scintillatore, il picco a circa 500 ADC alla rivelazione diretta nella SDD, a causa del meccanismo di doppia rivelazione.



**Figura 6.3:** Spettro di  $^{22}\text{Na}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. È presente una sola riga a 511 keV, oltre al continuo Compton.

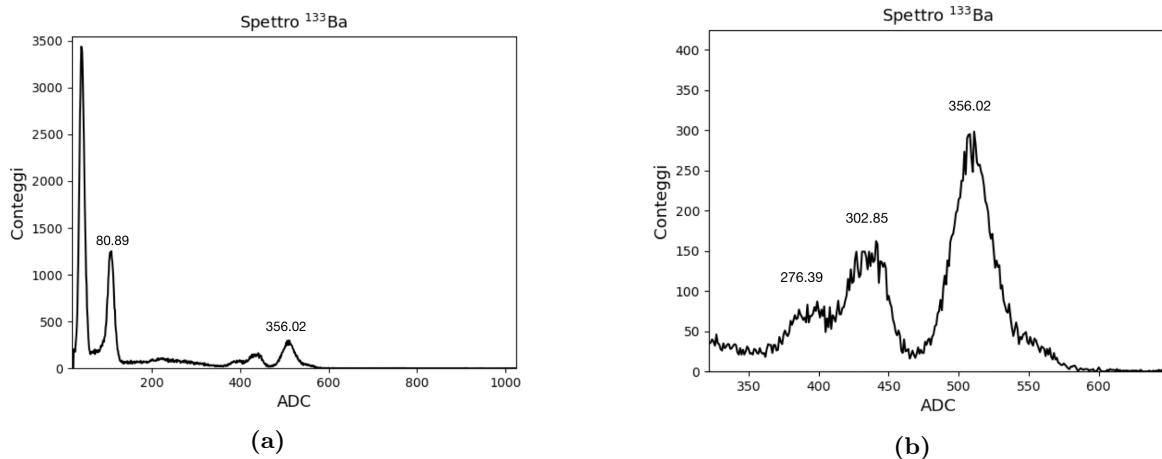


**Figura 6.4:** Spettro di  $^{57}\text{Co}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Lo spettro presenta la riga a 122.06 keV. Il picco precedente alla riga è dovuto alla retrodiffusione.



**$^{133}\text{Ba}$** 

Il  $^{133}\text{Ba}$  è stato usato per calcolare l'uscita luce e l'ampiezza delle righe a 30.85, 80.89, 275.39, 302.02, 366.02 keV. L'analisi delle righe a 275.39 e 302.02 keV è complicata dal fatto che si sovrappongono, a causa della risoluzione energetica del sistema rivelatore SDD-scintillatore. In Fig. 6.5a è mostrato un esempio di spettro ottenuto durante una delle acquisizioni, con le energie associate.



**Figura 6.5:** Spettro di  $^{133}\text{Ba}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Le righe dello spettro sono associate alle energie riportate in Tab. 5.1. In questo caso, si è posizionata la sorgente rispetto al sistema SDD-scintillatore in modo tale che i fotoni di bassa energia ( $\leq 30$  keV) non raggiungessero la SDD. **(a)** Spettro complessivo che include anche un continuo Compton. **(b)** Zoom sulle righe a 276.39, 302.02 e 356.02 keV.

### 6.1.2 Fascio al LARIX

Gli spettri acquisiti dal rivelatore SDD-scintillatore con il fascio monocromatico presentano diversi profili. Alle energie più basse lo spettro è descritto da una sola riga, mentre a energie crescenti lo spettro mostra fenomeni di continuo Compton e picchi di retrodiffusione, descritti nel Cap. 2.1. Inoltre, come è mostrato in Fig. 6.6d, alcuni spettri presentano un pile-up residuo, a causa del flusso intenso del fascio. Tuttavia, si tratta di piccoli fenomeni che non incidono in modo significativo sulla forma delle righe.

Di seguito sono descritti i tipi di spettro ottenuti con il fascio monocromatico.

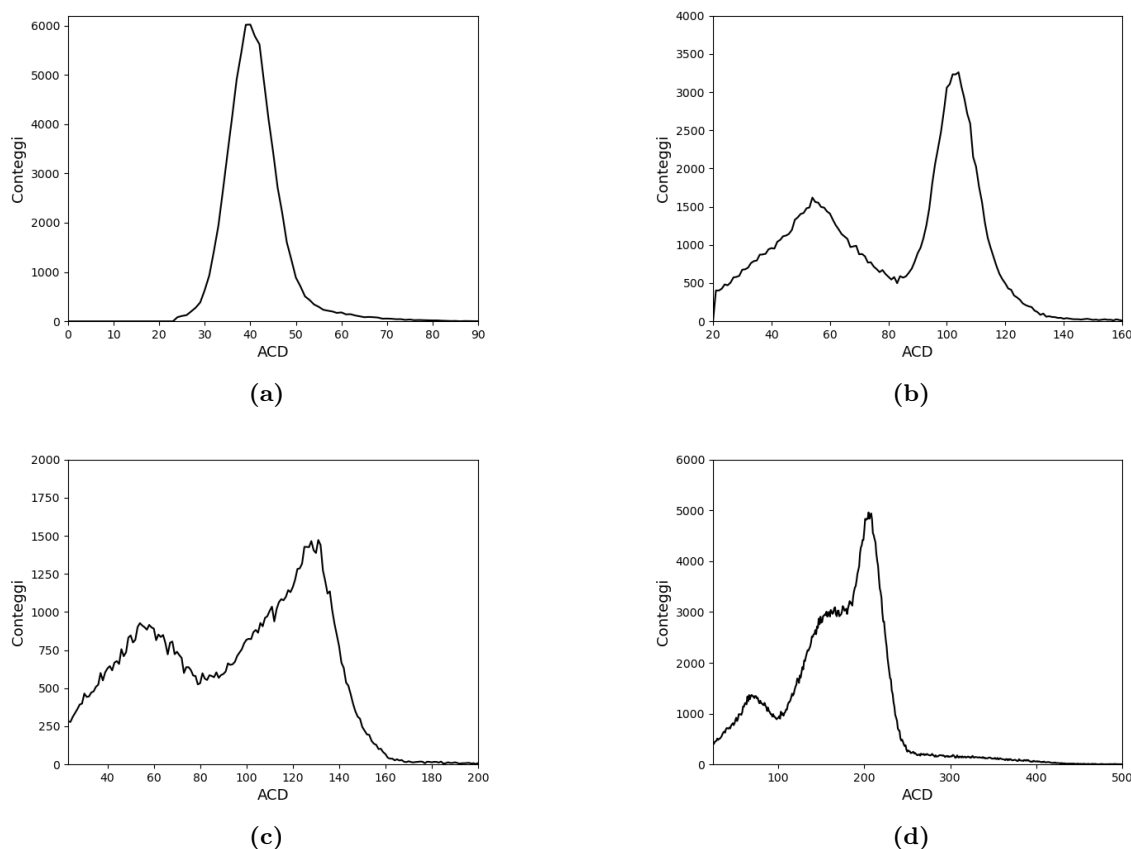
#### Spettri a riga singola

Alle basse energie, fino a circa 50 keV, gli spettri mostrano una sola riga con una distribuzione gaussiana. In questo caso, i fotoni rilasciano tutta la loro energia sul rivelatore. Un esempio è mostrato in Fig. 6.6a, dove viene riportato uno spettro con il fascio a 30 keV. Lo spettro non mostra un significativo continuo Compton.

#### Spettri con continuo Compton e picco di retrodiffusione

Oltre i 50 keV, inizia a comparire il picco generato dalla retrodiffusione e il continuo Compton. La Fig. 6.6b mostra uno spettro per un'energia del fascio di 100 keV: la riga è ben distinguibile dal continuo Compton e dal picco di retrodiffusione. Tuttavia, a energie sempre più alte, come mostra la

Fig. 6.6c, il picco di retrodiffusione si sovrappone alla riga del fascio monocromatico. La posizione del picco di retrodiffusione è calcolabile attraverso l'Eq. 1.14 e il valore del Compton edge è calcolabile attraverso l'Eq. 2.3. Per esempio, nel caso della riga a 30 keV, il picco di retrodiffusione e il Compton edge si trovano centrati ad un'energia di  $\sim 27$  keV, mentre per lo spettro di energia 115 keV in Fig. 6.6c il picco di retrodiffusione si trova attorno a 79 keV e il Compton edge è rivelabile a 43 keV. Considerando le condizioni date dall'accoppiamento degli scintillatori C1 e C2 con la SDD, attraverso la calibrazione lineare in energia del  $^{137}\text{Cs}$ , le energie precedenti corrispondono ad un canale di 35 ADC per i 30 keV e 93 ADC per i 115 keV.



**Figura 6.6:** Spettri prodotti dal fascio monocromatico, con un tempo di esposizione di 60 s per ciascuna energia. **(a)** Campione C2, energia del fascio di 30 keV, picco a  $\sim 40$  ADC. Lo spettro ha una forma gaussiana. **(b)** Campione C1, energia del fascio di 100 keV. Sulla sinistra sono presenti il continuo Compton con il picco di retrodiffusione ( $\sim 50$  ADC). **(c)** Campione C1, energia del fascio di 115 keV. Da sinistra verso destra: continuo Compton, picco di retrodiffusione ( $\sim 93$  ADC) e fotopicco ( $\sim 130$  ADC). **(d)** Campione C2, energia del fascio di 150 keV. Da sinistra verso destra: continuo Compton, picco di retrodiffusione ( $\sim 180$  ADC), fotopicco ( $\sim 210$  ADC) e pile up.

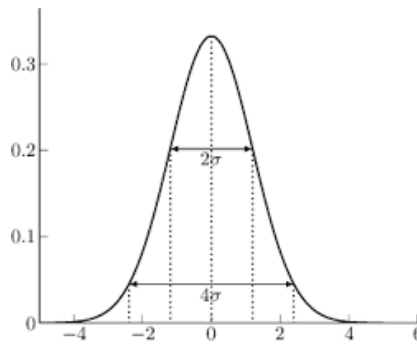
## 6.2 Modellizzazione degli spettri

Lo scopo dell'analisi è quella di determinare il centroide della riga monocromatica in canali dell'ADC: questo valore verrà successivamente convertito in un valore in ampiezza assoluta attraverso la retta di calibrazione. Per descrivere la riga è stata scelta il modello gaussiano.

La distribuzione gaussiana (Taylor, 1999) è una distribuzione statistica  $p(x)$  definita come:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (6.1)$$

dove  $\mu$  è il valore medio, il centroide della distribuzione, e  $\sigma^2$  è la varianza. In un intervallo di  $\mu \pm \sigma$  si concentra il 68% della probabilità, in  $\pm 2\sigma$  il 95% e in  $\pm 3\sigma$  il 99.7%, come è mostrato in Fig. 6.7.



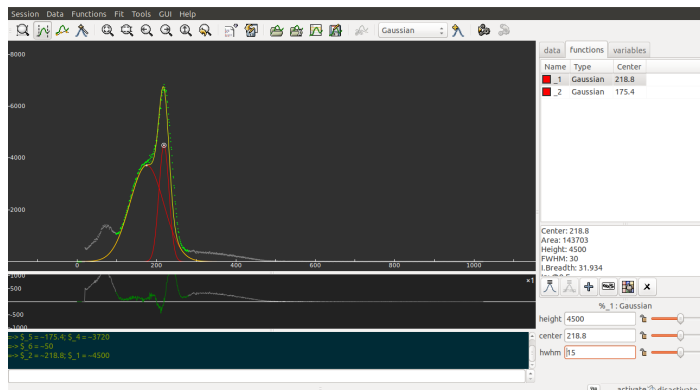
**Figura 6.7:** Distribuzione gaussiana.

Nella sezione 6.1 si è visto come, durante le misure, siano stati ottenuti due tipi di righe: righe che presentano solo un picco e righe modificate dalla retrodiffusione. Pertanto, esse sono state trattate in maniera differente. Per entrambe sono state realizzate due funzioni Python, attraverso la libreria `lmfit.model` con il modello `GaussianModel`, che descrive dati con distribuzione gaussiana. Le due funzioni restituiscono il centro della gaussiana  $\mu$  che descrive il picco di energia della riga e il suo errore  $\sigma$ .

Per la riga singola è bastato creare una funzione che contenesse un modello gaussiano, in cui inserire l'intervallo in cui cercare la riga da modellare. Nella maggior parte dei casi, le righe degli spettri di fascio e sorgente sono stati modellati con una gaussiana singola.

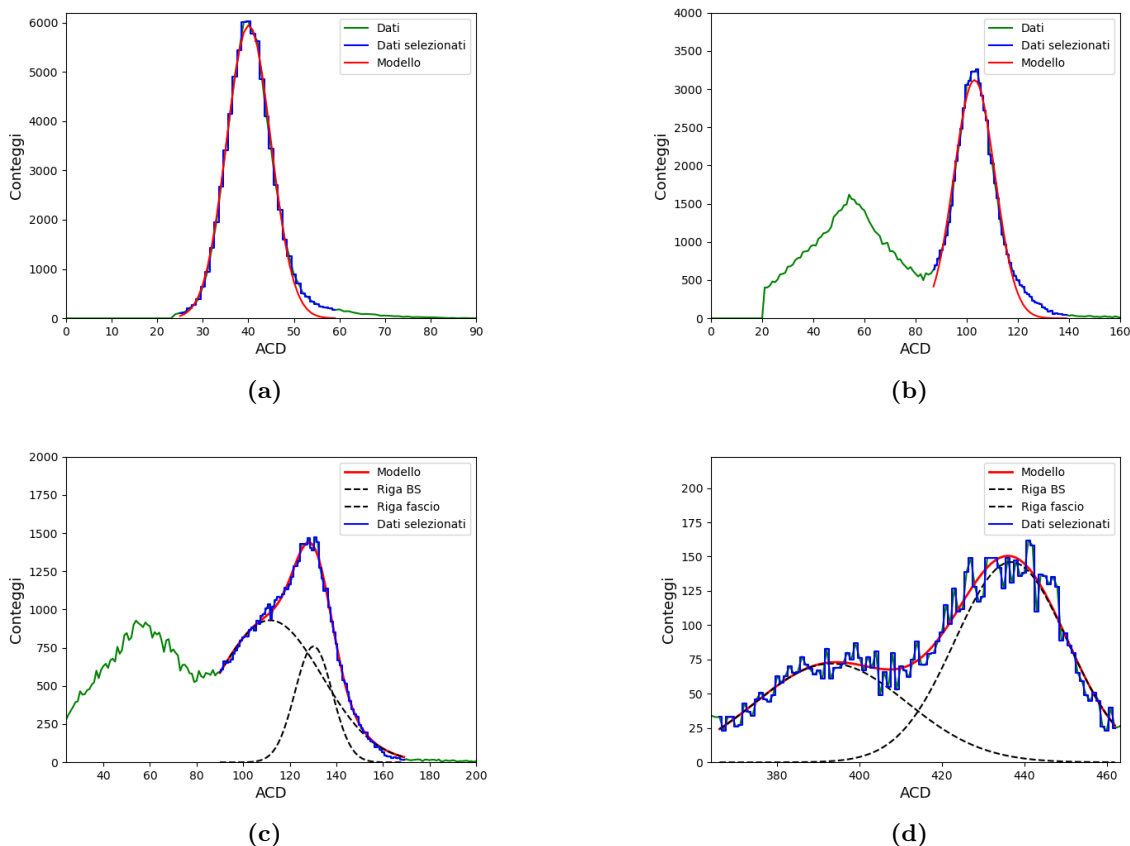
Nel caso in cui le righe non fossero ben separate tra loro, si è creata una funzione che contenesse un modello a doppia gaussiana, in cui, oltre a includere l'intervallo in cui cercare le due righe, si sono inseriti i possibili intervalli in canali in cui trovare i centri delle gaussiane, le sigma e le altezze. Gli intervalli di variabilità di tali parametri sono stati scelti dopo diverse prove realizzate sugli spettri stessi. In particolare, si è deciso per un intervallo di variabilità del 20% per i centri e le sigma, mentre le altezze sono state lasciate come valori liberi. Inizialmente, i valori sono stati selezionati attraverso il software `fityk`<sup>1</sup>. Questo programma permette di inserire gli spettri nel software e aggiungere “a mano” le singole componenti gaussiane del modello. Il programma è impostato per restituire valori di centro, sigma e altezza della gaussiana. I valori ottenuti sono stati successivamente inseriti nella funzione con due gaussiane di Python, come valori di partenza per l'algoritmo di ottimizzazione del fit con il metodo dei minimi quadrati. La Fig. 6.8 mostra un esempio di uno spettro con energia di 160 keV.

<sup>1</sup><https://fityk.nieto.pl/>



**Figura 6.8:** Schermata di fitykh. Il software è stato utilizzato per determinare un valore “ragionevole” per i parametri iniziali della funzione con due gaussiane. Nel software è possibile selezionare l’intervallo, in verde, e aggiungere “a mano” i modelli, in rosso; in giallo è riportato il modello finale. In basso a destra vi sono i valori di centro, sigma e altezza di ogni gaussiana. L’esempio mostra uno spettro di 160 keV ottenuto con C2.

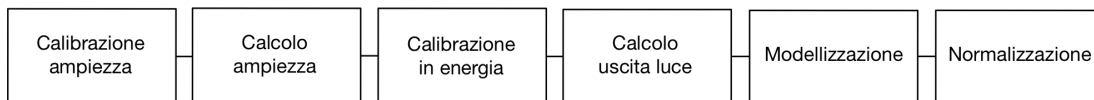
Nelle figure successive sono riportati alcuni esempi di spettri modellizzati.



**Figura 6.9:** Spettri di fascio, con un tempo di esposizione di 60 s per ciascuna energia. In verde lo spettro, in blu i dati dell’intervallo selezionato, in rosso il modello e in nero le singole componenti delle due gaussiane. **(a)** Campione C2, energia del fascio di 30 keV. Modello di una sola riga. **(b)** Campione C1, energia del fascio di 100 keV. Modello di una sola riga. **(c)** Campione C1, energia del fascio di 115 keV. Modello con due righe. **(d)** Campione C2, righe del  $^{133}\text{Ba}$  a 276.39 e 302.02 keV. Modello con due righe.

## 6.3 Analisi delle misure

L'analisi delle varie campagne di misura su ogni campione è stata svolta, a meno di piccole differenze, seguendo i passaggi dello schema di Fig. 6.10. Per prima cosa, illuminando la SDD con la sorgente di  $^{241}\text{Am}$  ed utilizzando il metodo descritto nel Cap. 5.2.1, si effettua una calibrazione che permette di passare dai canali ADC del DppMCA alla carica espressa come numero di elettroni (calibrazione in ampiezza). In seguito si analizza la misura del sistema scintillatore+SDD posto sul fascio monocromatico (calibrazione in energia) e si determinano i parametri del picco, in unità ADC del DppMCA, cui segue il calcolo dell'uscita luce. L'insieme dei valori ottenuti è stato rappresentato con una serie di funzioni che legano l'uscita luce all'energia incidente (modellizzazione) e infine normalizzati al valore relativo ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .



**Figura 6.10:** Schema dell'analisi dati.

### 6.3.1 Calibrazione dell'ampiezza ADC in elettroni

La prima fase dell'analisi dati consiste nella determinazione della calibrazione dell'ampiezza dalle unità del convertitore analogico-digitale (ADC) nel corrispondente segnale in elettroni. In questo caso, la calibrazione è lineare, perché come visto nel Cap. 3.4.2 l'ampiezza dell'evento aumenta con l'energia del fotone. La sorgente usata è  $^{241}\text{Am}$  che illumina direttamente il silicio della SDD (Fig. 6.11a). Con la formula riportata in Eq. 4.4, sono state determinate le ampiezze in elettroni corrispondenti alle righe a 13.67, 17.66, 26.34 e 59.54 keV viste direttamente nella SDD. Per i campioni C1 e C2 le righe usate per la calibrazione sono state le righe a 13.67, 17.66 e 59.54 keV, per il campione C3 sono state usate le righe a 13.67, 17.66 e 26.34 keV, perché la riga a 59.54 keV presentava pochi conteggi. I risultati sono mostrati in Tab. 6.1.

Elemento	Energia (keV)	Ampiezza ( $e^-$ )
$^{241}\text{Am}$	13.94	3872
	17.74	4928
	26.34	7317
	59.54	16539

**Tabella 6.1:** I valori sono stati calcolati attraverso la formula di Eq. 4.4.

Le tre righe sono state modellizzate attraverso la funzione a riga singola, descritta nel precedente paragrafo, per determinare il centro della gaussiana in canali (Fig. 6.11b). Infine, attraverso `Python` e l'utilizzo del modello lineare `LinearModel` della libreria `lmfit.model` è stata creata la retta di calibrazione che lega la carica al canale ADC (Fig. 6.11c).

La calibrazione risultante da questa retta verrà applicata a ogni spettro del fascio e delle sorgenti per potere associare un'ampiezza in elettroni  $N_{e^-}$  al centroide della gaussiana che modella il picco di una riga (Fig. 6.11d). L'equazione della retta si può esprimere mediante la funzione  $f$ , in unità di  $[e^-]$ :

$$f = \mu \cdot m + q \quad (6.2)$$

dove  $m$  (in  $[e^-/\text{ADC}]$ ) e  $q$  (in  $[e^-]$ ) sono pendenza e intercetta della retta di calibrazione e  $\mu$  (in  $[\text{ADC}]$ ) è il canale associato al picco della riga.

L'errore sulla funzione  $f$  (Taylor, 1999), dovuto all'applicazione della calibrazione sui dati, è:

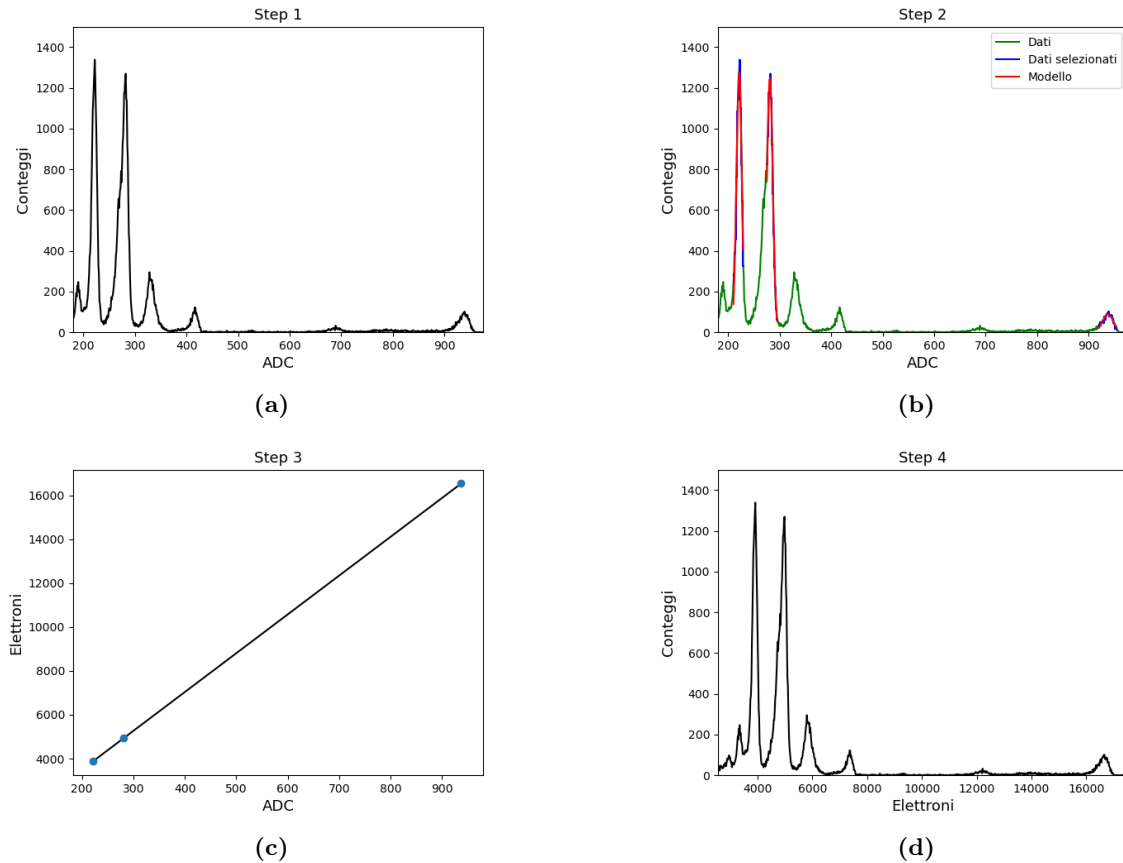
$$\sigma_f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)^2 \sigma_\mu^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial m}\right)^2 \sigma_m^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial q}\right)^2 \sigma_q^2 \quad (6.3)$$

dove  $\sigma_\mu$  è l'errore associato al centro della gaussiana che modella il picco della riga,  $\sigma_m$  è l'errore associato alla pendenza e  $\sigma_q$  è l'errore associato all'intercetta della retta di calibrazione.

Sviluppando le derivate parziali si ottiene:

$$\sigma_f = \sqrt{m^2 \sigma_\mu^2 + \mu^2 \sigma_m^2 + \sigma_q^2} \quad (6.4)$$

Questo è l'errore che verrà applicato sull'ampiezza dell'evento calibrato in elettroni.



**Figura 6.11:** I vari passaggi della creazione della retta di calibrazione da ampiezza ADC alla carica corrispondente in elettroni. Lo spettro è stato realizzato con il campione C1, con un tempo di esposizione di 300 s. **(a)** Step 1: lo spettro di  $^{241}\text{Am}$  in cui si selezionano le righe a 13.67, 17.66 e 59.54 keV. **(b)** Step 2: le righe vengono modellizzate attraverso la funzione a una riga descritta nel Cap. 6.2. **(c)** Step 3: ad ogni canale viene associato il relativo numero di elettroni (ampiezza). I valori si trovano in Tab. 6.1 e viene creata la retta di calibrazione lineare attraverso il modello `LinearModel` della libreria `lmfit.model` di Python. **(d)** Step 4: la retta viene applicata agli spettri attraverso l'Eq. 6.2, in questo caso la retta è applicata allo spettro di  $^{241}\text{Am}$  usato per la calibrazione stessa.

### 6.3.2 Sistema SDD-scintillatore: calcolo dell'ampiezza corrispondente a ciascuna riga

Per calcolare l'ampiezza in elettroni associata ad ogni riga prodotta dalla scintillazione, bisogna per prima cosa modellizzare le righe attraverso le funzioni a riga singola e a doppia riga, di cui si è discusso precedentemente, per calcolare i centroidi di ogni modello gaussiano. Una volta ottenuti questi ultimi, si procede applicando la calibrazione ADC-elettroni determinata precedentemente.

Per le sorgenti, che illuminano il sistema SDD-scintillatore, sono stati calcolati i parametri corrispondenti alle righe descritte nel Cap. 6.1. Ogni riga è stata modellata attraverso la funzione a singolo picco, con esclusione delle righe a 276.39 e 302.02 keV del  $^{133}\text{Ba}$ , che sono molto vicine: per queste ultime è stata applicata la funzione a due gaussiane, i cui parametri iniziali sono stati determinati attraverso `fityk`.

Successivamente, è stata effettuata l'analisi delle misure con il fascio del LARIX, che è stata suddivisa in due parti: l'analisi degli spettri con energie sotto i 100–120 keV e l'analisi oltre i 100–120 keV. Per le misure fino a 100 keV è stata usata la funzione per la singola riga. Oltre, gli spettri sono stati modellizzati attraverso la doppia gaussiana, a causa della sovrapposizione del picco di retrodiffusione con la riga generata dal fascio monocromatico, la cui larghezza peraltro cresce all'aumentare dell'energia. In questo caso, i parametri iniziali da inserire nella funzione sono stati scelti con il seguente criterio:

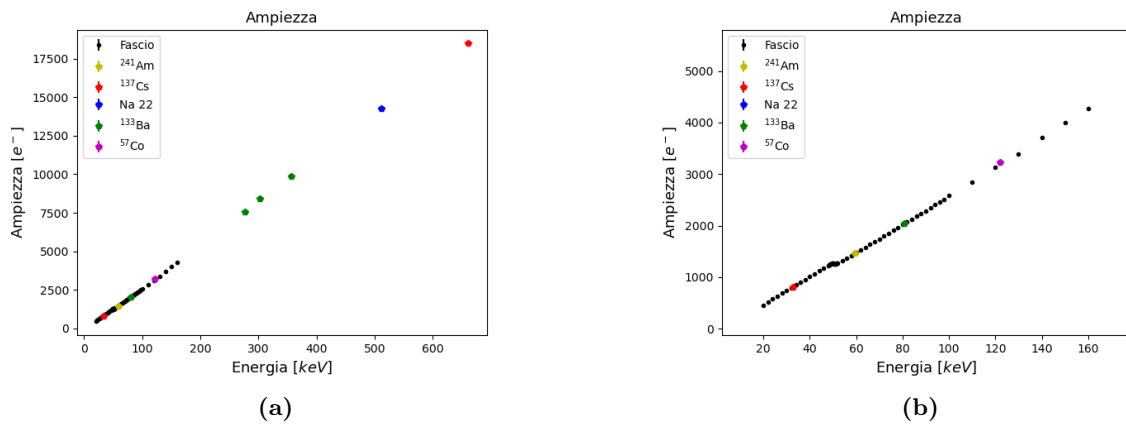
- la posizione (in keV) del picco di retrodiffusione è stata calcolata tramite l'Eq. 1.14 inserendo l'energia del fascio. Per ricavare il corrispondente valore in canali ADC si è effettuata una conversione attraverso una retta di calibrazione in energia ottenuta con la sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ ;
- Per energie superiori all'intervallo della discontinuità relativa al K-edge ( $\sim 48\text{--}55$  keV), si è assunto che la relazione tra l'energia nominale del fascio monocromatico e l'ampiezza misurata dal rivelatore (calibrata in elettroni) torni ad essere lineare (Cap. 3). In questo modo, estrapolando i dati ottenuti sotto 100 keV si è ricavato il valore iniziale dell'ampiezza del picco in ADC da inserire nel modello a due gaussiane;
- i valori iniziali di larghezza (sigma) e di altezza delle due gaussiane sono state calcolati graficamente attraverso il software `fityk`, come descritto precedentemente.

Interpolati i modelli con la procedura di fit, e di conseguenza determinati i valori dei centroidi delle gaussiane, come per le sorgenti si procede alla calibrazione in elettroni di questi valori.

In Fig. 6.12 sono mostrati i valori di ampiezza in elettroni ottenuti per le misure sul campione C2.

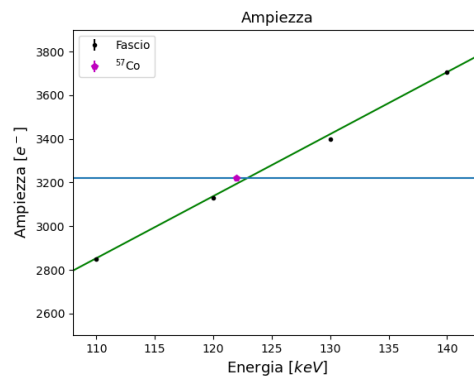
### 6.3.3 Verifica e correzione dell'energia del fascio

Durante le misure, si è notato che energia reale del fascio non corrisponde perfettamente a quella impostata da remoto attraverso il software di controllo del monocromatore, generalmente a causa di piccole variazioni dei parametri meccanici del dispositivo, dovute per esempio alla temperatura. Per quanto riguarda le misure finali, questo si traduce in uno spostamento dei valori in ampiezza (e, di conseguenza, di uscita luce) delle misure di fascio rispetto alle sorgenti. Nella Fig. 6.12b si nota ad esempio come il valore a 122 keV del  $^{57}\text{Co}$  sia spostato verso l'alto rispetto alle misure del fascio. È necessaria, pertanto, una ricalibrazione dell'energia del fascio.



**Figura 6.12:** Ampiezza in funzione dell'energia dei valori ottenuti con il campione C2. **(a)** Ampiezza fascio e sorgenti. **(b)** Zoom sui valori nell'intervallo di energie tra i 20 keV e i 160 keV. Si noti la discontinuità generata dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV.

Per allineare i valori del segnale in elettroni misurato con il fascio del LARIX, ad una definita energia nominale, al valore corrispondente misurato con un radioisotopo che emetta alla stessa energia si è proceduto nel seguente modo, illustrato in Fig. 6.13 per il campione C2. Il segnale in elettroni misurato dal rivelatore è stato interpolato con una retta utilizzando il modello `LinearModel` di `lmfit.model`. Come mostrato in Fig. 6.13, la riga a 122 keV emessa dal <sup>57</sup>Co non interseca questa retta: per correggere la relazione tra segnale del rivelatore in elettroni ed energia impostata nel fascio, è stata tracciata una retta lungo i punti del fascio e una retta parallela all'asse delle ascisse, ricavando il punto da cui fare passare la retta per la calibrazione con la stessa pendenza. Nell'esempio mostrato in figura, relativo al campione C2,  $\Delta E = 1$  keV a 122 keV. Questo procedimento è stato applicato alle righe delle varie sorgenti, fino a 150 keV, ricavando la correzione da applicare alle varie energie nominali del fascio

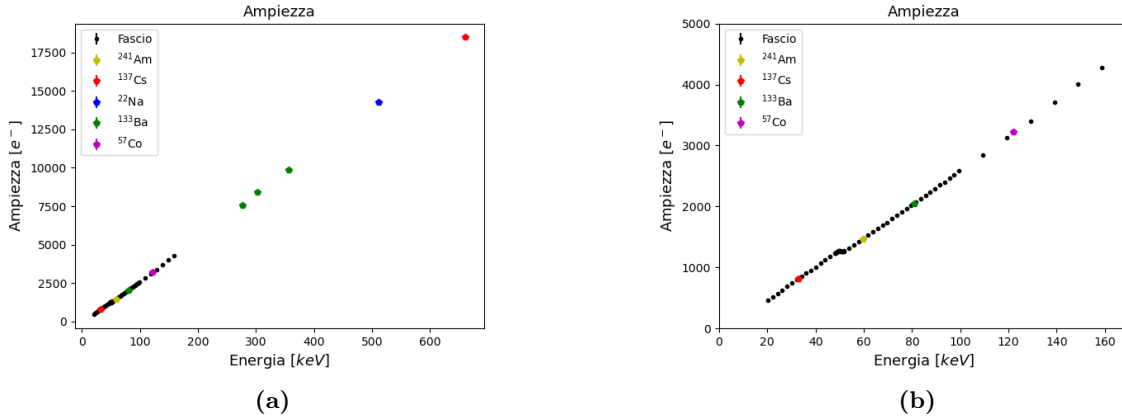


**Figura 6.13:** Ampiezza in elettroni del segnale del fascio monocromatico in funzione dell'energia nominale del fascio, relativo al campione C2. L'ampiezza della riga a 122 keV del <sup>57</sup>Co si trova spostata rispetto al fascio. La retta in verde è la retta che passa per i valori del fascio. La retta in blu è la retta parallela all'asse delle ascisse passante per il valore in ampiezza del <sup>57</sup>Co. La differenza in keV tra il valore dato dalla sorgente ed il punto di intersezione tra le due righe è il punto usato per costruire la retta di correzione dell'energia.

Il risultato consiste in uno spostamento delle misure di ampiezza. Nella Fig. 6.14a si nota come il



valore del  $^{57}\text{Co}$  a 122 keV torni sulla retta, coerente con le misure sul fascio.



**Figura 6.14:** (a) Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia per il campione C2. I valori del fascio ora si trovano allineati con i valori delle sorgenti. (b) Zoom sui valori nell'intervallo 20–160 keV.

### 6.3.4 Calcolo dell'uscita luce

Dopo avere calcolato i valori di ampiezza in elettroni, e ricalibrato le energie del fascio, si procede nel calcolo dell'uscita luce effettiva  $LY_{\text{eff}}$  secondo la formula inversa ricavabile dall'Eq. 3.3, cioè:

$$LY_{\text{eff}} = \frac{N_{e^-}}{E_\gamma} \quad [e^-/\text{keV}] \quad (6.5)$$

dove  $N_{e^-}$  è l'ampiezza in elettroni e  $E_\gamma$  è l'energia espressa in keV.

L'errore associato all'uscita luce effettiva  $\sigma_{LY_{\text{eff}}}$  è stato calcolato come:

$$\sigma_{LY_{\text{eff}}} = \frac{\sigma_f}{E_\gamma} \quad (6.6)$$

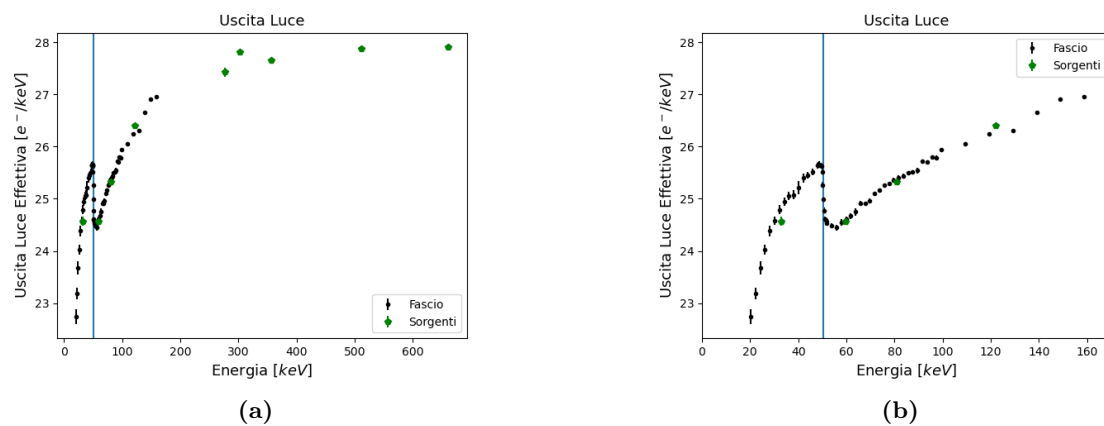
dove  $\sigma_f$  è l'errore sull'ampiezza in elettroni e  $E_\gamma$  è l'energia relativa alla misura.

A seguito del calcolo dell'uscita luce si osserva in maniera evidente la non linearità causata dal gadolinio a 50.23 keV. La Fig. 6.15 mostra i valori di uscita luce per il campione C2. I punti in nero sono le misure di fascio, in verde di sorgente.

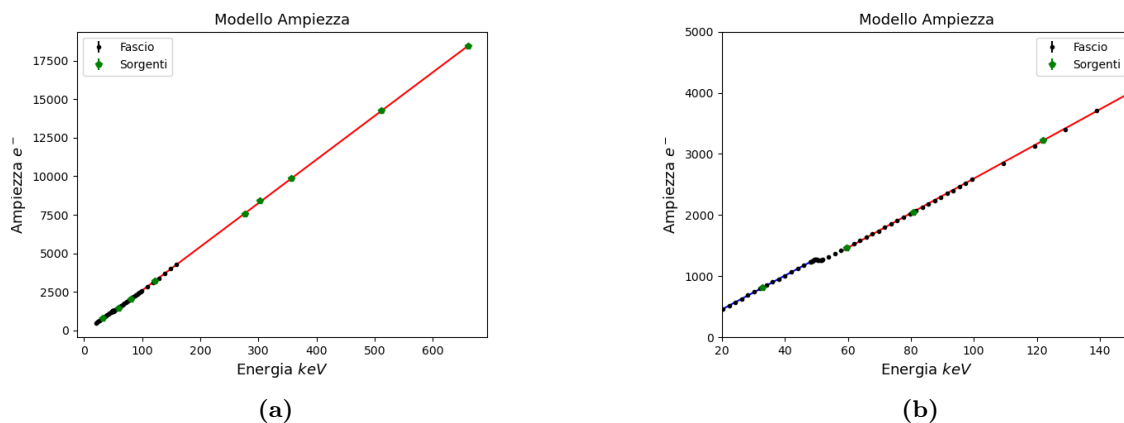
### 6.3.5 Modellizzazione

I dati corrispondenti all'ampiezza in elettroni, sia del fascio che delle sorgenti, possono essere fenomenologicamente modellizzati in maniera semplice attraverso due rette: una a monte della discontinuità a 50.23 keV e una a valle, seguendo l'Eq. 3.4. Anche in questo caso è stato usato il modello `LinearModel` della libreria `lmfit`. Per il modello il peso di ogni punto è stato assunto pari all'inverso dell'errore. Per ogni retta sono stati calcolati i residui, che saranno mostrati nel paragrafo successivo. In Fig. 6.16 sono riportati i modelli realizzati per le misure relative al campione C2.

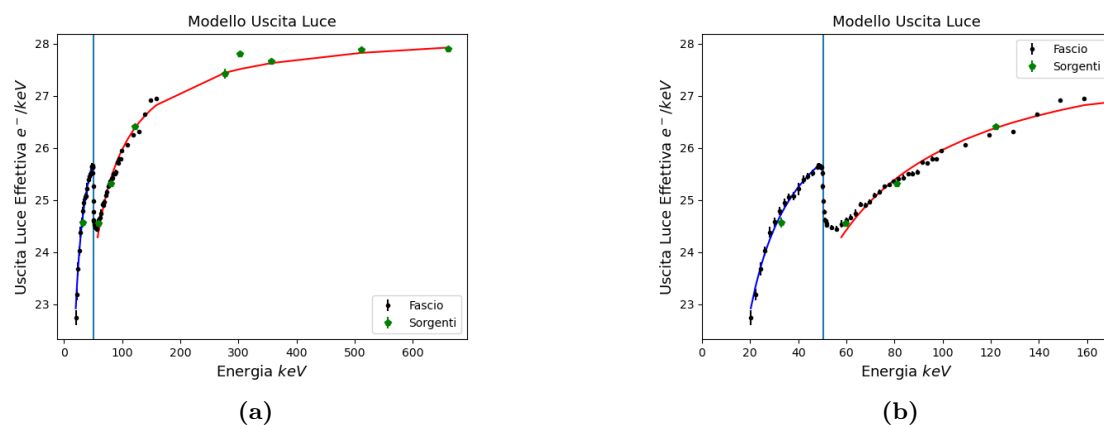
Per derivare un modello per l'uscita luce, si è tenuto conto della relazione in Eq. 3.5. In Fig. 6.17 sono mostrati i modelli relativi allo stesso campione C2.



**Figura 6.15:** (a) Uscita luce effettiva in funzione dell'energia per il campione C2. La retta blu indica il valore di 50.23 keV del gadolinio, ove si manifesta la non linearità del GAGG:Ce. (b) Zoom sui valori tra 20 e 160 keV.



**Figura 6.16:** Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia per il campione C2. I dati sono stati modellizzati attraverso due rette, una prima della discontinuità, in blu, e una dopo, in rosso.



**Figura 6.17:** (a) Uscita luce in funzione dell'energia per il campione C2. I dati sono stati riprodotti attraverso la normalizzazione rispetto all'energia delle rette che modellano le ampiezze del segnale in elettroni. (b) Zoom sul fascio.

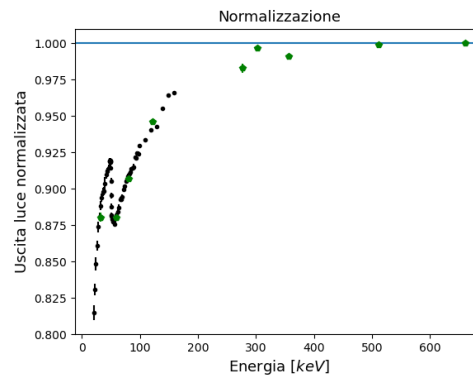
### 6.3.6 Normalizzazione

Ogni campione di scintillatore possiede la propria uscita luce effettiva, dovuta sia a differenze intrinseche (dipendenti dal materiale o alla geometria) sia a differenze di accoppiamento ottico cristallo-scintillatore. La non linearità è però una caratteristica intrinseca del materiale del cristallo. Per poter meglio confrontare le misure su differenti campioni, le uscite luce vengono convenzionalmente normalizzate al valore corrispondente alla riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  (Fig. 6.18).

L'errore sui dati normalizzati  $\sigma_{LY_{\text{norm}}}$  è:

$$\sigma_{LY_{\text{norm}}} = \sqrt{\frac{\sigma_{LY_{\text{eff}}}^2}{LY_{Cs}(662 \text{ keV})^2} + \left(-\frac{LY_{\text{eff}}}{LY_{Cs}(662 \text{ keV})}\right)^2 \sigma_{LY_{Cs}(662 \text{ keV})}^2} \quad (6.7)$$

dove  $LY_{\text{eff}}$  è l'uscita luce della misura e  $\sigma_{LY_{\text{eff}}}$  è il suo errore,  $LY_{Cs}(662 \text{ keV})$  è il valore dell'uscita luce della riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  e  $\sigma_{LY_{Cs}(662 \text{ keV})}$  è il suo errore.



**Figura 6.18:** Normalizzazione al valore dell'uscita luce ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  per il campione C2.

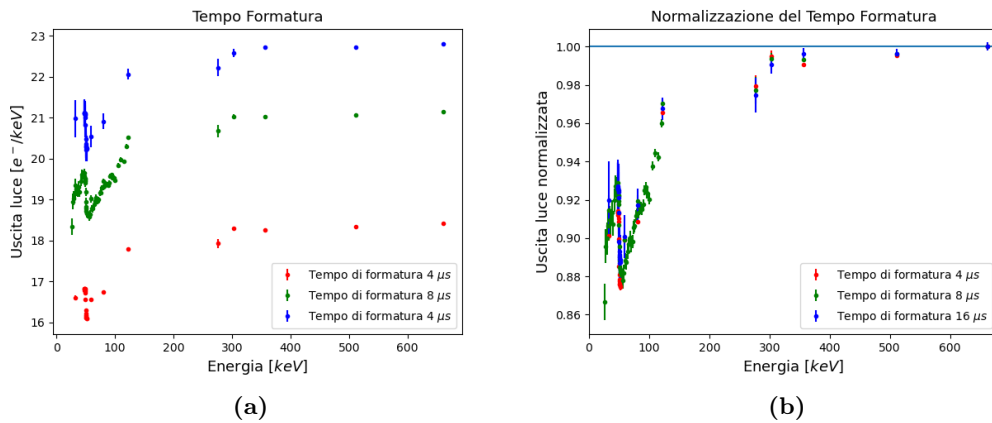
## 6.4 Risultati

In questo paragrafo, per ogni campione, saranno mostrati in maniera riassuntiva i risultati ottenuti per l'ampiezza del segnale in elettroni e di uscita luce con i relativi modelli, anche normalizzati. Inoltre, saranno riportati i risultati ottenuti con diversi tempi di formatura.

### 6.4.1 Tempo di formatura

Durante le misure per l'analisi della linearità del campione C1, sono stati acquisiti ulteriori spettri, sia da fascio (nell'intervallo tra 48 e 52 keV) che da sorgenti, a tempi di formatura di 4, 8 e 16  $\mu\text{s}$ , per verificare una eventuale dipendenza delle misure dal tempo di formatura scelto. L'analisi dei dati ottenuti con il fascio e con le sorgenti è stata svolta secondo le modalità descritte nel Cap. 6.3. In Fig. 6.19a sono riportati i risultati dell'analisi: a tempi di formatura diversi si ottengono uscite luce medie differenti, più alte per tempi di formatura più lunghi. L'effetto è noto come "deficit balistico" ed è legato al tempo di integrazione del segnale. L'emissione della luce nello scintillatore ha un andamento esponenziale decrescente, caratterizzato nel GAGG:Ce da un tempo di emissione piuttosto rapido sul centinaio di nanosecondi. La luce di scintillazione illumina tutta la superficie

della SDD generando carica in ogni punto della stessa. La carica generata negli angoli della SDD che sono più lontani dall'anodo di raccolta impiegherà un maggior tempo per arrivare all'anodo, rispetto alla carica generata direttamente dalla porzione di superficie della SDD sopra l'anodo. Integrando il segnale per tempi più lunghi si raccoglie più carica e quindi si ha un segnale di intensità più ampia. Tuttavia, il vantaggio che si ottiene con lunghi tempi di integrazione viene annullato dall'incremento di rumore del sistema: maggiore il tempo di integrazione, maggiore l'effetto della corrente di buio sul rumore del sistema. Le misure in genere si effettuano con il miglior compromesso tra deficit balistico e rumore. La Fig. 6.19b mostra la normalizzazione dei dati di uscita luce rispetto al valore relativo ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  per i tre tempi di formatura. I risultati mostrano che non c'è una dipendenza delle misure dal tempo di formatura.



**Figura 6.19:** Campione C1. (a) Uscita luce a tempi di formatura diversi. Un tempo di formatura più lungo produce un'uscita luce più alta, perché con tempi più lunghi si raccoglie più luce di scintillazione e quindi si ottiene un segnale di intensità più ampia. Tuttavia, si perde in termini di risoluzione a causa dell'aumento del rumore; si può infatti notare come gli errori delle misure a 16 μs siano più grandi. (b) Uscita luce normalizzata a 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . I valori coincidono entro gli errori, pertanto, non c'è dipendenza della non-linearità intrinseca del cristallo rispetto al tempo di formatura.

#### 6.4.2 Campione C1

Il Campione C1 è uno scintillatore di HERMES, con soglia minima di 25 keV. Le misure sono state acquisite da 26.20 keV con il fascio ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .

Per il segnale in elettroni si sono ottenuti due modelli lineari, uno a energie inferiori dei 48.32 keV e uno a energie superiori i 51.23 keV, di equazione:

- retta nell'intervallo tra i 28.15 e i 48.32 keV

$$y = (20.92 \pm 0.16)x - (57.14 \pm 6.54) \quad (6.8)$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 0.62$ .

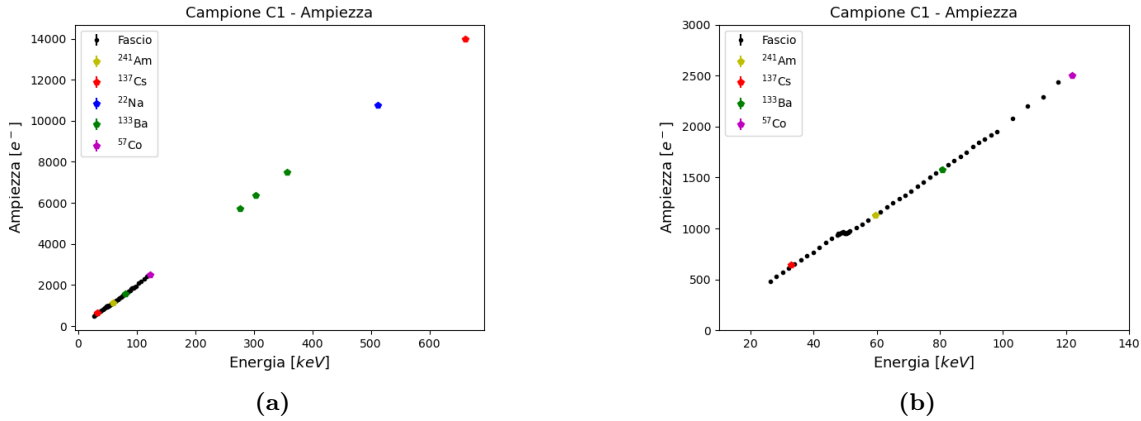
- retta nell'intervallo tra i 51.23 e i 661.5 keV

$$y = (21.37 \pm 0.02)x - (136.83 \pm 2.82) \quad (6.9)$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 3.78$ .

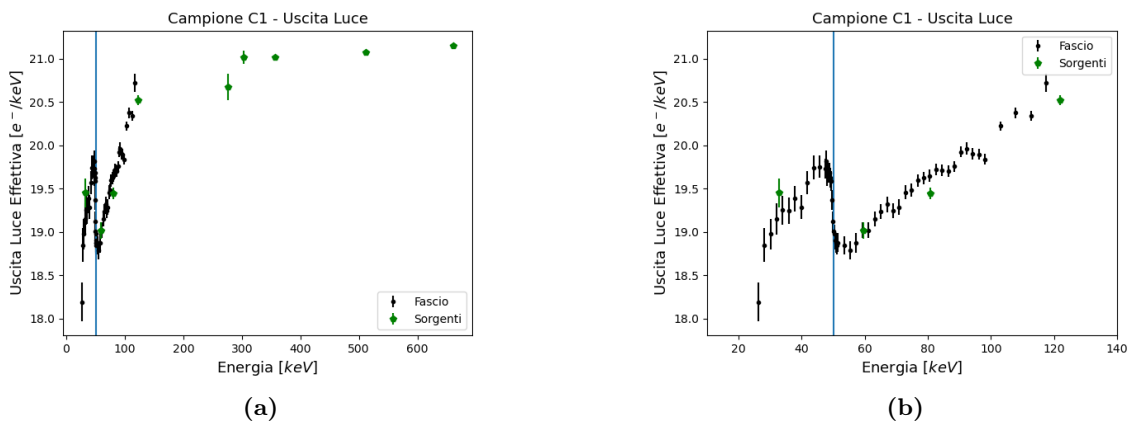
Sui dati di uscita luce normalizzata a 662 keV, si registra una diminuzione dell'uscita luce del  $\sim 4\%$  a 50.23 keV, in corrispondenza del K-edge del gadolinio presente nel GAGG:Ce.

### Ampiezza del segnale in elettroni



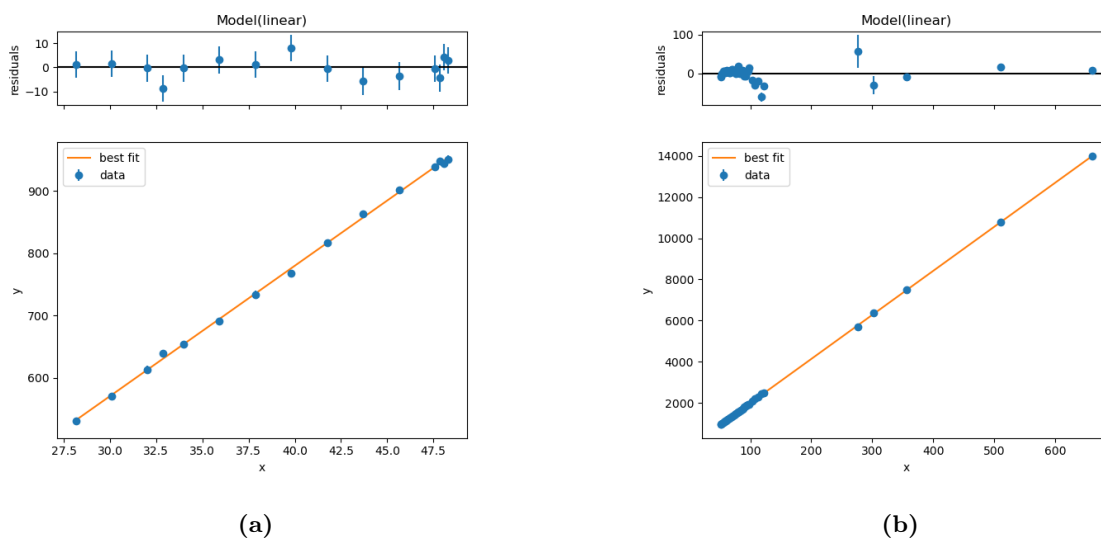
**Figura 6.20:** Campione C1. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. (a) L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. (b) Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV.

### Uscita luce

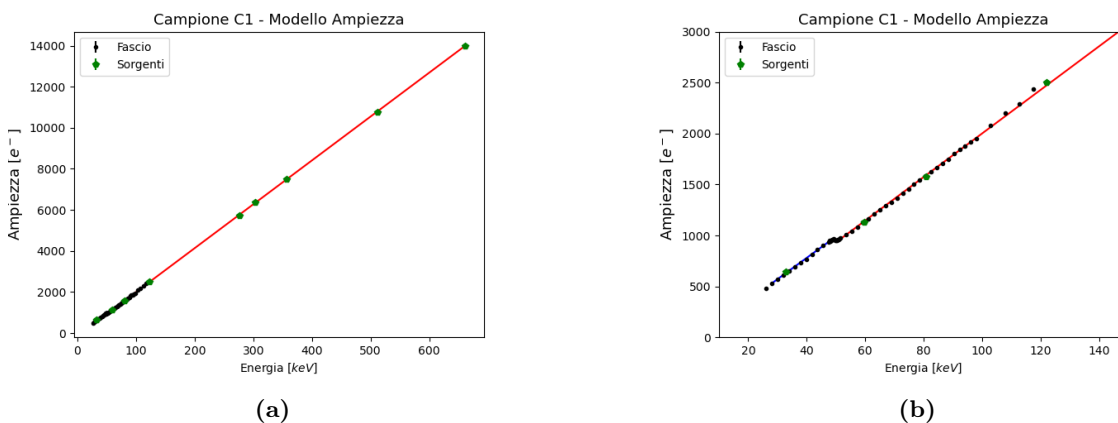


**Figura 6.21:** Campione C1. (a) Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. (b) Zoom sulle misure del fascio. Le misure di alcune sorgenti non sono perfettamente allineate al fascio, come ad esempio il valore di uscita luce della riga a 80 keV del  $^{133}\text{Ba}$ ; questo è dovuto al fatto che la rappresentazione in uscita luce, essendo una normalizzazione dell'ampiezza, mostra in maniera amplificata anche le più piccole imprecisioni. Tuttavia, la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta.

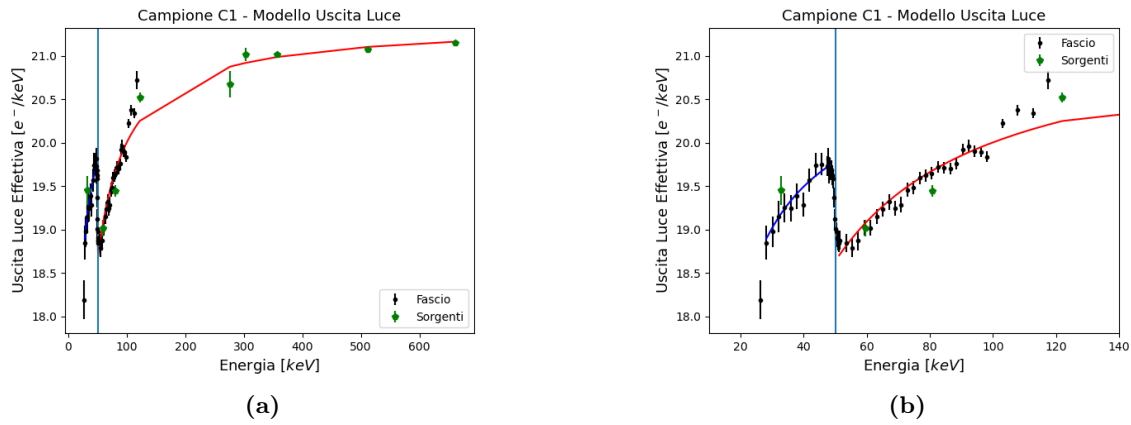
Modellizzazione dei risultati



**Figura 6.22:** Campione C1. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. **(a)** Retta che modellizza i dati nell'intervallo 28.15–48.32 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta corrisponde alla riga a 30.88 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . **(b)** Retta che modellizza i dati nell'intervallo 51.23–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è la riga a 276.39 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . Inoltre, anche le misure del fascio ad energie superiori a 105 keV presentano un discostamento dal modello.

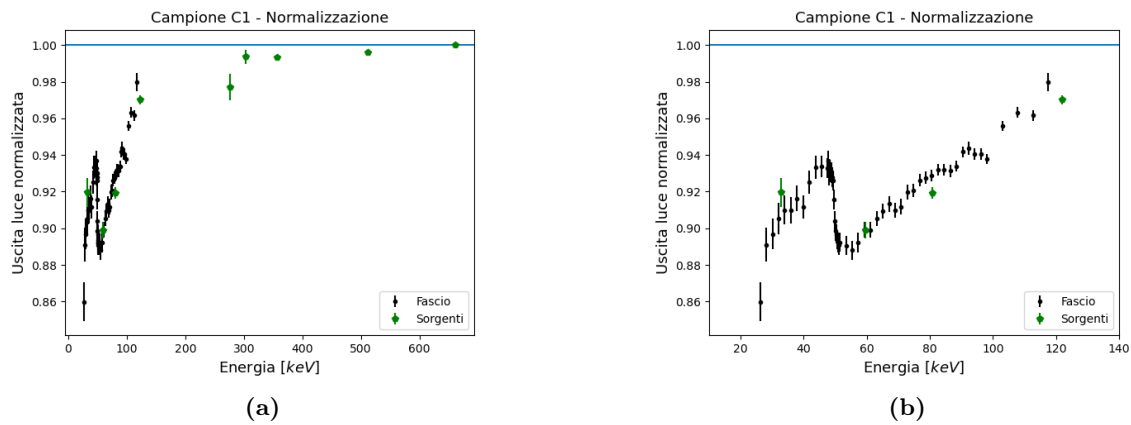


**Figura 6.23:** Campione C1. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Rette che modellizzano i valori in ampiezza di elettroni. **(b)** Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.32 keV, in rosso la retta per energie superiori a 51.23 keV.



**Figura 6.24:** Campione C1. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. (a) Modello per l'uscita luce nell'intervallo 28.15–661.65 keV. (b) Zoom sui dati di fascio.

### Normalizzazione



**Figura 6.25:** Campione C1. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. (a) Normalizzazione nell'intervallo 28.15–661.65 keV. (b) Zoom sul fascio. Si noti come ai 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 4% circa.

### 6.4.3 Campione C2

Il Campione C2 è uno scintillatore di HERMES, con soglia minima di 20 keV. Le misure del fascio sono state acquisite nell'intervallo da 20.25 keV con il fascio ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .

Per l'ampiezza del segnale in elettroni si sono ottenuti due modelli lineari, uno prima dei 48.71 keV e uno dopo i 57.86 keV, di equazione:

- retta nell'intervallo tra i 20.25 e i 48.71 keV

$$y = (27.64 \pm 0.07)x - (95.53 \pm 2.49) \quad (6.10)$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 0.99$ .

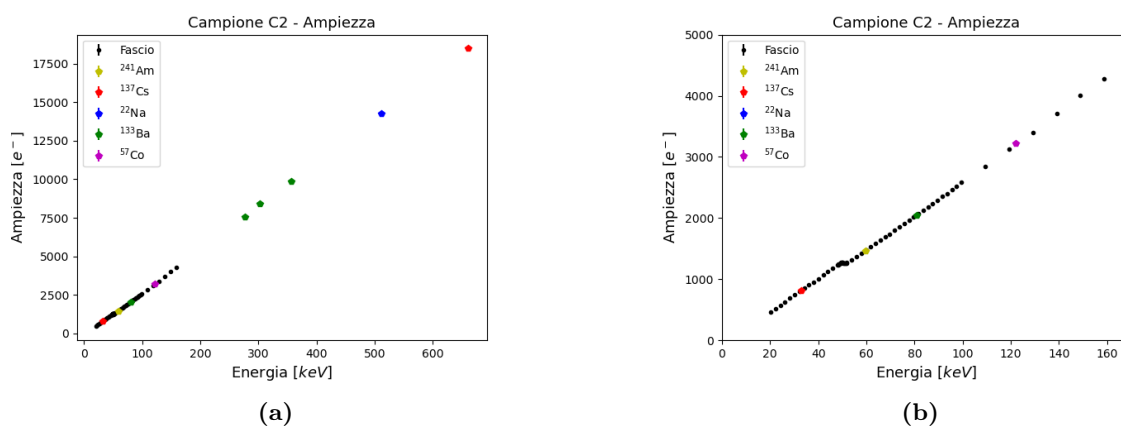
- retta nell'intervallo tra i 57.86 e i 661.5 keV

$$y = (28.28 \pm 0.02)x - (230.99 \pm 3.01) \tag{6.11}$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 11.8$ .

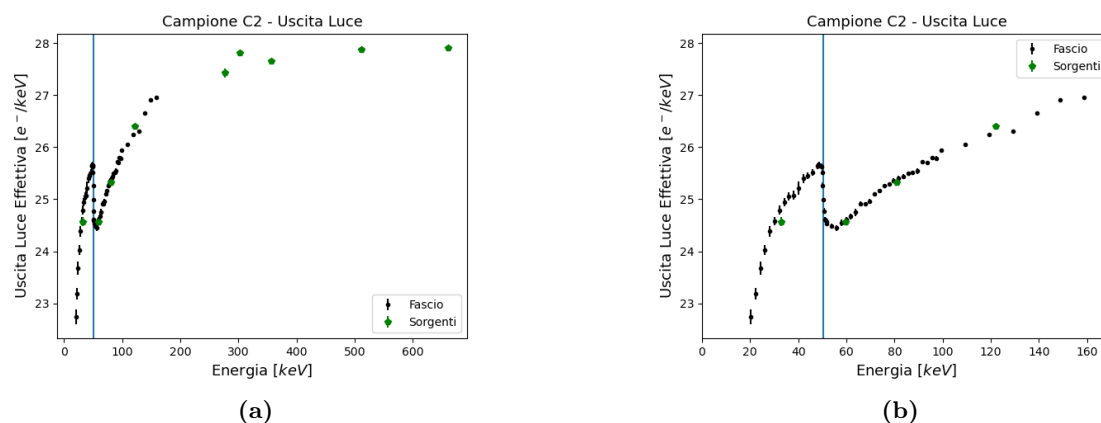
Anche in questo caso si registra una diminuzione relativa dell'uscita luce del 4% circa al K-edge del gadolinio (50.23 keV).

### Ampiezza del segnale in elettroni



**Figura 6.26:** Campione C2. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. **(a)** L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV.

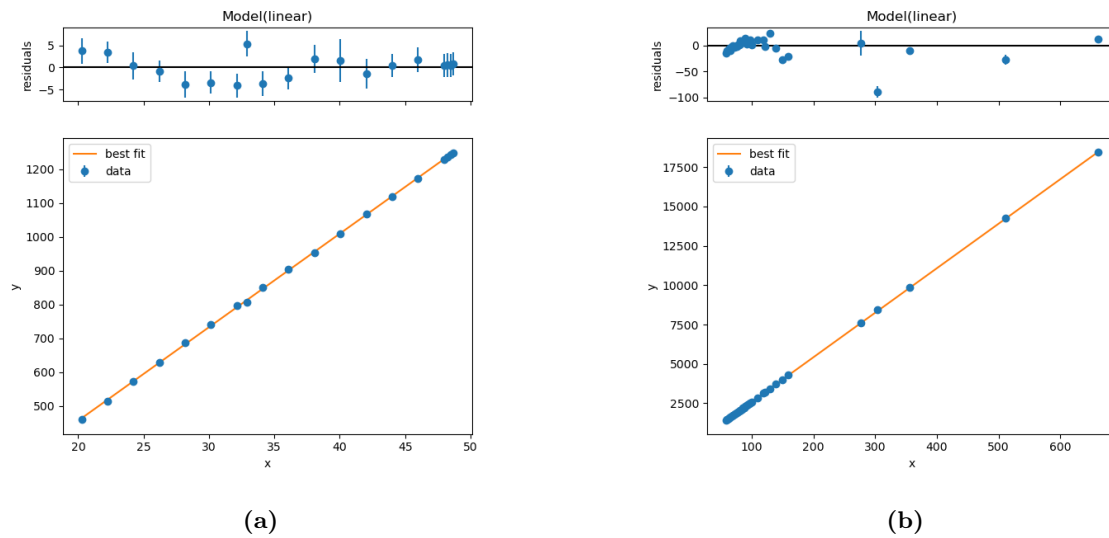
### Uscita luce



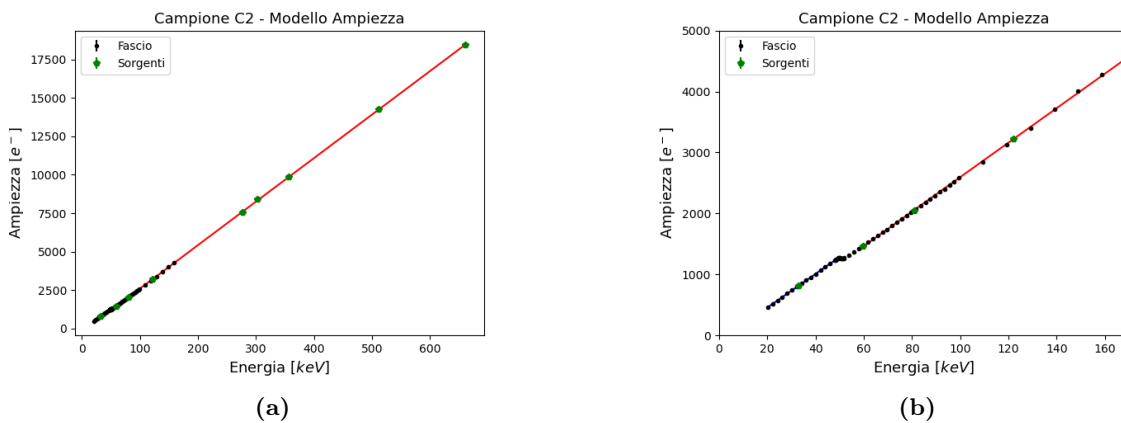
**Figura 6.27:** Campione C2. **(a)** Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. La discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta.



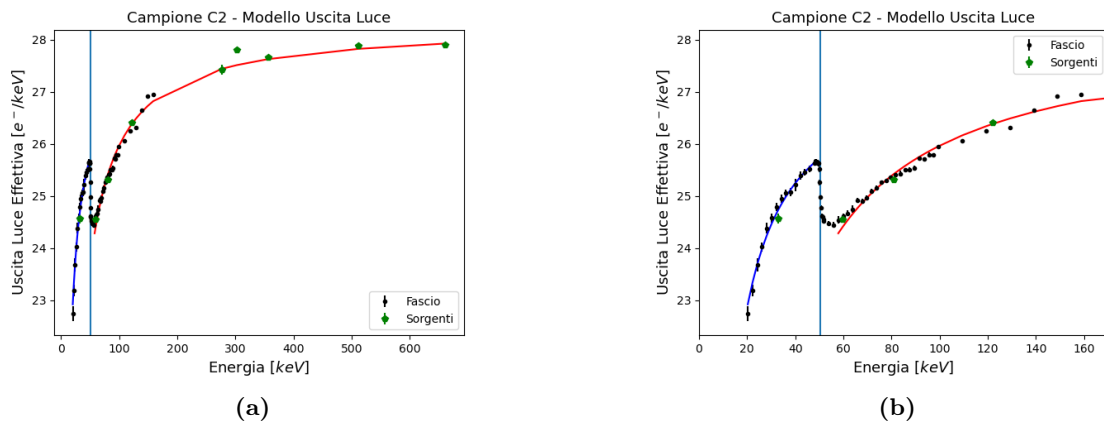
## Modellizzazione dei risultati



**Figura 6.28:** Campione C2. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. **(a)** Retta che modella i dati da 20.25 a 48.71 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta corrisponde al valore di uscita luce relativo alla riga a 30.88 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . **(b)** Retta che modella i dati nell'intervallo 57.86–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è il valore di uscita luce relativo alla riga a 302.85 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . Inoltre, anche le misure del fascio oltre i 110 keV presentano un discostamento dal modello.

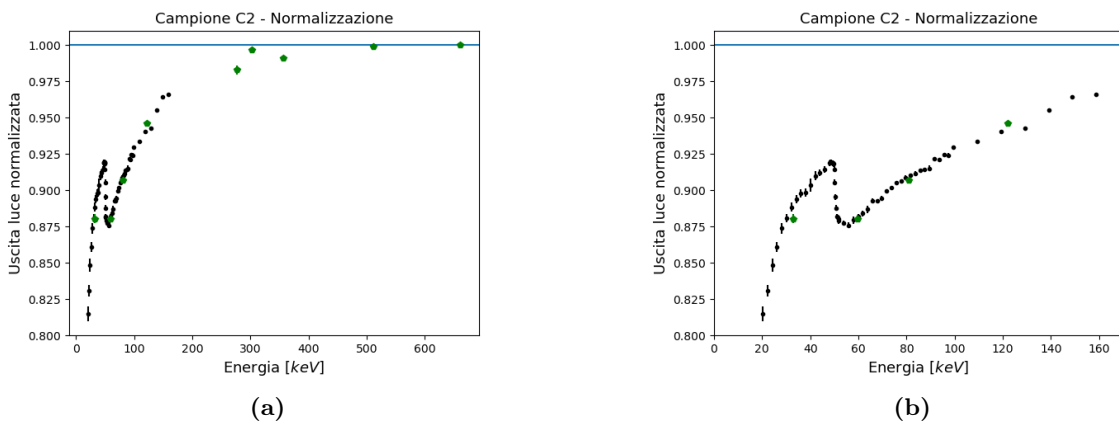


**Figura 6.29:** Campione C2. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Rette che modellano i valori in ampiezza di elettroni. **(b)** Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.71 keV, in rosso la retta per energie superiori a 57.86 keV.



**Figura 6.30:** Campione C2. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. (a) Modello per l'uscita luce nell'intervallo 28.15–661.65 keV. (b) Zoom sui dati di fascio.

### Normalizzazione



**Figura 6.31:** Campione C2. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. (a) Normalizzazione nell'intervallo 20.25–661.65 keV. (b) Zoom sul fascio. Si noti come che a 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 4–5% circa.

#### 6.4.4 Campione C3

Il Campione C3 è uno scintillatore di forma e produttore diversi da quelli usati per HERMES, con soglia minima di 40 keV. Le misure del fascio sono state acquisite nell'intervallo di energia da 40.6 keV con il fascio ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ .

Per l'ampiezza del segnale in elettroni si sono ottenuti due modelli lineari, uno per energie inferiori a 48.71 keV e uno per energie sopra 57.86 keV, di equazioni:

- retta nell'intervallo tra i 40.6 e i 48.64 keV

$$y = (12.25 \pm 0.14)x - (33.44 \pm 6.33) \quad (6.12)$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 0.21$ .

- retta nell'intervallo tra i 79.59 e i 661.5 keV

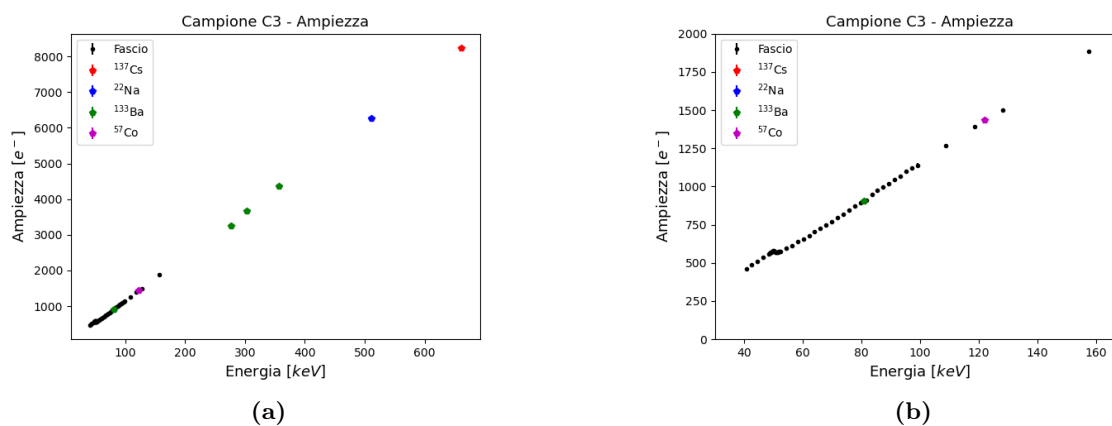
$$y = (12.58 \pm 0.02) x - (105.74 \pm 3.00) \quad (6.13)$$

con  $\tilde{\chi}^2 = 9.75$ .

Nel Cap. 5.2.2 nella sezione dedicata al campione C3, era stato mostrata una variazione nella posizione della riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  nei due spettri acquisiti all'inizio e alla fine della campagna di misura. Pertanto, durante l'analisi, i valori in uscita luce possono essere normalizzati attraverso l'uscita luce calcolata separatamente per le righe dei due spettri oppure con la loro media. I valori di uscita luce calcolati per la riga a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  dei due spettri sono uguali. Pertanto, scegliere uno dei valori o la media è la stessa cosa. Nel seguito, i valori in uscita luce sono stati normalizzati al valore di uscita luce dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  dello spettro acquisito all'inizio della misura.

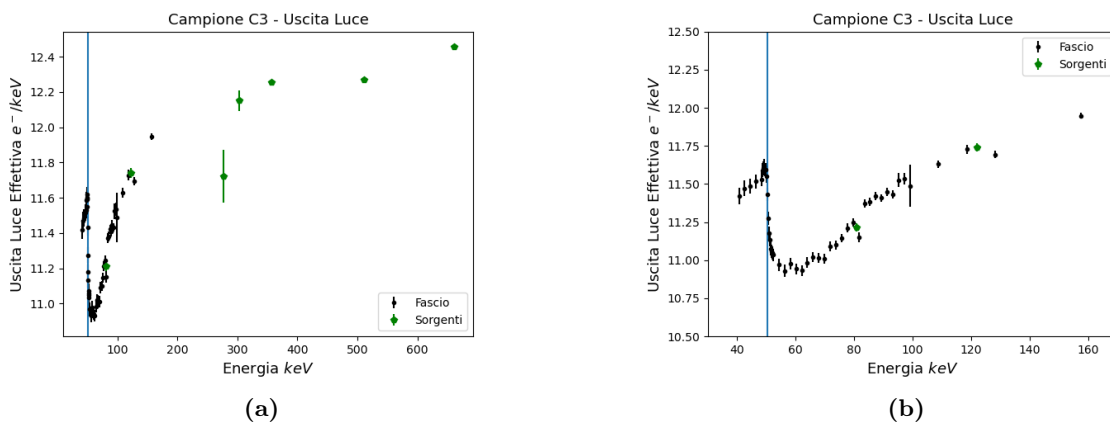
La diminuzione relativa dell'uscita luce al K-edge del gadolinio è di circa il 5% anche per questo campione.

### Ampiezza del segnale in elettroni



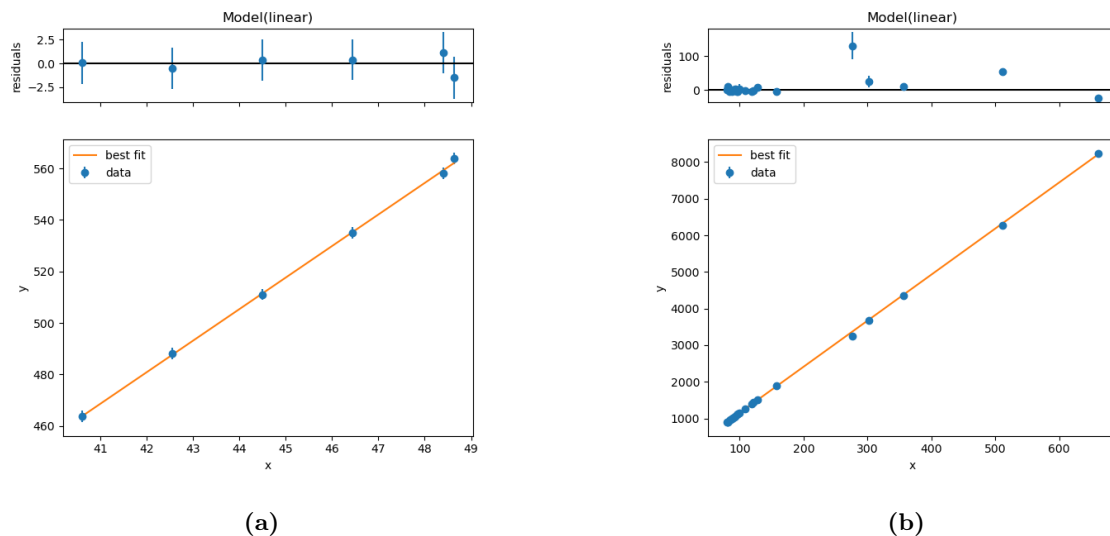
**Figura 6.32:** Campione C3. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. (a) L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. (b) Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV.

Uscita luce

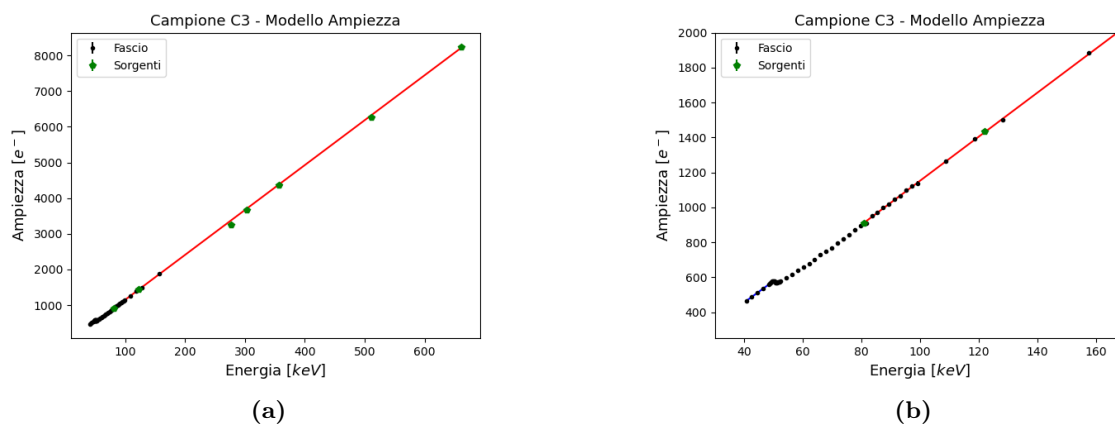


**Figura 6.33:** Campione C3. (a) Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. (b) Zoom sulle misure del fascio. La discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta.

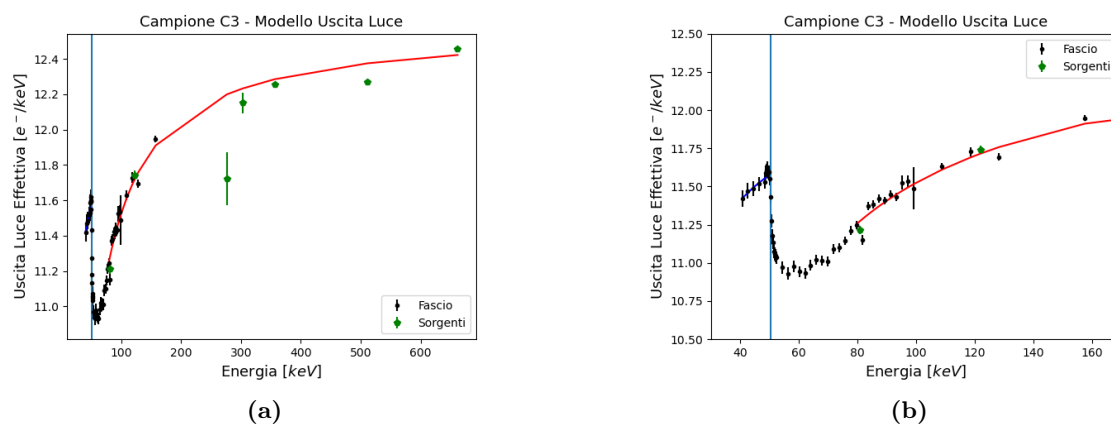
Modellizzazione dei risultati



**Figura 6.34:** Campione C3. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. (a) Retta che modellizza i dati nell'intervallo 40.6–48.64 keV. (b) Retta che modellizza i dati nell'intervallo 57.86–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è il valore di uscita luce relativo alla riga a 276.39 keV del  $^{133}\text{Ba}$ .

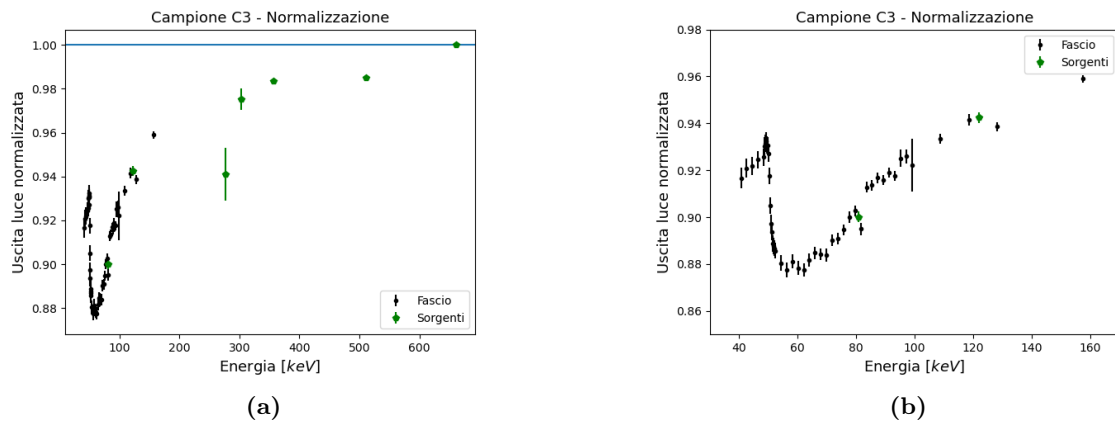


**Figura 6.35:** Campione C3. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. (a) Rette che modellizzano i valori in ampiezza di elettroni. (b) Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.64 keV, in rosso la retta per energie superiori a 79.59 keV.



**Figura 6.36:** Campione C3. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. (a) Modello per l'uscita luce nell'intervallo 40.60–661.65 keV. (b) Zoom sui dati di fascio.

## Normalizzazione



**Figura 6.37:** Campione C3. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Normalizzazione nell'intervallo 40.6–667.65 keV. **(b)** Zoom sul fascio. Si noti come che a 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 5% circa.



## 7. Conclusioni

HERMES<sup>1</sup> (*High Energy Rapid Modular Ensemble of Satellites*) è una missione basata su una costellazione di nano-satelliti in orbita terrestre bassa, ospitanti rivelatori di raggi X e  $\gamma$ , avente l'obiettivo di indagare l'emissione di sorgenti transienti di alta energia.

Il rivelatore di HERMES sarà composto da 12 SDD (*Silicon Drift Detectors*) contenenti ciascuno 10 celle indipendenti, collegati otticamente a 60 cristalli scintillatori di tipo GAGG:Ce ( $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ).

Lo scopo di questo lavoro di tesi consiste nello studio della risposta non lineare dello scintillatore GAGG:Ce, per contribuire all'ottimizzazione della calibrazione strumentale per la missione HERMES. Pertanto, sono stati studiati tre campioni differenti di cristalli di GAGG:Ce mediante l'uso di radioisotopi e di fasci monocromatici di fotoni. L'esperimento è stato svolto durante la prima metà del 2022 presso il laboratorio LARIX-A di Ferrara.

Il rivelatore usato per l'esperimento è formato da una camera a deriva al silicio (SDD) accoppiata, a turno, ai tre campioni di cristalli scintillatori GAGG:Ce, due dello stesso tipo di quelli selezionati per la missione HERMES (prodotti dall'azienda giapponese C&A) e l'ultimo di dimensioni geometriche e produttore diversi (Advatech Inc). La catena di acquisizione del segnale del rivelatore è costituita da un preamplificatore CUBE e un analizzatore multicanale DP5, con la funzione di amplificare, discriminare e digitalizzare il segnale. Il rivelatore osserva con alta efficienza i fotoni compresi tra qualche keV fino a circa 60–65 keV direttamente con la SDD e i fotoni con energia maggiore di 20–25 keV attraverso lo scintillatore, la cui luce viene successivamente raccolta dalla SDD e convertita in segnale utile di carica. Questo ha effetti diversi sull'informazione spettrale che viene registrata.

Il LARIX-A è una *facility* ideale per eseguire test di linearità di rivelatori per raggi X duri, per misurare la riflettività di campioni di specchi per raggi X e per eseguire la calibrazione a terra di esperimenti. La macchina, composta da un tubo radiogeno e da un monocromatore che permette di selezionare l'energia dei raggi X in modo continuo e di modificare e monitorare le dimensioni del fascio e la sua intensità. L'impianto a raggi X è controllato in remoto. Il monocromatore sfrutta la doppia diffrazione di Bragg su due cristalli di silicio per realizzare fasci monocromatici con energie nell'intervallo 10–200 keV.

Durante l'esperimento, il rivelatore è stato posto a una distanza di 10 cm dal secondo collimatore del LARIX-A in asse con il fascio.

Per ogni campione sono stati acquisiti spettri sia da sorgenti radioattive di calibrazione ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{57}\text{Co}$  e  $^{133}\text{Ba}$ ) sia dal fascio prodotto dal LARIX-A (20–160 keV). L'utilizzo dei radioisotopi è stato fondamentale per:

---

<sup>1</sup><https://www.hermes-sp.eu>



- controllare la variazione dei parametri dei dispositivi elettronici durante l'acquisizione degli spettri;
- la calibrazione in ampiezza assoluta, ossia, attraverso una retta di calibrazione ottenuta con le righe dello  $^{241}\text{Am}$ , è stato possibile associare ai vari canali digitali l'equivalente ampiezza del segnale di carica elettrica prodotto all'anodo del rivelatore (in elettroni) per ogni riga energetica analizzata;
- la calibrazione in energia del fascio monocromatico, allineando i valori impostati nel sistema di controllo del fascio all'energia reale;
- osservare la risposta dello scintillatore a energie superiori a quelle che si potevano ottenere col fascio.

Per ogni scintillatore sono stati acquisiti spettri monocromatici a partire dalla minima energia rivelabile, 20–40 keV, fino a un valore massimo di 130–160 keV, limitato dall'aumento repentino della larghezza energetica della riga monocromatica.

Per studiare la non linearità del GAGG:Ce a energie vicine a quella corrispondente al *K*-edge del gadolinio, l'intervallo energetico 48–52 keV è stato studiato con maggiore attenzione attraverso l'acquisizione di 16 spettri ad intervalli di 0.25 keV. Al di fuori di questo intervallo, fino a 100 keV sono stati acquisiti spettri con un passo di 2 keV e oltre i 100 keV con un passo di 5–10 keV.

Gli spettri ottenuti presentano diversi profili, in cui si possono osservare righe singole oppure due righe sovrapposte, a causa di fenomeni di retrodiffusione o di vicinanza come nel caso delle righe a 276.39 e 302.02 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . Durante l'analisi dei dati, i profili delle righe sono stati modellizzati in maniera differente, attraverso l'uso di un modello gaussiano singolo oppure di due gaussiane sovrapposte.

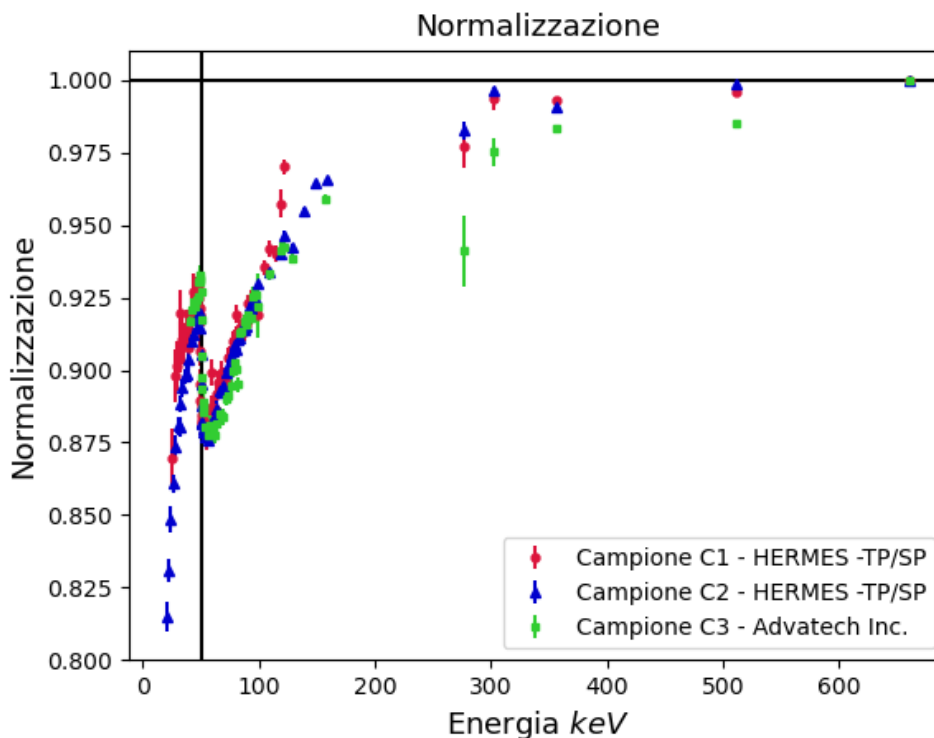
L'analisi dei dati è stata svolta con software appositamente sviluppato con il linguaggio di programmazione Python ed è stata suddivisa in:

1. calcolo della retta di calibrazione in ampiezza assoluta di carica mediante l'uso delle righe osservate direttamente dalla SDD con una sorgente di  $^{241}\text{Am}$ ;
2. calcolo dell'ampiezza della righe del fascio o della sorgente;
3. calcolo della retta di calibrazione in energia attraverso l'uso delle sorgenti per riallineare l'energia nominale del fascio all'energia vera;
4. applicazione della retta di calibrazione in energia al fascio;
5. calcolo dell'uscita luce partendo dai valori di ampiezza e energia ottenuti dopo la calibrazione;
6. costruzione di un modello fenomenologico dei dati;

Il principale risultato di questo lavoro è stata la determinazione accurata, per la prima volta, della non linearità dello scintillatore GAGG:Ce in un ampio intervallo energetico, in particolare attorno alla discontinuità relativa al *K*-edge del gadolinio (50.23 keV).

Il lavoro fornisce così un importante contributo per la correzione della calibrazione in energia degli spettrometri HERMES, che utilizzano questo cristallo scintillatore.

Nella figura seguente (Fig. 7.1) sono rappresentati i valori (normalizzati a 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ ) misurati per l'uscita luce. Si può notare che per tutti e tre i campioni, anche di dimensioni e produttore diverso, l'andamento è molto simile, con una marcata discontinuità a 50.23 keV. La diminuzione dell'uscita luce ha in generale un andamento monotono, diminuendo del 10% circa a 60 keV rispetto al valore misurato a 661.65 keV, con un "salto" del 4–5% in corrispondenza dell'energia di legame della shell  $K$  del gadolinio.



**Figura 7.1:** Normalizzazione al valore dell'uscita luce ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  per i tre campioni. In prossimità dei 50.23 keV della *shell K* è presente una marcata discontinuità nell'uscita luce.

## 7.1 Prospettive future

HERMES è attualmente un progetto pioniero, composto da sei nanosatelliti che verranno lanciati nel 2023, con l'obiettivo di dimostrare l'utilizzo di piattaforme CubeSat a basso costo per costruire un *network* di rivelatori spaziali per alte energie.

L'obiettivo finale è quello di sviluppare decine di piccole e semplici unità con i vantaggi di un alto grado di modularità, permettendo di migliorare iterativamente il disegno dello strumento prima di arrivare alla costellazione osservativa finale, che potrebbe essere costituita da centinaia di nanosatelliti. La valutazione della loro realizzazione, sia in termini tecnici che di tempi, sarà funzione dei risultati della missione *pathfinder*.

Il GAGG:Ce è uno scintillatore che prevedibilmente avrà un ampio utilizzo in futuro per applicazioni astrofisiche di alte energie, non solo nella missione HERMES. Questo a causa delle sue eccellenti

proprietà fisiche e di scintillazione, come tempo veloce di emissione luce, alta densità, elevata efficienza, non igroscopicità, scarsa influenza della dose di radiazione assorbita sulle caratteristiche, ecc.

Questo lavoro di tesi vuole fare luce su una caratteristica poco studiata di questi cristalli di recente sviluppo, in modo da contribuire all’ottimizzazione della loro applicazione in astrofisica.

Oltre alla missione cinese GRID già operativa (Wen et al., 2019) e ad HERMES, altri strumenti per la rivelazione di fotoni di alta energia per il quale l’utilizzo del GAGG:Ce è previsto o possibile sono, ad esempio, THESEUS e SPHiNX.

In particolare, THESEUS<sup>2</sup> (*Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor*) è una missione per lo studio di oggetti transienti ad alta energia. I suoi obiettivi scientifici riguardano lo studio dell’Universo primordiale, le onde gravitazionale e lo studio dell’Universo caldo ed energetico.

La missione è stata approvata per uno studio di fase A nell’ambito del programma Cosmic Vision di ESA (bando M5, 2018–21), è stata riproposta per il bando M7 nel 2023 ed è attualmente in attesa della selezione finale.

Il payload previsto per THESEUS comprende tre strumenti differenti:

- telescopio a immagini nei raggi X soffici (SXI, 0.3–5 keV): una coppia di telescopi X di tipo lobster-eye, con un campo di vista totale di circa  $\sim 0.5$  sr, e un’accuratezza di localizzazione delle sorgenti di  $< 1' - 2'$ ;
- telescopio infrarosso (IRT, 0.7–1.8  $\mu\text{m}$ ): un telescopio infrarosso della classe dei 0.7m con un campo di vista di  $15' \times 15'$ , per una risposta veloce con capacità sia di immagine sia spettroscopiche;
- telescopio a immagini e spettrometro nei raggi  $\gamma$  (XGIS, 2 keV–20 MeV): una coppia di unità a maschera codificata, che usano rivelatori X e  $\gamma$  monolitici, basati su barre di cristalli scintillatori accoppiati a fotorivelatori al silicio. Il campo di vista è di circa 2 sr con un’accuratezza nella localizzazione delle sorgenti di  $\sim 10'$  nella banda 2–150 keV, e un campo di vista  $> 4$  sr ad energie  $> 150$  keV.

Il disegno base di THESEUS/XGIS prevede l’utilizzo di scintillatori di CsI(Tl), ma la possibilità di usare in alternativa il GAGG:Ce è attualmente in fase di studio da parte della collaborazione.

Un’ulteriore applicazione del GAGG:Ce è SPHINX<sup>3</sup> (*Satellite Polarimeter for High eNergy X-rays*) è una proposta di missione da satellite, operante nell’intervallo 50–500 keV. La missione ha l’obiettivo di sondare il meccanismo responsabile dell’emissione  $\gamma$  attraverso misure di polarizzazione. Lo strumento è costituito da una serie di scintillatori organici circondati da GAGG:Ce.

<sup>2</sup><https://www.isdc.unige.ch/theseus/>

<sup>3</sup>[https://indico.cern.ch/event/760563/contributions/3207296/attachments/1764529/2864093/SPHiNX\\_Geneva\\_Pearce.pdf](https://indico.cern.ch/event/760563/contributions/3207296/attachments/1764529/2864093/SPHiNX_Geneva_Pearce.pdf)

# Elenco delle figure

1.1	Esempi delle orbite tipiche per le missioni da satellite per astrofisica delle alte energie. In <b>(a)</b> in rosso vi è un'orbita circolare bassa, in cui la Terra si trova al centro della traiettoria e in verde un'orbita ellittica alta, in cui la Terra è uno dei fuochi dell'ellisse. Nell'immagine <b>(b)</b> sono mostrati i punti lagrangiani L1 e L2 del sistema satellite-Terra-Sole. . . . .	3
1.2	<b>(a)</b> Ogni curva colorata rappresenta uno spettro di corpo nero, generata dall'Eq.(1.3) a temperature diverse. A frequenze più alte corrispondano temperature più alte. Inoltre, sono mostrate anche le approssimazioni di Reyleigh-Jeans dell'Eq.(1.5) e di Wien dell'Eq.(1.6). <b>(b)</b> Spettro di corpo nero del Sole ( <a href="https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/12/Solar_spectrum">https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/12/Solar_spectrum</a> ). . . . .	5
1.3	<b>(a)</b> Interazione tra un elettrone e uno ione all'interno di un plasma. <b>(b)</b> Andamento dell'emissività volumetrica in funzione della frequenza e temperature diverse. $\nu_{\text{cutoff}}$ è la frequenza in cui cambia la pendenza. . . . .	6
1.4	In blu il campo magnetico, in verde l'elettrone che spiraleggia intorno al campo magnetico e in arancione il fotone prodotto per sincrotrone. . . . .	6
1.5	In alto a destra è rappresentata l'emissione di un singolo elettrone a una certa frequenza $\nu_0$ . In basso a sinistra in blu sono rappresentate le emissioni di ogni elettrone, in arancione vi è lo spettro del sincrotrone che segue l'andamento dato dall'Eq. 1.9. . . .	7
1.6	Effetto Compton. Il fotone incide sull'elettrone da sinistra con un'energia iniziale $h\nu$ . In seguito all'urto l'elettrone e il fotone vengono deviati di due angoli, rispettivamente $\phi$ e $\theta$ . Il fotone diffuso avrà un'energia $h\nu'$ minore rispetto all'energia iniziale. . . . .	8
1.7	<b>(a)</b> Distribuzione di 2704 GRB sul cielo osservate dall'esperimento BATSE di CGRO. Il colore indica l'energia totale del lampo $\gamma$ . Gli eventi sono distribuiti isotropicamente indipendentemente dalla loro brillantezza, durata, spettro o altre caratteristiche ( <a href="https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/skymap/">https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/skymap/</a> ). <b>(b)</b> Distribuzione del numero di GRB in funzione del flusso P. Si tratta di una distribuzione omogenea con pendenza $-3/2$ ( <a href="http://www2.astro.psu.edu/users/nnp/cosm.html">http://www2.astro.psu.edu/users/nnp/cosm.html</a> ). <b>(c)</b> Distribuzione della durata dei GRB misurata da BATSE. Il tempo scala $T_{90}$ è definito come il tempo in cui il 90% dei conteggi viene rivelato, eliminando il 5% dall'inizio e dalla fine dell'osservazione. (Meegan, 1997). . . . .	10
1.8	Esempi dell'evoluzione dell'afterglow in banda X da parte di osservazioni di <i>Swift</i> . A sinistra GRB lunghi, a destra GRB corti (Gehrels et al., 2009). . . . .	11

- 1.9 Schema di un GRB con progenitore una stella di grande massa, che dà origine a un getto relativistico, che produce lo shock interno ed esterno. Lo shock interno genera l'emissione  $\gamma$ , lo shock esterno produce l'afterglow che genera emissione dai raggi  $\gamma$  alle onde radio. Se si considera un modello isotropo, le regioni da cui si originano i GRB sembrano essere intono ai  $5 \times 10^5$  km, con energie di emissione pari a  $10^{53-54}$  erg, che corrispondono a una massa a riposo di  $0.5 M_{\odot}$  (Mészáros, 2001). . . . . 12
- 2.1 Dipendenza dei vari processi di emissione dall'energia del fotone e dal numero atomico del materiale. Le curve identificano la probabilità che avvenga un processo, dividendo in tre regioni il grafico. Inoltre, lungo le curve due processi sono ugualmente probabili (Evans, 1955). . . . . 13
- 2.2 La funzione di risposta del rivelatore, nel caso in cui tutti i fotoni incidenti fossero monocromatici e interagissero per effetto fotoelettrico, è un picco all'energia  $h\nu$  dei fotoni incidenti. . . . . 14
- 2.3 Funzione di risposta del rivelatore nel caso in cui tutti i fotoni incidenti interagissero per effetto Compton col rivelatore. La figura mostra il continuo Compton che si estende da energie con angoli di diffusione tra 0 e  $\pi$  La freccia indica l'energia reale dei fotoni monocromatici incidenti sul rivelatore. La differenza in energia tra il Compton edge e l'energia  $h\nu$  è data dall'Eq. 2.3. . . . . 15
- 2.4 Funzioni di risposta di un fotone che interagendo con il rivelatore produce coppie  $e^{\pm}$ . Il positrone annichilisce, producendo due fotoni. Se fugge un solo fotone di annichilazione si produce il picco di singola fuga, immagine a sinistra. Se fuggono entrambi i fotoni si produce il picco di doppia fuga, immagine a destra. . . . . 16
- 2.5 **(a)** Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di piccole dimensioni. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^{\pm}$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e della produzione di coppie, in questo esempio, sfuggono al rivelatore. **(b)** Le funzioni di risposta di un rivelatore piccolo. A sinistra, per energie minori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco dell'effetto fotoelettrico e il continuo Compton, dovuto alla perdita di fotoni diffusi. A destra, per energie maggiori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco, il continuo Compton e il picco di doppia fuga, dovuto alla perdita di entrambi i fotoni di annichilazione. . . . . 17

2.6 (a) Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di dimensioni intermedie. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e dell'annichilazione del positrone possono interagire nuovamente col rivelatore attraverso effetto fotoelettrico o diffusione Compton oppure possono fuggire dal rivelatore. Nel caso dei fotoni prodotti da annichilazione, essi possono fuggire entrambi o ci può essere una fuga singola dal rivelatore. (b) Le funzioni di risposta di un rivelatore di dimensioni intermedie. A sinistra, per energie minori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco dell'effetto fotoelettrico e il continuo Compton, dovuto alla perdita di fotoni diffusi. A destra, per energie maggiori di  $2m_0c^2$ , la funzione presenta il fotopicco, il continuo Compton, il picco di doppia fuga e il picco di singola fuga. In entrambe le funzioni di risposta tra il Compton edge e il fotopicco, vi è depositata un'ulteriore energia, data dalla diffusione multipla di fotoni, che poi fuoriescono dal rivelatore. . . . . 18

2.7 (a) Il cerchio è una rappresentazione di un rivelatore di grandi dimensioni. Al suo interno avvengono effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ . I fotoni secondari della diffusione Compton e dell'annichilazione del positrone interagiscono nuovamente con il rivelatore attraverso effetto fotoelettrico o diffusione Compton fino a quando non vengono assorbiti per effetto fotoelettrico. (b) La funzione di risposta di un rivelatore di grandi dimensioni. La funzione presenta unicamente il fotopicco. . . 18

2.8 Funzione di risposta di un rivelatore modificata dagli effetti prodotti dai materiali vicini al rivelatore. Il primo picco, a energie X, è prodotto da fotoni generati da effetto fotoelettrico. Il secondo picco è il picco di retrodiffusione, generato da fotoni che fanno diffusione Compton e si trova a  $\sim 0.2$  MeV. Infine, il terzo picco prodotto da effetti di annichilazione, si trova a 0.511 MeV. Sono inclusi nella linea tratteggiata il continuo Compton e il fotopicco. . . . . 20

2.9 Disposizione della banda di valenza rispetto alla banda di conduzione in materiali isolanti, conduttori e semiconduttori (Gilmore, 2008). . . . . 21

2.10 Un semiconduttore a cui è applicato un campo elettrico esterno. Gli elettroni migrano verso il catodo riempiendo una lacuna, lasciando a loro volta un posto vuoto (Gilmore, 2008). . . . . 22

2.11 A sinistra è riportato uno schema in cui un atomo donore è situato all'interno di un reticolo cristallino di silicio. A destra sono raffigurati banda di valenza, banda di conduzione e livello donore di un semiconduttore di tipo-n (Knoll, 2010). . . . . 24

2.12 A sinistra è riportato uno schema in cui un atomo accettore è situato all'interno di un reticolo cristallino di silicio. A destra sono raffigurati banda di valenza, banda di conduzione e livello accettore di un semiconduttore di tipo-p (Knoll, 2010). . . . . 25

2.13 Un diodo o giunzione p-n. Nella figura in alto le lacune in eccesso si combinano con gli elettroni, annichilandosi a vicenda, questa zona è detta regione di svuotamento. Nella seconda figura è applicato un campo elettrico, che crea una regione di svuotamento più ampia (Gilmore, 2008). . . . . 26

2.14	(a) Struttura di base di una SDD. In alto un doppio diodo parzialmente svuotato, In basso un doppio diodo completamente svuotato (Lutz, 1999). (b) Esempio di distribuzione del potenziale degli elettroni; in basso a sinistra si trova la posizione dell'anodo (Gatti e Rehak, 1984). . . . .	27
2.15	Esempi di rivelatori SDD prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler. (a) SDD a singola cella esagonale (Bertuccio et al., 2015). (b) Matrice di SDD esagonali (Fuschino et al., 2016). . . . .	27
2.16	Catena di acquisizione. Il rivelatore produce un segnale in corrente. Il preamplificatore amplifica il segnale e lo trasforma in tensione. L'amplificatore trasforma la forma del segnale in una simil gaussiana eliminando pile-up e rumore elettronico. Il discriminatore elimina il segnale sotto una certa soglia. Infine, l'analizzatore multicanale registra e memorizza i segnali in base alla loro altezza. . . . .	27
2.17	In giallo HERMES-SP, in blu HERMES-TP e in verde l'intera potenziale costellazione di nano-satelliti (Evangelista et al., 2022). . . . .	30
2.18	(a) Vista del payload di HERMES-TP/SP. (b) Modello dimostrativo di HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020). . . . .	32
2.19	Gruppo di rivelatori di HERMES (Evangelista et al., 2020). . . . .	33
2.20	SDD di HERMES-TP/SP. Lato di ingresso della radiazione, gli scintillatori sono accoppiati al lato opposto. (Evangelista et al., 2020). . . . .	33
2.21	Scintillatori di HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020). . . . .	34
2.22	Modello dimostrativo del FEE di HERMES-TP/SP, integrato con 12 matrici di SDD e LYRA-FE e LYRA-BE ASIC: in figura è mostrato il lato che verrà accoppiato ai cristalli scintillatori (Evangelista et al., 2020). . . . .	34
2.23	LYRA-FE ASIC a sinistra e LYRA-BE ASIC a destra integrato in HERMES-TP/SP (Evangelista et al., 2020). . . . .	34
2.24	A sinistra la struttura di supporto del rivelatore in grigio, in viola il filtro ottico. A destra il sottogruppo della scatola dei cristalli con i scintillatori (Evangelista et al., 2020). . . . .	35
2.25	A sinistra un modello dimostrativo della scheda elettronica di BEE. A destra il relativo schema a blocchi (Evangelista et al., 2020). . . . .	35
2.26	A sinistra un modello dimostrativo della scheda elettronica di alimentazione. A destra il relativo schema a blocchi (Evangelista et al., 2020). . . . .	36
2.27	A sinistra il modello ingegneristico della PDHU di HERMES-TP/SP nella configurazione scheda-madre scheda-figlia. A destra lo schema delle interfacce elettriche del payload fornita dalla PDHU (Evangelista et al., 2020). . . . .	37
3.1	Struttura di uno scintillatore. In basso, è mostrata la banda di valenza, in cui vi sono gli elettroni legati al reticolo cristallino. In alto, è mostrata la banda di conduzione in cui gli elettroni si muovono liberamente. Infine, tra la banda di valenza e la banda di conduzione ci sono i centri di luminescenza, creati dalle impurità immesse nel cristallo. . . . .	40

- 3.2 Nella figura a sinistra, un fotone  $\gamma$  incide sullo scintillatore, producendo un elettrone, attraverso i meccanismi di interazione radiazione materia (effetto fotoelettrico, diffusione Compton e produzione di coppie  $e^\pm$ ). L'elettrone trasferisce la sua energia agli elettroni limitrofi, producendo una cascata elettromagnetica. Gli elettroni, acquisendo energia, vengono promossi alla banda di conduzione. Le lacune della banda di valenza si spostano verso i centri di luminescenza. Successivamente, figura a destra, un elettrone nella banda di conduzione comincia a perdere energia e interagisce con i centri di luminescenza ionizzati, provocando emissione di luce di scintillazione. . . . . 41
- 3.3 **(a)** Andamento lineare del numero di elettroni in funzione dell'energia. Il numero di elettroni prodotti si può esprimere come la retta  $N_e = mE_\gamma + q$ . **(b)** Andamento dell'uscita luce in funzione dell'energia. L'uscita luce si ottiene normalizzando l'espressione precedente:  $LY_{\text{eff}} = m + q/E_\gamma$ . . . . . 43
- 3.4 In entrambi i pannelli, in prossimità dell'*edge*  $K$  di uno degli atomi che compongono il reticolo cristallino dello scintillatore diminuisce la quantità di elettroni o uscita luce effettiva prodotta. Nell'osservazione di radiazione elettromagnetica a una stessa ampiezza registrata dal rivelatore possono corrispondere energie diverse. **(a)** Andamento non lineare del numero di elettroni in funzione dell'energia. Ciascun segmento può essere approssimato come  $A = aE + b$ . **(b)** Andamento dell'uscita luce in funzione dell'energia. L'uscita luce di ciascun segmento si ottiene dalla relazione  $LY = A/E = a + b/E$ . . . . . 46
- 3.5 Andamento relativo dell'uscita luce in funzione dell'energia. Risultati di non linearità di Ferreira et al., 2004. **(a)** Lo ioduro di sodio presenta una discontinuità a  $\sim 33$  keV a causa della shell  $K$  dello iodio. **(b)** Lo YAP:Ce presenta la discontinuità a  $\sim 17$  keV dovuta all'ittrio. **(c)** BaF<sub>2</sub> presenta la sua discontinuità a  $\sim 37.4$  keV, a causa del bario. 47
- 3.6 Andamento relativo dell'uscita luce in funzione dell'energia. Risultati di non linearità di Rooney e Valentine, 1997. Le misure sono state realizzate con due scintillatori di dimensioni diverse per ogni tipo. Il valore di uscita luce è normalizzato rispetto a quello misurato a 662 keV. **(a)** Lo ioduro di sodio presenta due discontinuità, una a  $\sim 33$  keV e una a  $\sim 8$  keV a causa della shell  $K$  e della shell  $L$  dello iodio, rispettivamente. **(b)** CaF<sub>2</sub>(Eu) presenta la discontinuità a  $\sim 50$  keV, dovuta al calcio. **(c)** LSO presenta la sua discontinuità a  $\sim 60$  keV, a causa del lutezio. . . . . 47
- 3.7 **(a)** GAGG:Ce di forme diverse del produttore Epic Crystal. (<https://www.epic-crystal.com/oxide-scintillators/gagg-ce-scintillator.html>) **(b)** Struttura del cristallo GAGG:Ce (Kamada et al., 2014). . . . . 48
- 3.8 Risultati della non proporzionalità del lavoro di Sibczynski et al., 2015. Le linee blu, nero e rosso descrivono i scintillatori GAGG:Ce a differenti rapporti di alluminio e gallio. I risultati in verde mostrano la non linearità di uno scintillatore di LaBr<sub>2</sub>:Ce di dimensioni 10 mm<sup>3</sup>. . . . . 49
- 3.9 Risultati della non proporzionalità del lavoro di Gao et al., 2022. Ad ogni colore corrisponde a una sezione diversa del rivelatore. . . . . 49



4.1	(a) Q10-SDD di FBK con area efficace di $10 \times 10 \text{ mm}^2$ e dimensioni geometriche totali di $12.5 \times 12.5 \text{ mm}^2$ vista dal lato dei catodi che polarizzano la SDD e dall'anodo. L'ingresso ottico su cui è montato lo scintillatore è sull'altro lato e presenta un'unica giunzione continua (Ahangarianabhari et al., 2014). (b) La scheda elettronica che ospita la SDD e l'ASIC CUBE. La scheda, progettata presso il Laboratorio Gamma OAS, può ospitare fino a quattro SDD da $5 \times 5 \text{ mm}^2$ con i rispettivi preamplificatori. In questo contesto, la SDD usata è una da $10 \times 10 \text{ mm}^2$ , pertanto essa ricopre tutta la zona dedicata alla SDD e quindi è usato un solo preamplificatore CUBE. La SDD si intravede dai fori sulla scheda elettronica. . . . .	52
4.2	(a) Scintillatore GAGG:Ce da $6.94 \times 12.10 \times 15 \text{ mm}^3$ di HERMES-TP/TS. (b) Da sinistra verso destra: lo scintillatore "nudo", lo scintillatore ricoperto con la carta riflettente, e lo scintillatore avvolto nel teflon. . . . .	53
4.3	Supporto del campione C3. (a) Il cristallo incastrato nel supporto, sulla superficie del cristallo è posizionato il tappetino in silicone. (b) Il progetto per il campione C3 realizzato con OpenScad. . . . .	54
4.4	(a) e (c) Gli schemi mostrano le singole parti dei rivelatori. (b) e (d) Le immagini mostrano i rivelatori dopo l'accoppiamento ottico. Il dispositivo è montato sul coperchio della scatola che lo ospiterà. Sul coperchio è stata ricavata una fessura quadrata ricoperta di alluminio sottile, per non oscurare la radiazione proveniente dalle sorgenti radioattive di più bassa energia. In basso a sinistra, avvolti nella carta argentata, sono i cavi che collegano il dispositivo all'elettronica. . . . .	54
4.5	(a) Trasmissione attraverso l'aria fino a 1 m. (b) Trasmissione attraverso l'aria fino a 10 m. (c) Trasmissione attraverso l'alluminio fino a 1 cm. . . . .	55
4.6	(a) Due ASIC CUBE. (b) Schema di un ASIC CUBE. La piazzola IN collega l'anodo della SDD con il CUBE, il PRE_OUT collega il segnale in uscita dal CUBE con la catena di acquisizione. Il resto delle piazzole sono collegamenti all'alimentazione o di controllo. . . . .	56
4.7	Schema circuitale semplificato dell'ASIC CUBE. . . . .	57
4.8	Uscita del CUBE osservata da un oscilloscopio. (a) È mostrata la rampa della tensione ai capi del condensatore quando il sistema non è esposto a radiazione, che cresce a causa della corrente di buio e poi viene scaricata. (b) Sistema esposto a radiazione, ogni "salto" è dovuto all'impulso di corrente generato da un fotone che viene assorbito nel rivelatore. Si noti che la durata della rampa è più breve rispetto al caso in cui si vede la sola corrente di buio. . . . .	57
4.9	Scheda del circuito del DP5. . . . .	58
4.10	Fasi di trasformazione del segnale da parte del DP5. (a) Al segnale di uscita del preamplificatore viene eliminata la rampa. Il segnale presenta pile up e un basso rapporto segnale/rumore. (b) Attraverso un algoritmo digitale il segnale viene trasformato in una forma trapezoidale, eliminando pile up e massimizzando il rapporto segnale/rumore. Tutti i segnali presentano stesso tempo di risalita e stesso flat top. L'ampiezza del segnale è segnata in arancione. . . . .	59
4.11	Un esempio di uno spettro di $^{241}\text{Am}$ acquisito con DppMCA. . . . .	59

4.12	Caratteristiche del segnale: in verde il segnale prodotto dal DP5, in rosso il tempo di salita, in blu il flat top, cioè il tempo in cui il segnale rimane costante e in viola il tempo di formatura. . . . .	60
4.13	Dipendenza di $ENC$ a tempi di formatura differenti. . . . .	61
4.14	(a) FWHM delle righe dello $^{241}\text{Am}$ in funzione del tempo di formatura. (b) Esempio della riga a 20.5 keV a tempi di formatura diversi. . . . .	61
4.15	Schema della configurazione attuale della struttura LARIX-A. Da destra a sinistra: il tubo radiogeno, il sistema monocromatore, il supporto del campione e il supporto del rivelatore. . . . .	64
4.16	Immagine dell'impianto LARIX-A. A sinistra: la stanza con il tubo radiogeno, il monocromatore e i collimatori. A destra: la camera pulita, con il porta campioni e i carrelli dei rivelatori. . . . .	65
4.17	Legge di Bragg: $d$ è la distanza tra due piani del reticolo cristallino, e $\theta$ è l'angolo tra il fascio in uscita e il cristallo. . . . .	66
4.18	(a) Spettro del fascio monocromatico a 70 keV osservato con lo spettrografo al germanio. (b) Immagine del fascio monocromatico a 70 keV osservato con il rivelatore ad immagini. . . . .	67
4.19	(a) Esempio di intensità dei flussi monocromatici prodotti dal LARIX-A per diverse modalità del sistema. Il flusso policromatico del tubo-X in entrata al monocromatore può essere variato in intensità ed energia massima e, prima di entrare nel monocromatore, è collimato e filtrato per le basse energie (fino a circa 30 keV). (b) FWHM della riga in funzione dell'energia monocromatica. . . . .	68
5.1	Schema della posizione e dei collegamenti elettronici degli strumenti usati durante l'esperimento. . . . .	69
5.2	Immagine del rivelatore sul portacampioni del LARIX-A, posto a una distanza di 10 cm dal secondo collimatore. Il fascio è in asse rispetto al cristallo scintillatore. Tra il rivelatore e il portacampioni c'è uno strato di polistirolo per isolamento, il cui scopo è evitare ulteriori fonti di rumore elettronico indotte da correnti parassite nelle masse comuni del LARIX-A e dell'esperimento. . . . .	70
5.3	Immagine del rivelatore, collegato all'alimentazione, a un oscilloscopio e al DP5. Il rivelatore è coperto da un telo nero affinché la luce esterna non produca ulteriore corrente nella SDD che sommandosi alla corrente di buio ne incrementi il rumore. . . . .	70
5.4	Schema seguito per ogni campagna di misure. . . . .	71
5.5	Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C1. L'errore associato a ogni misura è di $0.1^\circ\text{C}$ . La retta in blu indica la temperatura media. . . . .	74
5.6	Dettaglio della riga a 32.88 keV misurata con la SDD e della riga a 661.65 keV misurata con scintillatore ricavati dagli spettri del $^{137}\text{Cs}$ acquisiti in tempi diversi durante la campagna di misurazione di C1. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. (a) Riga a 32.88 keV. (b) Riga a 661.65 keV. . . . .	74

5.7	Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C2. L'errore su ogni misura è di $0.1^{\circ}\text{C}$ . La retta in blu indica la temperatura media. . . . .	75
5.8	Dettagli degli spettri acquisiti all'inizio e alla fine delle misure. Gli spettri in rosso sono quelli iniziali, in blu quelli finali. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. In entrambi i casi non si riscontrano variazioni dei parametri. <b>(a)</b> Righe di $^{241}\text{Am}$ acquisita con SDD. <b>(b)</b> Riga a 661.65 keV del $^{137}\text{Cs}$ acquisita con lo scintillatore. . . . .	76
5.9	Temperatura ambientale del laboratorio durante tutto il periodo della campagna di misura su C3. L'errore su ogni misura è di $0.1^{\circ}\text{C}$ . La retta in blu indica la temperatura media. . . . .	77
5.10	Dettagli degli spettri acquisiti all'inizio e alla fine delle misure. Gli spettri in rosso sono quelli iniziali, in blu quelli finali. Gli spettri sono stati realizzati per monitorare un eventuale cambio di parametri, da considerare durante l'analisi dei dati. <b>(a)</b> Righe di $^{241}\text{Am}$ acquisita con SDD, questo spettro non mostra variazioni. <b>(b)</b> Riga a 661.65 keV del $^{137}\text{Cs}$ acquisita con lo scintillatore. Questo spettro mostra variazioni nell'uscita luce del cristallo. Durante l'analisi dei dati questo verrà tenuto in conto per la normalizzazione finale dell'uscita luce, che verrà discussa del Cap. 6.4.4. . . . .	77
6.1	Spettro di $^{241}\text{Am}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2, con tempo di esposizione di 300 s. Alle energie della Tab. 5.1 sono associate le righe dello spettro. <b>(a)</b> Nello spettro sono presenti due righe a 59.54 keV, perché i fotoni sono stati rivelati sia dalla SDD, sia per interazione con lo scintillatore. La prima riga, a circa 50 ADC, è quella ottenuta attraverso la scintillazione, la seconda, a circa 850 ADC, dalla rivelazione della SDD. <b>(b)</b> Zoom dello spettro precedente. Queste righe sono state osservate solo dalla SDD. . . . .	80
6.2	Spettro di $^{137}\text{Cs}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Alle energie della Tab. 5.1 sono associate le righe dello spettro. Nello spettro del cesio è presente anche il picco di retrodiffusione e il continuo Compton. Inoltre, sono presenti due righe a 32.88 keV, il picco a circa 40 ADC corrisponde alla rivelazione nello scintillatore, il picco a circa 500 ADC alla rivelazione diretta nella SDD, a causa del meccanismo di doppia rivelazione. . . . .	81
6.3	Spettro di $^{22}\text{Na}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. È presente una sola riga a 511 keV, oltre al continuo Compton. . . . .	81
6.4	Spettro di $^{57}\text{Co}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Lo spettro presenta la riga a 122.06 keV. Il picco precedente alla riga è dovuto alla retrodiffusione. . . . .	81
6.5	Spettro di $^{133}\text{Ba}$ , acquisito con la SDD accoppiata con C2. Tempo di esposizione di 300 s. Le righe dello spettro sono associate alle energie riportate in Tab. 5.1. In questo caso, si è posizionata la sorgente rispetto al sistema SDD-scintillatore in modo tale che i fotoni di bassa energia ( $\leq 30$ keV) non raggiungessero la SDD. <b>(a)</b> Spettro complessivo che include anche un continuo Compton. <b>(b)</b> Zoom sulle righe a 276.39, 302.02 e 356.02 keV. . . . .	82

6.6	Spettri prodotti dal fascio monocromatico, con un tempo di esposizione di 60 s per ciascuna energia. <b>(a)</b> Campione C2, energia del fascio di 30 keV, picco a $\sim 40$ ADC. Lo spettro ha una forma gaussiana. <b>(b)</b> Campione C1, energia del fascio di 100 keV. Sulla sinistra sono presenti il continuo Compton con il picco di retrodiffusione ( $\sim 50$ ADC). <b>(c)</b> Campione C1, energia del fascio di 115 keV. Da sinistra verso destra: continuo Compton, picco di retrodiffusione ( $\sim 93$ ADC) e fotopicco ( $\sim 130$ ADC). <b>(d)</b> Campione C2, energia del fascio di 150 keV. Da sinistra verso destra: continuo Compton, picco di retrodiffusione ( $\sim 180$ ADC), fotopicco ( $\sim 210$ ADC) e pile up. . . . .	83
6.7	Distribuzione gaussiana. . . . .	84
6.8	Schermata di <code>fityk</code> . Il software è stato utilizzato per determinare un valore “ragionevole” per i parametri iniziali della funzione con due gaussiane. Nel software è possibile selezionare l’intervallo, in verde, e aggiungere “a mano” i modelli, in rosso; in giallo è riportato il modello finale. In basso a destra vi sono i valori di centro, sigma e altezza di ogni gaussiana. L’esempio mostra uno spettro di 160 keV ottenuto con C2. . . . .	85
6.9	Spettri di fascio, con un tempo di esposizione di 60 s per ciascuna energia. In verde lo spettro, in blu i dati dell’intervallo selezionato, in rosso il modello e in nero le singole componenti delle due gaussiane. <b>(a)</b> Campione C2, energia del fascio di 30 keV. Modello di una sola riga. <b>(b)</b> Campione C1, energia del fascio di 100 keV. Modello di una sola riga. <b>(c)</b> Campione C1, energia del fascio di 115 keV. Modello con due righe. <b>(d)</b> Campione C2, righe del $^{133}\text{Ba}$ a 276.39 e 302.02 keV. Modello con due righe. . . . .	85
6.10	Schema dell’analisi dati. . . . .	86
6.11	I vari passaggi della creazione della retta di calibrazione da ampiezza ADC alla carica corrispondente in elettroni. Lo spettro è stato realizzato con il campione C1, con un tempo di esposizione di 300 s. <b>(a)</b> Step 1: lo spettro di $^{241}\text{Am}$ in cui si selezionano le righe a 13.67, 17.66 e 59.54 keV. <b>(b)</b> Step 2: le righe vengono modellizzate attraverso la funzione a una riga descritta nel Cap. 6.2. <b>(c)</b> Step 3: ad ogni canale viene associato il relativo numero di elettroni (ampiezza). I valori si trovano in Tab. 6.1 e viene creata la retta di calibrazione lineare attraverso il modello <code>LinearModel</code> della libreria <code>lmfit.model</code> di Python. <b>(d)</b> Step 4: la retta viene applicata agli spettri attraverso l’Eq. 6.2, in questo caso la retta è applicata allo spettro di $^{241}\text{Am}$ usato per la calibrazione stessa. . . . .	87
6.12	Ampiezza in funzione dell’energia dei valori ottenuti con il campione C2. <b>(a)</b> Ampiezza fascio e sorgenti. <b>(b)</b> Zoom sui valori nell’intervallo di energie tra i 20 keV e i 160 keV. Si noti la discontinuità generata dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV. . . . .	89
6.13	Ampiezza in elettroni del segnale del fascio monocromatico in funzione dell’energia nominale del fascio, relativo al campione C2. L’ampiezza della riga a 122 keV del $^{57}\text{Co}$ si trova spostata rispetto al fascio. La retta in verde è la retta che passa per i valori del fascio. La retta in blu è la retta parallela all’asse delle ascisse passante per il valore in ampiezza del $^{57}\text{Co}$ . La differenza in keV tra il valore dato dalla sorgente ed il punto di intersezione tra le due righe è il punto usato per costruire la retta di correzione dell’energia. . . . .	89

- 6.14 **(a)** Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia per il campione C2. I valori del fascio ora si trovano allineati con i valori delle sorgenti. **(b)** Zoom sui valori nell'intervallo 20–160 keV. . . . . 90
- 6.15 **(a)** Uscita luce effettiva in funzione dell'energia per il campione C2. La retta blu indica il valore di 50.23 keV del gadolinio, ove si manifesta la non linearità del GAGG:Ce. **(b)** Zoom sui valori tra 20 e 160 keV. . . . . 91
- 6.16 Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia per il campione C2. I dati sono stati modellizzati attraverso due rette, una prima della discontinuità, in blu, e una dopo, in rosso. . . . . 91
- 6.17 **(a)** Uscita luce in funzione dell'energia per il campione C2. I dati sono stati riprodotti attraverso la normalizzazione rispetto all'energia delle rette che modellano le ampiezze del segnale in elettroni. **(b)** Zoom sul fascio. . . . . 91
- 6.18 Normalizzazione al valore dell'uscita luce ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  per il campione C2. . . . . 92
- 6.19 Campione C1. **(a)** Uscita luce a tempi di formatura diversi. Un tempo di formatura più lungo produce un'uscita luce più alta, perché con tempi più lunghi si raccoglie più luce di scintillazione e quindi si ottiene un segnale di intensità più ampia. Tuttavia, si perde in termini di risoluzione a causa dell'aumento del rumore; si può infatti notare come gli errori delle misure a 16  $\mu\text{s}$  siano più grandi. **(a)** Uscita luce normalizzata a 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . I valori coincidono entro gli errori, pertanto, non c'è dipendenza della non-linearità intrinseca del cristallo rispetto al tempo di formatura. . . . . 93
- 6.20 Campione C1. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. **(a)** L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV. . . . . 94
- 6.21 Campione C1. **(a)** Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. Le misure di alcune sorgenti non sono perfettamente allineate al fascio, come ad esempio il valore di uscita luce della riga a 80 keV del  $^{133}\text{Ba}$ ; questo è dovuto al fatto che la rappresentazione in uscita luce, essendo una normalizzazione dell'ampiezza, mostra in maniera amplificata anche le più piccole imprecisioni. Tuttavia, la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che la calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta. . . . . 94
- 6.22 Campione C1. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. **(a)** Retta che modella i dati nell'intervallo 28.15–48.32 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta corrisponde alla riga a 30.88 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . **(b)** Retta che modella i dati nell'intervallo 51.23–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è la riga a 276.39 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . Inoltre, anche le misure del fascio ad energie superiori a 105 keV presentano un discostamento dal modello. . . . . 95
- 6.23 Campione C1. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Rette che modellizzano i valori in ampiezza di elettroni. **(b)** Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.32 keV, in rosso la retta per energie superiori a 51.23 keV. . . . . 95

- 6.24 Campione C1. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. **(a)** Modello per l'uscita luce nell'intervallo 28.15–661.65 keV. **(b)** Zoom sui dati di fascio. . . . . 96
- 6.25 Campione C1. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Normalizzazione nell'intervallo 28.15–661.65 keV. **(b)** Zoom sul fascio. Si noti come ai 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 4% circa. . . . . 96
- 6.26 Campione C2. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. **(a)** L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV. . . . . 97
- 6.27 Campione C2. **(a)** Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. La discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta. . . . . 97
- 6.28 Campione C2. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. **(a)** Retta che modella i dati da 20.25 a 48.71 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta corrisponde al valore di uscita luce relativo alla riga a 30.88 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . **(b)** Retta che modella i dati nell'intervallo 57.86–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è il valore di uscita luce relativo alla riga a 302.85 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . Inoltre, anche le misure del fascio oltre i 110 keV presentano un discostamento dal modello. . . 98
- 6.29 Campione C2. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Rette che modellizzano i valori in ampiezza di elettroni. **(b)** Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.71 keV, in rosso la retta per energie superiori a 57.86 keV. . . . . 98
- 6.30 Campione C2. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. **(a)** Modello per l'uscita luce nell'intervallo 28.15–661.65 keV. **(b)** Zoom sui dati di fascio. . . . . 99
- 6.31 Campione C2. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Normalizzazione nell'intervallo 20.25–661.65 keV. **(b)** Zoom sul fascio. Si noti come che a 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 4–5% circa. . . . . 99
- 6.32 Campione C3. Ampiezza del segnale in elettroni in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le misure ottenute dalle sorgenti sono in colori differenti. **(a)** L'andamento dell'ampiezza in elettroni è lineare. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. Si nota la discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio a 50.23 keV. . . . . 100
- 6.33 Campione C3. **(a)** Uscita luce in funzione dell'energia. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(b)** Zoom sulle misure del fascio. La discontinuità prodotta dal K-edge del gadolinio è centrata a 50.23 keV (linea blu verticale), da cui si può dedurre che calibrazione in energia è stata eseguita in maniera corretta. . . . . 101

- 6.34 Campione C3. Rette di modellizzazione dei valori in ampiezza con i residui. **(a)** Retta che modella i dati nell'intervallo 40.6–48.64 keV. **(b)** Retta che modella i dati nell'intervallo 57.86–661.65 keV. Il valore che si discosta di più dalla retta è il valore di uscita luce relativo alla riga a 276.39 keV del  $^{133}\text{Ba}$ . . . . . 101
- 6.35 Campione C3. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Rette che modellizzano i valori in ampiezza di elettroni. **(b)** Zoom sui dati di fascio. In blu la retta per energie inferiori a 48.64 keV, in rosso la retta per energie superiori a 79.59 keV. . . . . 102
- 6.36 Campione C3. Il modello per l'uscita luce è stato calcolato secondo l'Eq. 3.5. Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. La linea blu verticale indica la discontinuità data dalla *shell K* del gadolinio a 50.23 keV. **(a)** Modello per l'uscita luce nell'intervallo 40.60–661.65 keV. **(b)** Zoom sui dati di fascio. . . . . 102
- 6.37 Campione C3. Normalizzazione dell'uscita luce al valore dei 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Le misure del fascio sono in nero, mentre le sorgenti in verde. **(a)** Normalizzazione nell'intervallo 40.6–667.65 keV. **(b)** Zoom sul fascio. Si noti come che a 50.23 keV del K-edge del gadolinio si registra una diminuzione dell'uscita luce del 5% circa. . . . . 103
- 7.1 Normalizzazione al valore dell'uscita luce ai 661.65 keV del  $^{137}\text{Cs}$  per i tre campioni. In prossimità dei 50.23 keV della *shell K* è presente una marcata discontinuità nell'uscita luce. . . . . 107

# Elenco delle tabelle

2.1	Parametri per alcuni semiconduttori usati per i rivelatori di raggi $\gamma$ . $Z$ è il numero atomico, $\epsilon$ è l'energia media necessaria per creare un elettrone-lacuna, $\rho$ è la densità del materiale e $\mu$ è la mobilità dei portatori di carica. . . . .	23
2.2	Alcuni parametri relativi ad HERMES-TP/SP. *Il GPS si dice "agganciato" quando il segnale di un numero sufficiente di satelliti GPS è visibile dal ricevitore. . . . .	31
3.1	Caratteristiche principali dei cristalli scintillatori citati nel capitolo. $\rho$ è la densità, $\lambda_{\max}$ la lunghezza d'onda di picco, $\tau$ il tempo di decadimento e $LY_{\text{in}}$ l'uscita luce intrinseca (Lecoq et al., 2017). . . . .	42
3.2	Energie relative alle shell $K$ ed $L$ degli atomi che compongono il GAGG:Ce. ( <a href="http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS_periodic.html">http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS_periodic.html</a> ). . . . .	48
5.1	Energie tipiche dei fotoni emessi dai radioisotopi usati durante l'esperimento. *Media ponderata sul multipletto. <a href="http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp">http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp</a> . . . . .	71
5.2	Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativo al campione C1. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3. . . . .	73
5.3	Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione C1. . . . .	74
5.4	Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativi al campione C2. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3. . . . .	75
5.5	Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione 2. . . . .	75
5.6	Parametri scelti per settare il DppMCA per l'acquisizione dei dati relativo al campione C3. Questi sono descritti nel Cap. 4.1.3. . . . .	76
5.7	Parametri operativi del generatore del fascio per l'acquisizione dei dati del campione 3. . . . .	77
6.1	I valori sono stati calcolati attraverso la formula di Eq. 4.4. . . . .	86





# Bibliografia

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Afrough, M., Agarwal, B., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., ... Virgo Collaboration. (2017). GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, *119*(16), 161101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101>
- Ahangarianabhari, M., Bertuccio, G., Macera, D., Malcovati, P., Grassi, M., Rachevski, A., Rashevskaya, I., Vacchi, A., Zampa, G., Zampa, N., Fuschino, F., Evangelista, Y., Campana, R., Labanti, C. & Feroci, M. (2014). A low-power CMOS ASIC for X-ray Silicon Drift Detectors low-noise pulse processing. *Journal of Instrumentation*, *9*, C03036. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/03/C03036>
- Amati, L. (2021). To be short or long is not the question. *Nature Astronomy*, *5*, 877–878. <https://doi.org/10.1038/s41550-021-01401-4>
- Bertuccio, G., Ahangarianabhari, M., Graziani, C., Macera, D., Shi, Y., Rachevski, A., Rashevskaya, I., Vacchi, A., Zampa, G., Zampa, N., Bellutti, P., Giacomini, G., Picciotto, A. & Piemonte, C. (2015). A Silicon Drift Detector-CMOS front-end system for high resolution X-ray spectroscopy up to room temperature. *Journal of Instrumentation*, *10*(1), P01002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/01/P01002>
- Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., Piro, L., Scarsi, L. & Bleeker, J. A. M. (1997). BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy. *A&AS*, *122*, 299–307. <https://doi.org/10.1051/aas:1997136>
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T. & Sari, R. (2013). Short versus Long and Collapsars versus Non-collapsars: A Quantitative Classification of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, *764*(2), 179. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/179>
- Campana, R. (2022). In-orbit background for X-ray detectors. *arXiv e-prints*, arXiv:2205.09359.
- Campana, R., Fuschino, F., Evangelista, Y., Dilillo, G. & Fiore, F. (2020). The HERMES-TP/SP background and response simulations. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, *11444*, 114444U. <https://doi.org/10.1117/12.2560365>
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., Feroci, M., in't Zand, J., Fiore, F., Cinti, M. N., Dal Fiume, D., Nicastro, L., Orlandini, M., Palazzi, E., Rapisarda#, M., Zavattini, G., Jager, R., Parmar, A., Owens, A., Molendi, S., Cusumano, G., Maccarone, M. C., ... Butler, R. C. (1997). Discovery of an X-ray afterglow associated with the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, *387*(6635), 783–785. <https://doi.org/10.1038/42885>
- Courvoisier, T. (2013). *High Energy Astrophysics*. Astronomy and Astrophysics Library - Springer.

- Derdeyn, S. M., Ehrmann, C. H., Fichtel, C. E., Kniffen, D. A. & Ross, R. W. (1972). SAS-B digitized spark chamber gamma ray telescope. *Nuclear Instruments and Methods*, 98, 557–566. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(72\)90243-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(72)90243-1)
- Evangelista, Y., Fiore, F., Fuschino, F., Campana, R., Ceraudo, F., Demenev, E., Guzman, A., Labanti, C., La Rosa, G., Fiorini, M., Gandola, M., Grassi, M., Mele, F., Morgante, G., Nogara, P., Piazzolla, R., Pliego Caballero, S., Rashevskaya, I., Russo, F., ... Clerici, A. (2020). The scientific payload on-board the HERMES-TP and HERMES-SP CubeSat missions. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 11444, 114441T. <https://doi.org/10.1117/12.2561018>
- Evangelista, Y., Campana, R., Ceraudo, F., Demenev, E., Della Casa, G., Dilillo, G., Fiore, F., Guzman, A., La Rosa, G., Marchesini, E., Milánkovich, D., Morgante, G., Nogara, P., Pál, A., Piazzolla, R., Pliego Caballero, S., Rashevskaya, I., Russo, F. & Sottile, G. (2022). HERMES payload desing description. *HERMES Technical Note HSP-INAF-ISE-SPC-D-301*, 157.
- Evans, R. D. (1955). *The Atomic Nucleus*. McGRAW-HILL.
- Ferreira, L. F. R., Ferreira, H. M. N. B. L., Veloso, J. F. C. A. & Santos, J. M. F. D. (2004). Energy non-linearity effects in the response of ionic crystal scintillators to X-rays with energy in the region of the K-absorptions edges: experimental results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 516(2-3), 486–491. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.08.171>
- Fiore, F., Burderi, L., Lavagna, M., Bertacin, R., Evangelista, Y., Campana, R., Fuschino, F., Lunghi, P., Monge, A., Negri, B., Pirrotta, S., Puccetti, S., Sanna, A., Amarilli, F., Ambrosino, F., Amelino-Camelia, G., Anitra, A., Auricchio, N., Barbera, M., ... Zanotti, G. (2020). The HERMES-technologic and scientific pathfinder. In J.-W. A. den Herder, K. Nakazawa & S. Nikzad (Cur.), *Space Telescopes and Instrumentation 2020: Ultraviolet to Gamma Ray*. SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2560680>
- Furuno, T., Koshikawa, A., Kawabata, T., Itoh, M., Kurosawa, S., Morimoto, T., Murata, M., Sakanashi, K., Tsumura, M. & Yamaji, A. (2021). Response of the GAGG(Ce) scintillator to charged particles compared with the CsI(Tl) scintillator. *Journal of Instrumentation*, 16(10), P10012. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/10/P10012>
- Fuschino, F., Labanti, C., Campana, R., Gangemi, G. C., Marisaldi, M., Rignanese, L. P., Baldazzi, G., Elmi, I., Evangelista, Y., Feroci, M., Zampa, G., Zampa, N., Rashevsky, A., Vacchi, A., Rashevskaya, I., Fabiani, S., Zorzi, N., Piemonte, C., Bellutti, P., ... Burderi, L. (2016). Characterization of a LaBr<sub>3</sub> scintillator with multi-cell Silicon Drift Detector (SDD) readout. In J.-W. A. den Herder, T. Takahashi & M. Bautz (Cur.), *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray* (99056J). <https://doi.org/10.1117/12.2232605>
- Galysh, I., Doherty, K., McGuire, J., Heidt, H., Niemi, D. & Dutchover, G. (2000). CubeSat: developing a standard bus for picosatellites. In B. J. Horais & R. J. Twiggs (Cur.), *Small Payloads in Space* (pp. 64–71). <https://doi.org/10.1117/12.406644>
- Gao, H., Yang, D., Wen, J., Zheng, X., Zeng, M., Cang, J., Zeng, W., Pan, X., Zhou, Q., Liu, Y., Feng, H., Zhang, B., Zeng, Z., Tian, Y. & GRID Collaboration. (2022). On-ground calibrations of the GRID-02 gamma-ray detector. *Experimental Astronomy*, 53(1), 103–116. <https://doi.org/10.1007/s10686-021-09819-4>

- Gatti, E. & Rehak, P. (1984). Semiconductor drift chamber — An application of a novel charge transport scheme. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 225(3), 608–614. [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(84\)90113-3](https://doi.org/10.1016/0167-5087(84)90113-3)
- Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E. & Fox, D. B. (2009). Gamma-Ray Bursts in the Swift Era. *ARA&A*, 47(1), 567–617. <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145147>
- Georgiev, A. & Gast, W. (1993). Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(4), 770–779. <https://doi.org/10.1109/23.256659>
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. & Rossi, B. B. (1962). Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11), 439–443. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.439>
- Gilmore, G. R. (2008). *Practical Gamma-ray Spectrometry*. John Wiley & Sons,
- Gottwald, M. (1983). Gamma-Astronomie mit COS-B. *Sterne und Weltraum*, 22, 466–473.
- Jagoda, N., Austin, G., Mickiewicz, S. & Goddard, R. (1972). The UHURU X-Ray Instrument. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 19(1), 579. <https://doi.org/10.1109/TNS.1972.4326562>
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., Clavel, J., Ehle, M., Erd, C., Gabriel, C., Guainazzi, M., Gondoin, P., Much, R., Munoz, R., Santos, M., Schartel, N., Texier, D. & Vacanti, G. (2001). XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A*, 365, L1–L6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036>
- Jensen, P. L., Clausen, K., Cassi, C., Ravera, F., Janin, G., Winkler, C. & Much, R. (2003). The INTEGRAL spacecraft - in-orbit performance. *A&A*, 411, L7–L17. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031173>
- Kamada, K., Kurosawa, S., Prusa, P., Nikl, M., Kochurikhin, V. V., Endo, T., Tsutumi, K., Sato, H., Yokota, Y., Sugiyama, K. & Yoshikawa, A. (2014). Cz grown 2-in. size Ce:Gd<sub>3</sub>(Al,Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> single crystal; relationship between Al, Ga site occupancy and scintillation properties. *Optical Materials*, 36(12), 1942–1945. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2014.04.001>
- Kepler, J. (2014). *Harmonies of the World*. CreateSpace Independent Publishing Platform.
- Kniffen, D. A. (1989). The Gamma-Ray Observatory. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 571, 482–496. <https://doi.org/10.1111/j.1749-6632.1989.tb50535.x>
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons Inc.
- Lamb, D. Q., Lamb, F. K. & Pines, D. (1973). Soft Gamma-ray Bursts from Accreting Compact Objects. *Nature Physical Science*, 246(152), 52–54. <https://doi.org/10.1038/physci246052a0>
- Lecoq, P., Gektin, A. & Korzhik, M. (2017). *Inorganic Scintillators for Detector Systems*. Springer.
- Longair, M. S. (2011). *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press.
- Lutz, G. (1999). *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer.
- Meegan, C. (1997). *Gamma-ray bursts : 4th Huntsville Symposium* (Vol. 428).
- Mészáros, P. (2001). The Fireball Model of Gamma-Ray Bursts. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 143, 33–49. <https://doi.org/10.1143/PTPS.143.33>
- Murdin, P. (Cur.). (2000). Uhuru (SAS-1/Explorer 42). In *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics* (p. 4774). <https://doi.org/10.1888/0333750888/4774>
- Ostrowski, M. & Bednarz, J. (2002). Comment on the first-order Fermi acceleration at ultra-relativistic shocks. *A&A*, 394, 1141–1144. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021173>

- Rooney, B. D. & Valentine, J. D. (1997). Scintillator light yield nonproportionality: calculating photon response using measured electron response. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, *44*(3), 509–516. <https://doi.org/10.1109/23.603702>
- Rossi, A., Rothberg, B., Palazzi, E., Kann, D. A., D’Avanzo, P., Amati, L., Kloke, S., Perego, A., Pian, E., Guidorzi, C., Pozanenko, A. S., Savaglio, S., Stratta, G., Agapito, G., Covino, S., Cusano, F., D’Elia, V., Pasquale, M. D., Valle, M. D., ... Volnova, A. A. (2022). The Peculiar Short-duration GRB 200826A and Its Supernova. *ApJ*, *932*(1), 1. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac60a2>
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1985). *Radiative Processes in Astrophysics*. Vch Pub.
- Sanna, A., Burderi, L., Di Salvo, T., Fiore, F., Riggio, A., Gambino, A., Lavagna, M., Bertacin, R., Evangelista, Y., Campana, R., Fuschino, F., Lunghi, P., Monge, Á., Negri, B., Pirrotta, S., Puccetti, S., Amarilli, F., Ambrosino, F., Amelino-Camelia, G., ... Zanotti, G. (2020). Timing techniques applied to distributed modular high-energy astronomy: the H.E.R.M.E.S. project. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, *11444*, 114444X. <https://doi.org/10.1117/12.2561758>
- Sibczynski, P., Iwanowska-Hanke, J., Moszyński, M., Swiderski, L., Szawłowski, M., Grodzicka, M., Szczeńniak, T., Kamada, K. & Yoshikawa, A. (2015). Characterization of GAGG:Ce scintillators with various Al-to-Ga ratio. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, *772*, 112–117. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.041>
- Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A., Boffelli, F., Bulgarelli, A., Caraveo, P., Cattaneo, P. W., Chen, A. W., Cocco, V., Costa, E., D’Ammando, F., Del Monte, E., de Paris, G., Di Cocco, G., di Persio, G., Donnarumma, I., Evangelista, Y., Feroci, M., Ferrari, A., ... Giacomazzo, M. (2009). The AGILE Mission. *A&A*, *502*(3), 995–1013. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810527>
- Taylor, J. (1999). *Introduzione all’analisi degli errori. Lo studio delle incertezze nelle misure fisiche*. ZANICHELLI.
- Tsoufanidis, N. & Landsberger, S. (2015). *Measurement & Detection of Radiation*. CRC Press Taylor & Francis Group.
- van Speybroeck, L. P. (1979). Einstein Observatory /HEAO-B/ mirror design and performance. In M. Weisskopf (Cur.), *Space optics: Imaging X-ray optics workshop* (pp. 2–11). <https://doi.org/10.1117/12.957428>
- van Paradijs, J. A., Groot, P. J., Galama, T. J., Kouveliotou, C., Strom, R. G., Telting, J. H., Rutten, R. G. M., Fishman, G. J., Meegan, C. A., Pettini, M., Tanvir, N. R., Bloom, J. S., Pedersen, H., Nørsgaard-Nielsen, H. U., Linden-Vørnle, M. J. D., Melnick, J., van der Steene, G., Bremer, M. N., Naber, R. M., ... Parmar, A. N. (1997). Transient optical emission from the error box of the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, *386*, 686–689.
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P. & O’Dell, S. L. (2000). Chandra X-ray Observatory (CXO): overview. In J. E. Truemper & B. Aschenbach (Cur.), *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (pp. 2–16). <https://doi.org/10.1117/12.391545>
- Wen, J., Long, X., Zheng, X., An, Y., Cai, Z., Cang, J., Che, Y., Chen, C., Chen, L., Chen, Q., Chen, Z., Cheng, Y., Deng, L., Deng, W., Ding, W., Du, H., Duan, L., Gan, Q., Gao, T., ... Zhu, Z. (2019). GRID: a student project to monitor the transient gamma-ray sky in the

---

multi-messenger astronomy era. *Experimental Astronomy*, 48(1), 77–95. <https://doi.org/10.1007/s10686-019-09636-w>