

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica

## Studio per la realizzazione di un bersaglio attivo polarizzato magneticamente

**Relatori:**  
Prof. Biagio Saitta  
Dott.ssa Alessandra  
Geddo Lehmann

**Tesi di Laurea di:**  
Maria Paola Mocci

**Anno Accademico  
2009-2010**



# Indice

<b>Ringraziamenti</b>	<b>iv</b>
<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Lo scintillatore paramagnetico GSO</b>	<b>3</b>
1.1 Scintillatori cristallini inorganici . . . . .	3
1.2 L'ortosilicato $Gd_2SiO_5$ (GSO) . . . . .	5
<b>2 Misure magnetiche</b>	<b>9</b>
2.1 Principio di funzionamento del magnetometro SQUID . . . . .	10
2.2 Misure . . . . .	13
2.2.1 Misura della suscettività . . . . .	13
2.2.2 Misura della curva di magnetizzazione $M(B)$ a 4 K . . . . .	16
2.2.3 Misura della magnetizzazione a $T=77$ K . . . . .	18
2.2.4 Misura della magnetizzazione lungo le tre orientazioni del campione di forma cubica . . . . .	20
<b>3 Misure ottiche</b>	<b>23</b>
3.1 GSO come rivelatore di luce . . . . .	23
3.2 APD-Avalanche Photo Diode . . . . .	24
3.3 Catena di lettura della luce da un cristallo di GSO . . . . .	27
3.3.1 Catena elettronica di lettura del segnale . . . . .	27
3.3.2 Misura del guadagno con una sorgente di $^{55}Fe$ . . . . .	29
3.3.3 Misura della resa di luce . . . . .	35
3.3.4 Errori . . . . .	37
<b>Conclusioni</b>	<b>39</b>

ii

*INDICE*

**Bibliografia**

**40**

**Ringraziamenti**

**43**

# Elenco delle figure

1.1	Cella elementare di $Gd_2SiO_5$ , con parametri reticolari $a = 9.131(7)$ Å, $b = 7.045(6)$ Å, $c = 6.749(5)$ Å, $\beta = 107.1411(7)^\circ$ .	5
1.2	Siti cristallografici $Gd_1$ e $Gd_2$ in $Gd_2SiO_5$ e le corrispondenti distanze interatomiche (Å). CN= Coordination Number. . . .	6
2.1	Rivelatore SQUID. . . . .	10
2.2	Bobine di rivelazione e anello superconduttore. . . . .	11
2.3	Andamento della suscettività $\chi$ (calcolata per moli di $Gd_2SiO_5$ ) del campione di massa $m_1$ al variare della temperatura, ad un campo magnetico costante H. . . . .	13
2.4	Fit di $1/\chi$ in funzione della temperatura, a campo magnetico costante. . . . .	14
2.5	Magnetizzazione in funzione dell'induzione magnetica del campione di massa $m_2$ ; la curva teorica tende asintoticamente a $M = 7.85 \cdot 10^4$ emu/mol $Gd_2SiO_5$ . . . . .	16
2.6	Magnetizzazione in funzione dell'induzione magnetica alla temperatura di ebollizione dell'azoto liquido; campione di massa $m_3$ . La curva in rosso è la curva sperimentale. . . . .	18
2.7	Magnetizzazione in funzione della temperatura per le tre orientazioni del cubo, a campo magnetico costante. . . . .	20
2.8	Magnetizzazione in funzione della temperatura per le tre orientazioni del cubo nell'intervallo di temperature 4-22 K. . . .	21

3.1	Strutture di tre diversi APD: (a) <i>beveled-edge</i> , (b) <i>reach-through</i> , (c) <i>reverse type</i> (da sinistra a destra). La seconda e la terza riga illustrano rispettivamente il campo elettrico e il guadagno per ciascun APD in funzione della posizione all'interno del rivelatore. . . . .	24
3.2	Struttura dell'APD Hamamatsu S8664-55. . . . .	25
3.3	Caratteristiche dell'APD S8664. . . . .	26
3.4	Caratteristica I-V a $T = 237$ K e $T = 297$ K . . . . .	27
3.5	Schema apparato strumentale. . . . .	28
3.6	Spettro della sorgente di $^{55}\text{Fe}$ con i tre segnali di calibrazione, a 350 V di tensione di alimentazione dell'APD e a $T=298$ K. . . . .	30
3.7	Retta di calibrazione con la sorgente di $^{55}\text{Fe}$ a 350 V. . . . .	31
3.8	Curva del guadagno in funzione della tensione applicata, a $T = 238$ K e $T = 297$ K. . . . .	32
3.9	Spettro della sorgente di $^{55}\text{Fe}$ a due diversi valori di tensione e temperatura, ma stesso guadagno. . . . .	33
3.10	Risoluzione in energia per $T = 237$ K e $T = 297$ K. . . . .	34
3.11	Cristallo di GSO, APD e sorgente di $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	35
3.12	Spettro della sorgente $^{137}\text{Cs}$ con il cristallo GSO. . . . .	36



# Introduzione

La sezione d'urto di diffusione di particelle elementari può avere, in certi casi, una forte dipendenza dalla polarizzazione del bersaglio. Un esempio tipico è lo scattering di un neutrino (o di un antineutrino) su elettrone la cui sezione d'urto (piccola comunque, tipicamente  $10^{-43} - 10^{-42} \text{ cm}^2$  ad energie dell'ordine del MeV) varia significativamente fino ad annullarsi a seconda che l'elettrone bersaglio sia polarizzato parallelamente o antiparallelamente alla particella incidente.

Per queste ragioni, e non solo, è di interesse la realizzazione di un bersaglio che sia polarizzabile magneticamente ma che sia, al tempo stesso, attivo, agisca cioè simultaneamente da rivelatore dell'energia rilasciata. Questo potrebbe infatti aprire la strada ad una serie di misure del tutto nuove o con precisione maggiore di quanto finora possibile.

Questo lavoro di tesi si inquadra in questo ambito. Esso descrive le misure effettuate sull'ortosilicato di gadolinio (GSO), un cristallo inorganico scintillante considerato un buon candidato per lo scopo citato, e si articola nella maniera seguente. Nel capitolo 1 sono illustrate le caratteristiche generali del cristallo GSO per giustificarne l'interesse e nel capitolo 2 sono riportati i risultati sulle sue proprietà magnetiche. Nel capitolo 3 si affronta la parte relativa alla rivelazione del segnale luminoso di scintillazione, con risultati preliminari sulla calibrazione di un possibile sistema di lettura mediante un rivelatore al silicio di tipo APD.





# Capitolo 1

## Lo scintillatore paramagnetico GSO

### 1.1 Scintillatori cristallini inorganici

Per la realizzazione di un bersaglio attivo polarizzato magneticamente ci siamo serviti dell'ortosilicato di gadolinio (GSO), un cristallo inorganico scintillante.

Gli scintillatori cristallini inorganici ben si prestano ai nostri scopi. Essi sono infatti caratterizzati da una densità maggiore rispetto agli scintillatori plastici organici e pertanto possiedono un elevato potere di frenamento.

Un'altra caratteristica favorevole è l'elevato output di luce, perciò riescono a fornire una buona risoluzione in energia, fino a pochi centinaia di keV.

In genere questi scintillatori hanno tempi di decadimento maggiori rispetto agli scintillatori organici, a causa del fenomeno di fosforescenza. Alcuni cristalli sono scintillatori intrinseci e producono luce di scintillazione per mezzo di una parte delle specie atomiche appartenenti al loro reticolo cristallino; altri invece necessitano di un drogaggio, in genere con ioni fluorescenti come il tallio (Tl) o il cerio (Ce). In entrambi i casi il meccanismo di scintillazione è lo stesso. L'energia può essere depositata nel cristallo per ionizzazione in due diversi modi: direttamente mediante particelle cariche oppure attraverso la conversione di fotoni in elettroni o positroni, che successivamente produce ionizzazione. Questa energia viene trasferita ai centri di luminescenza presenti nel reticolo che successivamente irradiano fotoni di scintillazione.

L'efficienza di conversione  $\eta$  dell'energia depositata nel cristallo in luce di scintillazione è

$$\eta = \beta \cdot S \cdot Q$$

dove  $\beta$  è l'efficienza del processo di conversione dell'energia,  $S$  è l'efficienza del processo di trasferimento dell'energia ai centri di luminescenza e  $Q$  è l'efficienza quantica di questi ultimi. Il valore di  $\eta$  può variare da 0.1 a  $\simeq 1$  a seconda del cristallo ed è il fattore principale che determina l'output di luce dello scintillatore.

I processi di trasferimento ed emissione di energia determinano il tempo di decadimento di scintillazione, dovuto principalmente al tempo di decadimento dei centri di luminescenza.

Il segnale prodotto da uno scintillatore è spesso quantificato in termini di numero di fotoelettroni per MeV prodotti da un dato fotorivelatore. La relazione che lega il numero di fotoni/MeV prodotti al numero di fotoelettroni/MeV rivelati è

$$N_{p.e.}/MeV = L \cdot QE \cdot N_{\gamma}/MeV$$

con  $QE$  efficienza quantica del fotorivelatore e  $L$  efficienza di raccolta della luce. Quest'ultimo fattore tiene conto della trasmissione della luce scintillante all'interno del cristallo, della riflessione e scattering alla superficie e della forma e dimensione del cristallo. La trasmissione interna della luce dipende dalle proprietà intrinseche del materiale, come ad esempio la sua densità e il tipo di centri di scattering e di difetti che possono causare assorbimento all'interno del cristallo.

Il valore di  $L$  dipende quindi dal campione in esame e può tipicamente variare fra il 10% e il 60%.

L'efficienza quantica  $QE$  dipende dal tipo di fotorivelatore utilizzato: vale  $\sim 15 \div 20\%$  per i tubi fotomoltiplicatori e  $\sim 70\%$  per i fotodiodi di silicio a luce visibile.

## 1.2 L'ortosilicato $Gd_2SiO_5$ (GSO)

Le misure sono state effettuate su un cristallo **GSO(Ce)**, ortosilicato di gadolinio drogato col cerio.

Il cristallo inorganico **GSO** ha formula chimica  $Gd_2SiO_5$  e densità  $\rho = 6,71 \text{ g/cm}^3$ , ed è caratterizzato da una elevata resa di luce. La luce di scintillazione ha due componenti caratterizzate da tempi di decadimento diversi  $\tau_s = 600 \text{ ns}$ ,  $\tau_f = 56 \text{ ns}$  e con la componente *fast* dominante [1].

Questo ortosilicato cristallizza nel sistema monoclinico e la sua simmetria è descritta dal gruppo spaziale  $\frac{P2_1}{c}$  No 14.

La cella unitaria di GSO è (Figura 1.1). Essa contiene quattro formule e quindi 8 atomi Gd, 4 Si e 20 O.

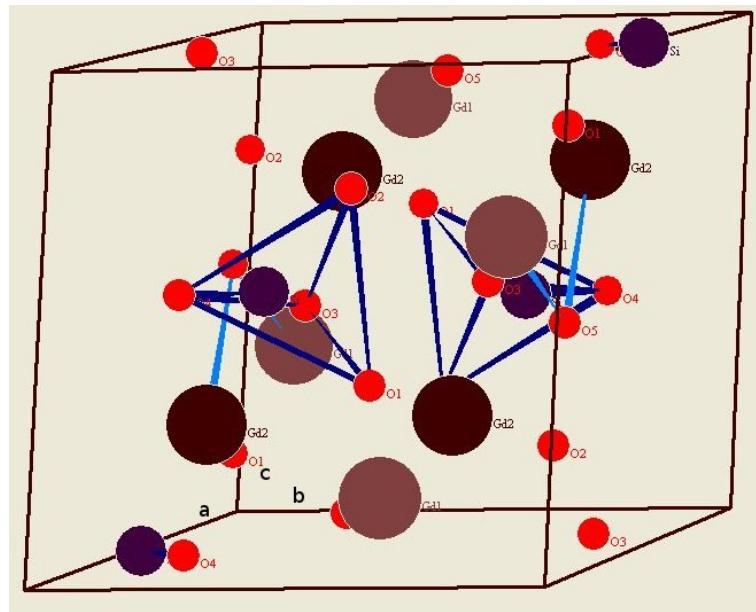


Figura 1.1: Cella elementare di  $Gd_2SiO_5$ , con parametri reticolari  $a = 9.131(7) \text{ \AA}$ ,  $b = 7.045(6) \text{ \AA}$ ,  $c = 6.749(5) \text{ \AA}$ ,  $\beta = 107.1411(7)^\circ$ .

Nella Figura 1.1 sono messe in evidenza i tetraedri isolati  $SiO_4^{4-}$ , che sono il motivo portante degli ortosilicati. È anche evidenziato uno dei possibili cammini Gd-O-Gd lungo i quali si possono trasmettere le interazioni di scambio magnetico tra gli atomi di terra rara.

In Figura 1.2 sono mostrati i due diversi siti cristallografici per il gadolinio,  $Gd_1$  e  $Gd_2$ , che differiscono nella coordinazione degli atomi di gadolinio con gli atomi di ossigeno. Nel sito con numero di coordinazione 7 lo ione  $Gd^{3+}$  è legato a sette ioni ossigeno: tre di questi sono isolati mentre i restanti quattro appartengono alle strutture  $SiO_4^{4-}$ . Il sito con numero di coordinazione 9 presenta invece lo ione  $Gd^{3+}$  legato ad un ossigeno isolato e a otto ioni  $SiO_4^{4-}$  [2], [3].

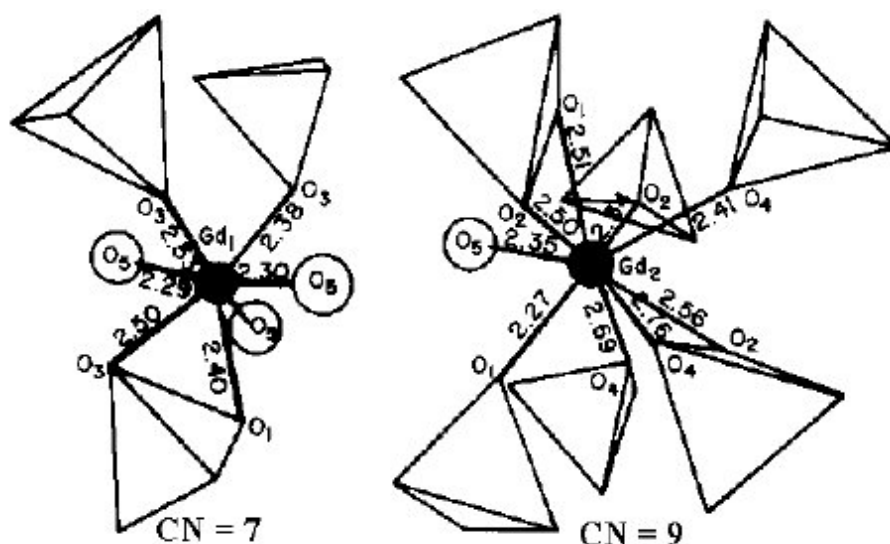


Figura 1.2: Siti cristallografici  $Gd_1$  e  $Gd_2$  in  $Gd_2SiO_5$  e le corrispondenti distanze interatomiche (Å). CN= Coordination Number.

Le proprietà magnetiche di GSO sono dovute al gadolinio, elemento appartenente al gruppo delle terre rare. Gli ioni trivalenti di questo gruppo presentano un comportamento paramagnetico da momenti magnetici localizzati, associati alla presenza di elettroni spaiati negli orbitali esterni.

L'atomo di gadolinio ha configurazione elettronica  $4f^7 5d^1 6s^2$ .

In forma ionica  $Gd^{3+}$  ha stato fondamentale spettroscopico  $^8S_{7/2}$ ; questo significa che il suo momento angolare totale  $J = S + L$ , con  $S$  e  $L$  rispettivamente spin totale e momento angolare orbitale totale, ha solo componente di spin  $S=7/2$  proveniente dallo spin totale dei 7 elettroni  $f$  spaiati.

Come noto, al momento angolare totale  $J$  è associato un momento magnetico  $m_J$ . La componente di  $m_J$  lungo una direzione definita da un campo magnetico esterno può assumere  $m_J + 1$  valori :  $-m_J, -m_J + 1, \dots, 0, \dots, m_J - 1, m_J$ . Nel caso del gadolinio tale componente massima nella direzione del campo è quindi pari a:

$$m_J = g\mu_B J_z = 7\mu_B \quad (1.1)$$

con  $\mu_B$  magnetone di Bohr, ossia  $\mu_B = e\hbar/2m_e$ , e  $g$  rapporto giromagnetico, che per  $J = S$  vale 2.

Se  $N$  atomi di gadolinio sono posti in un campo magnetico  $B$ , ad una certa temperatura  $T$ , il momento magnetico di ciascun atomo si orienta nella direzione del campo. Per momenti magnetici indipendenti tra loro il momento magnetico totale e la magnetizzazione (definita come momento magnetico per unità di volume) sono descritti dalla funzione di Brillouin

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left[\frac{(2J+1)x}{2J}\right] - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right) \quad \text{con} \quad x = \frac{\mu_B B}{k_B T}$$

$$M = NgJ\mu_B B_J(x)$$

dove  $N$  è il numero di atomi totale (momento magnetico totale) o il numero di atomi per unità di volume (magnetizzazione).

La funzione di Brillouin indica che al crescere del campo  $B$  i momenti si orientano progressivamente lungo la direzione del campo fino ad una magnetizzazione di saturazione che corrisponde all'allineamento della massima componente di  $m_J$  per ciascun atomo.

Se invece  $N$  atomi di gadolinio vengono raffreddati in campo magnetico costante sufficientemente piccolo ( $\mu_B B/k_B T \ll 1$ ) la suscettività magnetica, definita dal rapporto  $M/H$ , segue la legge di Curie  $C/T$  o di Curie-Weiss  $C/(T \pm \theta)$ . La presenza del termine  $\theta$  al denominatore indica l'esistenza di interazioni di scambio tra i momenti magnetici.

Le misure sono state effettuate su tre campioni di GSO, di massa

$$m_1 = (0.1232 \pm 0.0005)g \quad m_2 = (0.0030 \pm 0.0005)g \quad m_3 = (0.1956 \pm 0.0005)g$$

Poichè la massa molare di GSO è  $M_{mol} = 422.586$  g per ciascun campione risulta:

$$n_1 = 0.0003 \quad n_2 = 0.000007 \quad n_3 = 0.0005$$

e questo ci ha permesso di calcolare la magnetizzazione per mole di  $Gd_2SiO_5$ .

## Capitolo 2

# Misure magnetiche

La caratterizzazione magnetica dei campioni è stata effettuata per mezzo di un magnetometro SQUID (*Superconducting QUantum Interference Device*) Quantum Design MPMS XL5 che fornisce direttamente il valore della magnetizzazione di un campione al variare del campo magnetico applicato e della temperatura. Le componenti principali di questo strumento sono:

- **Sistema di controllo della temperatura:** regola la variazione della temperatura nell'intervallo  $2 \div 400$  K utilizzando come refrigerante l'elio liquido.
- **Sistema di controllo del magnete:** permette l'applicazione di campi magnetici nell'intervallo  $\pm 5$  T.
- **SQUID (*Superconducting Quantum Interference Devices*):** è il cuore dell'MPMS, ossia il rivelatore del momento magnetico.
- **Sistema di movimentazione del campione:** permette di muovere il campione attraverso le bobine di rivelazione senza trasmettere vibrazioni meccaniche allo SQUID.
- **Software di gestione del computer:** permette il controllo di tutte le operazioni dell'MPMS.



Nell'MPMS sono presenti diverse componenti superconduttrici:

- un **magnete** superconduttore per la creazione di campi magnetici intensi e stabili;
- un **anello** superconduttore formato dalle bobine di rivelazione, fili di collegamento e bobina di accoppiamento;
- il rivelatore **SQUID**;
- uno **schermo magnetico** superconduttore per lo SQUID che lo isola dai campi magnetici esterni e dal campo prodotto dal magnete.

## 2.1 Principio di funzionamento del magnetometro SQUID

Alla base del sistema di rivelazione del momento magnetico vi è lo SQUID (*Superconducting Quantum Interference Devices*), che è ad oggi lo strumento più sensibile per la misura di campi magnetici. Lo SQUID, il cui schema di funzionamento è riportato in Figura 2.1, è un dispositivo che consiste in un anello superconduttore e una o due giunzioni Josephson.

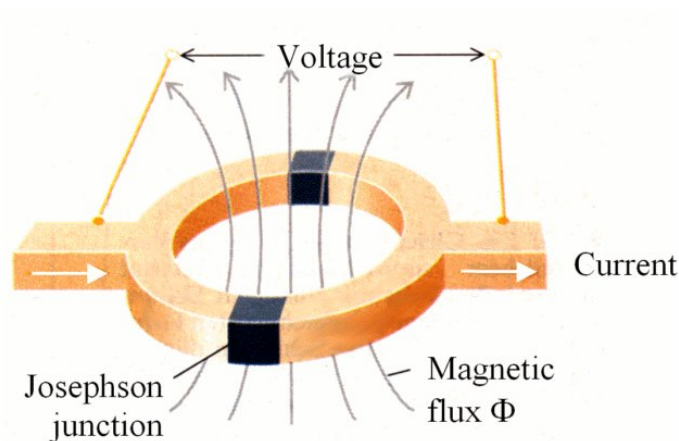


Figura 2.1: Rivelatore SQUID.

La misura del momento magnetico nel magnetometro SQUID viene effettuata

facendo muovere il campione attraverso un sistema di bobine superconduttrici (bobine di rilevazione, (Figura 2.2 (a)), connesse da fili superconduttori a un'altra bobina superconduttrice (bobina di accoppiamento), la quale è accoppiata induttivamente all'anello SQUID. Il sistema bobine di rivelazione – fili di collegamento – bobina di accoppiamento costituisce quindi un anello superconduttore (Figura 2.2 (b)), nel quale la corrente non decade.

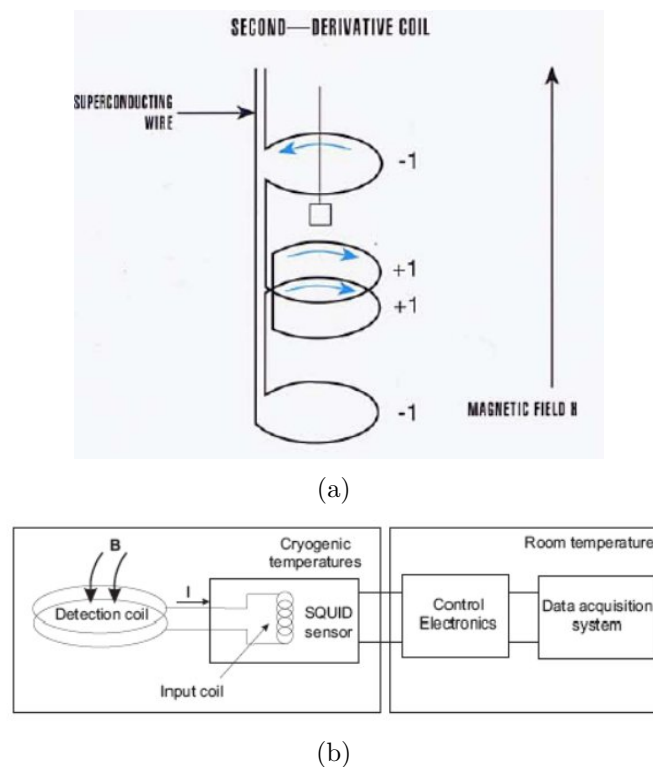


Figura 2.2: Bobine di rivelazione e anello superconduttore.

Il campione viene montato in un portacampione con debole risposta diamagnetica (quarzo, plastica) e posizionato nella regione di misura, ovvero in corrispondenza delle bobine di rivelazione, per mezzo di un' apposita asticella fissata ad una piattaforma motorizzata, la quale permette di muovere il campione per passi discreti.

Quando il campione viene fatto muovere attraverso le bobine, il suo momento magnetico induce una corrente nelle bobine di rivelazione. La variazione risultante del flusso magnetico genera un cambiamento ad essa proporzionale

della corrente che circola nel circuito. Poichè lo SQUID funziona come un convertitore lineare di tensione, le variazioni di corrente nelle bobine producono delle corrispondenti variazioni della tensione in uscita dallo SQUID, proporzionale al momento magnetico del campione. Misurando la tensione in uscita dallo SQUID in corrispondenza di ciascun passo secondo cui viene mosso il campione si ottiene quindi la misura del momento magnetico del campione.

Il magnetometro SQUID viene utilizzato in due modalità di misura principali:

- misure **M vs T**: si applica un campo magnetico  $H$  per mezzo del magneti e si misura il momento magnetico del campione al variare della temperatura;
- misure **M vs H**: si fissa la temperatura e si misura il momento magnetico del campione al variare della campo  $H$  applicato.

## 2.2 Misure

### 2.2.1 Misura della suscettività

Inizialmente è stata misurata la suscettività magnetica, ossia il rapporto  $M/H$ , al variare della temperatura.

Questo è stato fatto mantenendo costante il campo  $H$  ( $H = 100$  Oe) e per il campione di massa  $m_1$ . I risultati sono riportati in Figura 2.3:

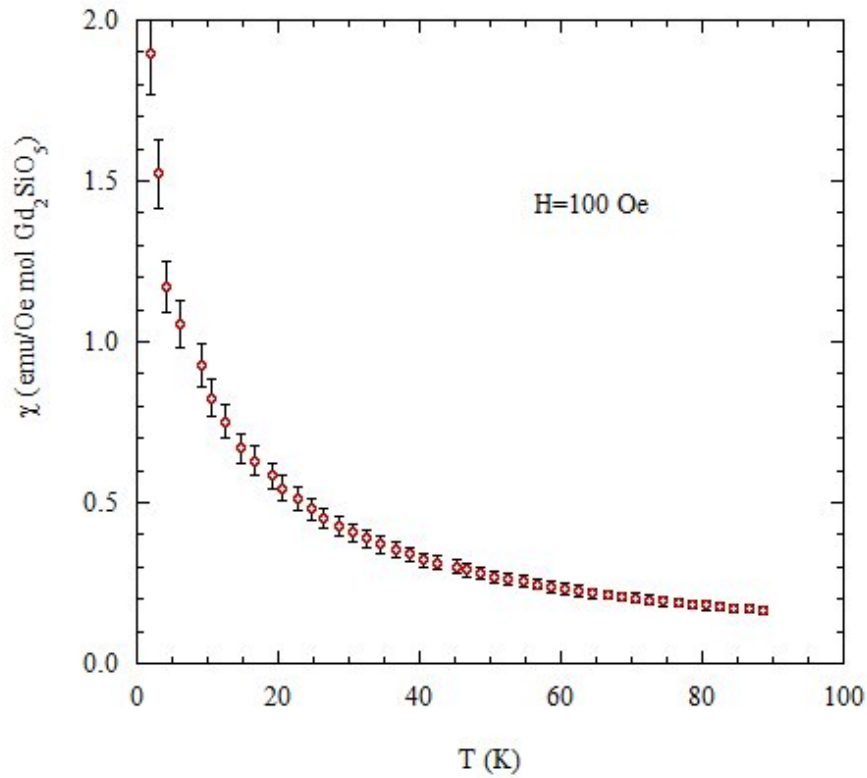


Figura 2.3: Andamento della suscettività  $\chi$  (calcolata per moli di  $Gd_2SiO_5$ ) del campione di massa  $m_1$  al variare della temperatura, ad un campo magnetico costante  $H$ .

L'andamento della suscettività con la temperatura rispecchia il comportamento di un paramagnete alla Curie, ossia

$$\chi(T) = \frac{C}{T + \theta}$$

Pertanto risulta

$$\frac{1}{\chi(T)} = C'(T + \theta)$$

Dal fit con una retta dei punti sperimentali è stato ricavato il valore di  $C'$ , il coefficiente angolare della retta mostrata in Figura 2.4

$$Y = 0.55194 + 0.062006X$$

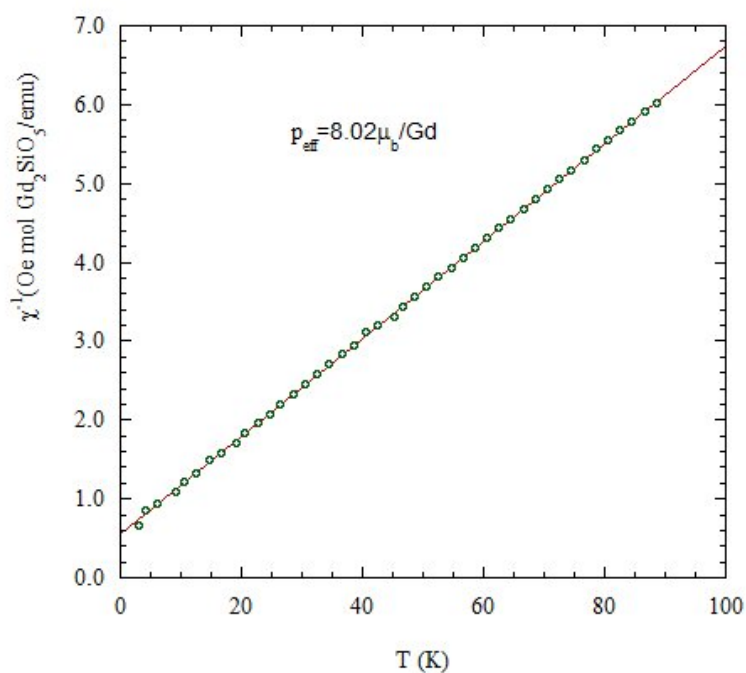


Figura 2.4: Fit di  $1/\chi$  in funzione della temperatura, a campo magnetico costante.

ed è stato quindi possibile ottenere per la costante di Curie

$$C = (16.13 \pm 0.07) \frac{\text{emu}}{\text{Oe}} \cdot \frac{\text{K}}{\text{mol}}.$$

Il momento magnetico efficace è legato a  $C$  dalla relazione

$$p_{eff} = \sqrt{\frac{3Ck_B}{N\mu_B^2}}$$

e pertanto si è ottenuto

$$p_{eff} = (8.02 \pm 0.02)\mu_B$$

Questo risultato non è lontano dal valore tabulato di  $7.94\mu_B$  ed è in accordo con quanto riscontrato sperimentalmente per diversi materiali isolanti, quali i sali paramagnetici di gadolinio.

### 2.2.2 Misura della curva di magnetizzazione $M(B)$ a 4 K

Mantenendo costante la temperatura a  $T = 4$  K abbiamo ricavato l'andamento della magnetizzazione in funzione dell'induzione magnetica  $B$  per il campione di massa  $m_2$  mostrato nella Figura 2.5 e confrontato con il valore teorico atteso in assenza di interazioni di scambio, descritto dalla funzione di Brillouin.

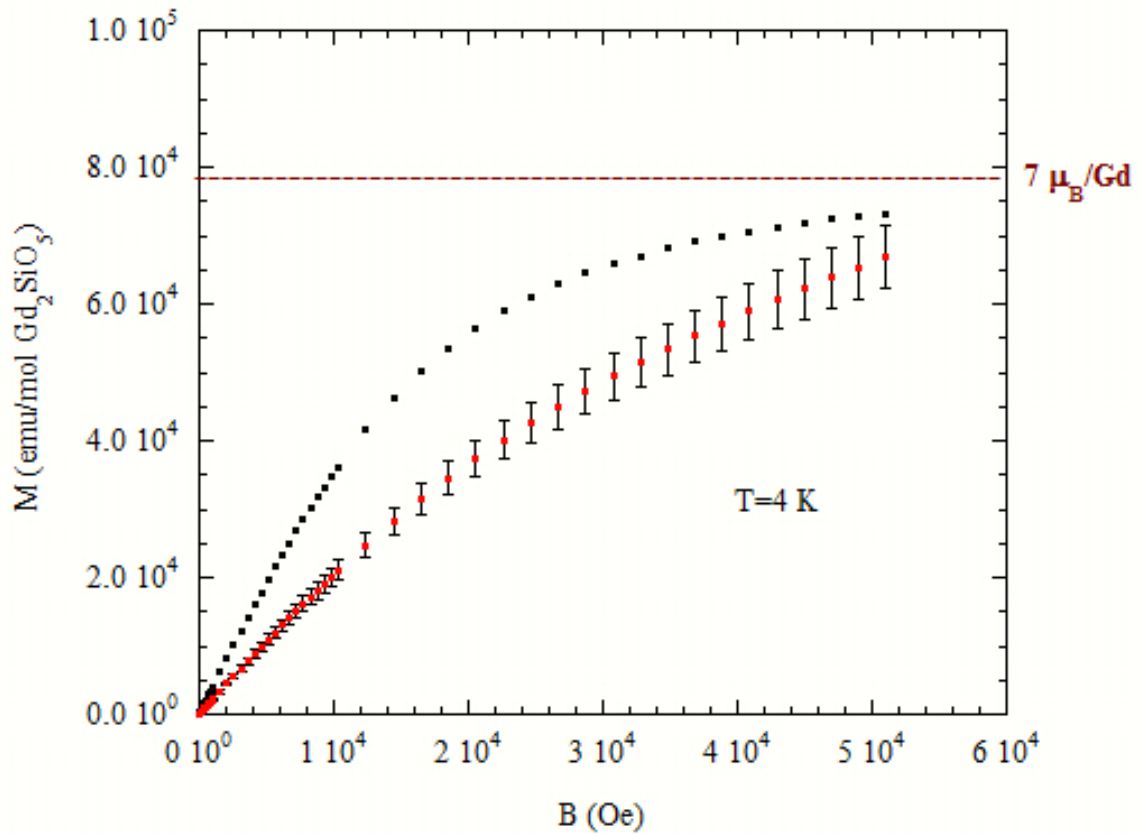


Figura 2.5: Magnetizzazione in funzione dell'induzione magnetica del campione di massa  $m_2$ ; la curva teorica tende asintoticamente a  $M = 7.85 \cdot 10^4$  emu/mol  $Gd_2SiO_5$ .

Come si può notare dalla Figura 2.5, i punti sperimentali non sono ben descritti dalla curva teorica (vedere funzione di Brillouin a pagina 7), con discrepanze che sono funzioni del campo.

Per esempio per  $B = 3 \cdot 10^4$  Oe la differenza percentuale fra il valore atteso e quello misurato è di  $\sim 25\%$ . La magnetizzazione tende al corretto valore di saturazione, ma la crescita in funzione del campo è più lenta di quanto atteso. Questa discrepanza può essere conseguenza della esistenza di correlazioni antiferromagnetiche tra atomi di gadolinio, come indicato dalla temperatura di Weiss negativa  $T \sim 8.9$  K ottenuta dal fitting lineare della suscettività alla Curie. Infatti la funzione di Brillouin, come già detto, descrive il comportamento di un insieme di momenti magnetici totalmente scorrelati, e non contiene l'effetto della possibile interazione di scambio tra tali momenti. In presenza di interazioni tra i momenti magnetici si può anche verificare una transizione verso uno stato magnetizzato spontaneamente ad una temperatura al di sopra dello zero assoluto. Anche quando ciò non accade, come sembra essere per GSO che non ha mostrato transizione antiferromagnetica almeno fino a 2.2 K, si ha che i momenti di Gd in GSO non sono del tutto indipendenti magneticamente e che quindi un comportamento discrepante da quello atteso è del tutto giustificato.

L'asintoto a  $M = 7.85 \cdot 10^4$  emu/mol  $Gd_2SiO_5$  rappresenta la massima magnetizzazione raggiungibile, corrispondente al caso in cui tutti gli elettroni spaiati degli atomi di gadolinio vengono polarizzati. Con le nostre misure siamo stati in grado di raggiungere l'86.6% del valore di saturazione a  $H = 5$  T e  $T = 4$  K.



### 2.2.3 Misura della magnetizzazione a $T=77$ K

Sul campione di massa  $m_3$  sono state eseguite le misure di magnetizzazione ad una temperatura più alta,  $T = 77$  K, riportate in Figura 2.6.

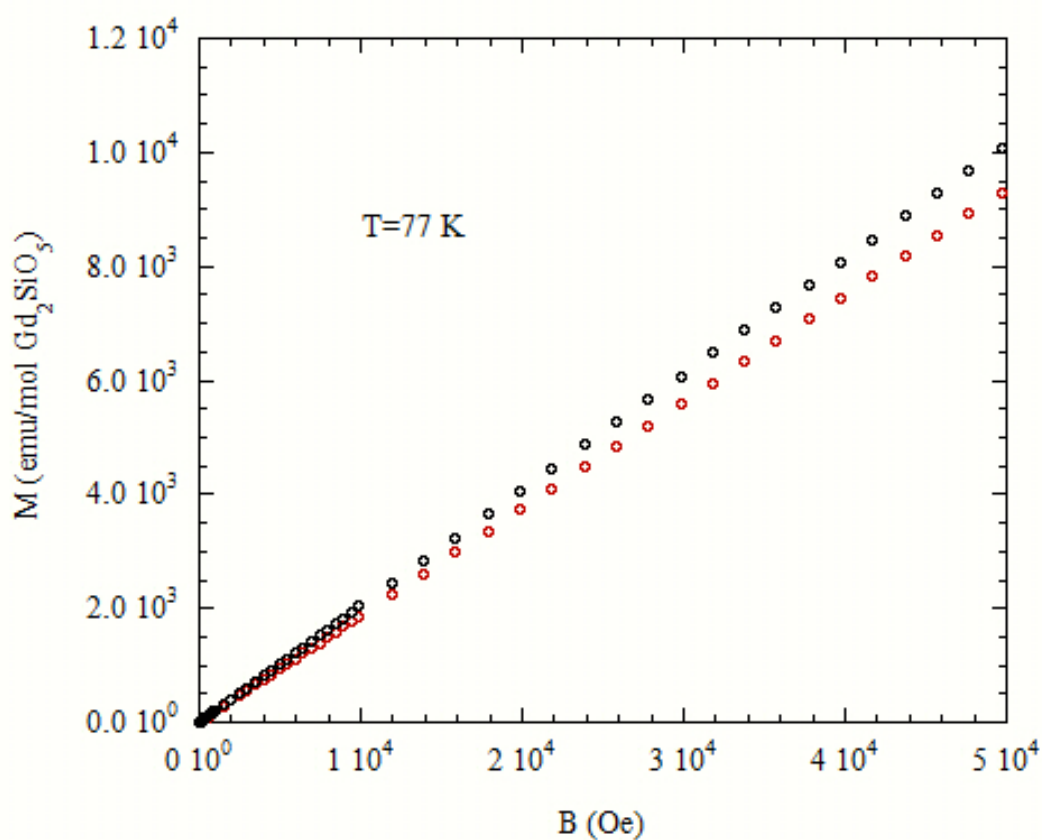


Figura 2.6: Magnetizzazione in funzione dell'induzione magnetica alla temperatura di ebollizione dell'azoto liquido; campione di massa  $m_3$ . La curva in rosso è la curva sperimentale.

Anche in questo caso le misure sono confrontate con ciò che ci si aspetta teoricamente. La discrepanza in questo caso risulta minore di quella osservata a  $T=4$  K.

Confrontando questi risultati con quelli ottenuti alla temperatura di 4 K

si osserva che per  $H = 5 \text{ T}$  si raggiunge un valore di magnetizzazione di circa un decimo di quella misurata a 4 K. Questi risultati suggeriscono che per ottenere valori significativi di magnetizzazione sarà necessario portare il GSO a basse temperature, sotto l'azione di campi magnetici elevati.

### 2.2.4 Misura della magnetizzazione lungo le tre orientazioni del campione di forma cubica

Per verificare che la difficoltà nel magnetizzare in campo (Figura 2.5) non fosse segno di anisotropia cristallina è stato preparato un cristallo di GSO di forma cubica (campione di massa  $m_1$ ) del quale è stata misurata la suscettività in funzione della temperatura applicando il campo  $H$  lungo i tre lati del cubo. L'esistenza di anisotropia nella risposta magnetica (ossia l'esistenza di assi di facile e difficile magnetizzazione) è tipica di sostanze ferromagnetiche o antiferromagnetiche, ma è stata anche riportata per il paramagnetismo delle terre rare.

I risultati sono mostrati nella Figura 2.7 in cui si può notare che le tre curve corrispondenti ai tre assi risultano sovrapposte.

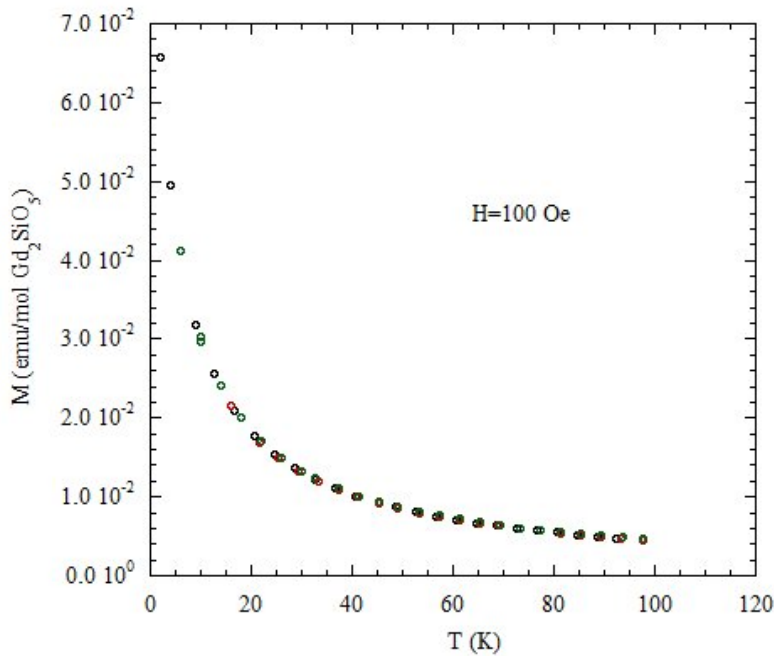


Figura 2.7: Magnetizzazione in funzione della temperatura per le tre orientazioni del cubo, a campo magnetico costante.

Questo risultato indica che non vi sono direzioni preferenziali per la magnetizzazione del GSO, come del resto ci si aspetta per un materiale paramagnetico, Ciò è ulteriormente evidenziato nella Figura 2.8 dove le misure per le tre orientazioni sono mostrate nell'intervallo di temperatura 4-22 K. È chiara la consistenza fra le diverse orientazioni.

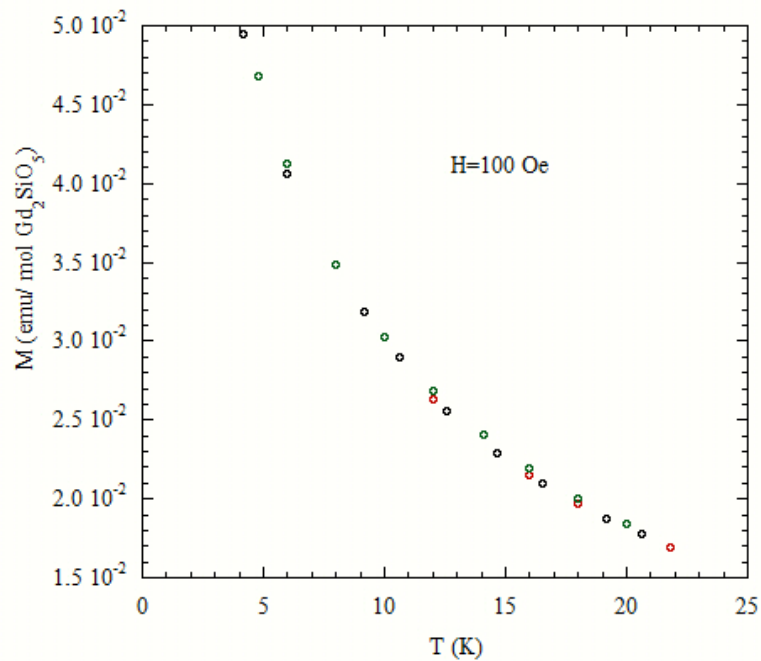


Figura 2.8: Magnetizzazione in funzione della temperatura per le tre orientazioni del cubo nell'intervallo di temperature 4-22 K.

Questo indica che la discrepanza rispetto alla curva di Brillouin mostrata in Figura 2.5 trova la sua origine più probabile nella presenza di interazioni di scambio Gd-Gd, sia dirette che mediate dall'ossigeno lungo i cammini di scambio Gd-O-Gd evidenziati in Figura 1.1.



# Capitolo 3

## Misure ottiche

### 3.1 GSO come rivelatore di luce

Oltre che per il suo comportamento paramagnetico ci sono diversi motivi per i quali abbiamo deciso di utilizzare come cristallo rivelatore il GSO [1], [4]:

- **Elevata densità:** il GSO(Ce) ha un valore elevato di densità  $\rho = 6.71 \text{ g/cm}^3$  più grande rispetto a quella di altri cristalli inorganici come ad esempio NaI(Tl), CsI(Tl).
- **Breve tempo di decadimento della luce:** la componente *fast* è dominante ( $\tau_f = 56 \text{ ns}$ ), ed è fra i tempi di decadimento più brevi negli scintillatori inorganici.
- **Alta resa in luce:** i valori indicati in letteratura variano nell'intervallo  $6 \div 10 \text{ } N_\gamma/\text{keV}$ .

Due caratteristiche importanti di questo cristallo sono

- **Risoluzione in energia:** per questo cristallo è pari a  $\frac{\Delta E}{E} \sim 9.2\%$  a  $E = 662 \text{ keV}$ .
- **Lunghezza d'onda di emissione:**  $\lambda_{max} = 430 \text{ nm}$ .

Abbiamo visto in precedenza che per poter ottenere valori elevati di magnetizzazione è necessario portare il cristallo scintillante a basse temperature e sottoporlo ad elevati campi magnetici. È quindi necessario che il rivelatore

di fotoni sia in grado di operare in queste condizioni.

I rivelatori a semiconduttore sono l'ideale per questo scopo in quanto, a differenza dei fototubi, sono in grado di lavorare anche in campo magnetico.

## 3.2 APD-Avalanche Photo Diode

L'APD è un fotodiode in silicio con un guadagno interno. Come per i fotodiode tradizionali l'assorbimento di un fotone incidente produce una coppia elettrone-lacuna. L'elemento fondamentale della struttura è una giunzione p-n. Applicando un elevato bias inverso viene creato un grande campo elettrico che accelera gli elettroni attraverso il silicio e produce elettroni secondari mediante ionizzazione per impatto.

Esistono diversi tipi di APD [6], caratterizzati da una configurazione diversa della giunzione e mostrati in Figura 3.1:

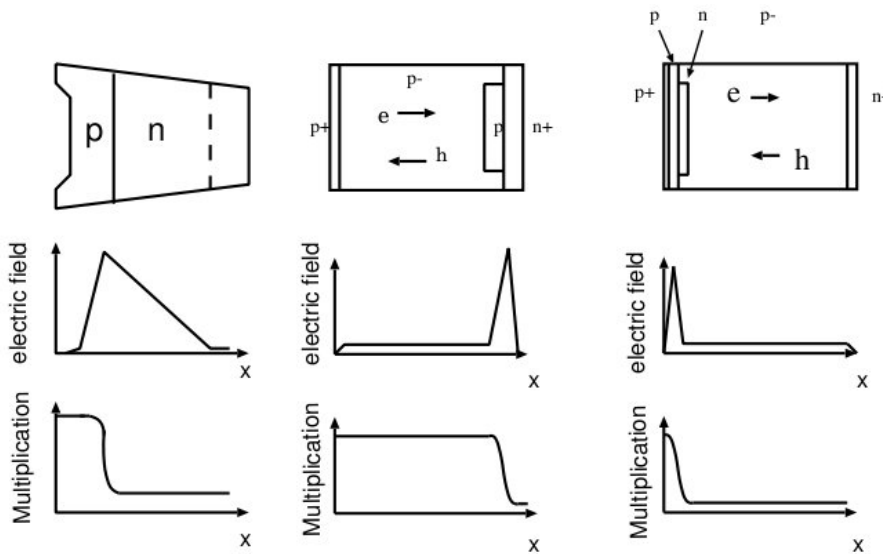


Figura 3.1: Strutture di tre diversi APD: (a) *beveled-edge*, (b) *reach-through*, (c) *reverse type* (da sinistra a destra). La seconda e la terza riga illustrano rispettivamente il campo elettrico e il guadagno per ciascun APD in funzione della posizione all'interno del rivelatore.

L'APD che abbiamo utilizzato per queste misure è Hamamatsu S8664-55 e appartiene al tipo (c), progettato per essere accoppiato con gli scintillatori.

La struttura di questo APD è mostrata in dettaglio nella Figura 3.2,

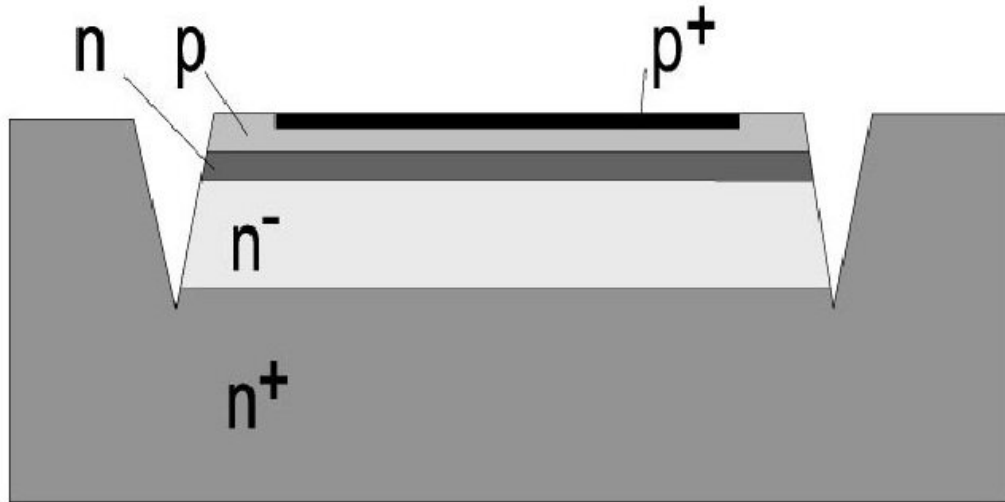


Figura 3.2: Struttura dell'APD Hamamatsu S8664-55.

La giunzione p-n ha uno spessore di  $\sim 5 \mu m$  [5]. È questa la zona nella quale si verifica la moltiplicazione delle cariche negli APD di tipo (c), mentre in quelli di tipo (b) la moltiplicazione può avvenire in tutto il volume.

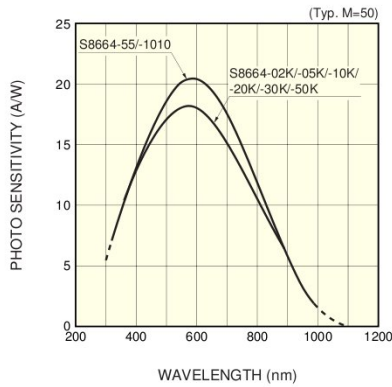
Nella Figura 3.2 si possono notare delle trincee di spessore  $\sim 30 \mu m$  [5] in grado di ridurre le correnti di perdita.

Poiché la maggior parte degli scintillatori emette ad una lunghezza d'onda di  $\sim 500 \text{ nm}$ , la maggior parte della luce proveniente dallo scintillatore viene assorbita all'interno della zona di svuotamento, entro i primi  $1-3 \mu m$ , e genera elettroni che subiscono una moltiplicazione.

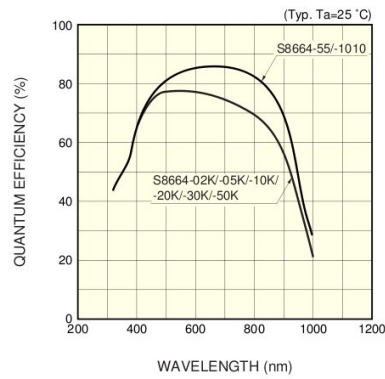
Questo tipo di APD ha il volume di zona attiva inferiore rispetto ad APD *beveled-edge* e *reach-through*, per questo motivo risulta essere meno sensibile alle particelle cariche.



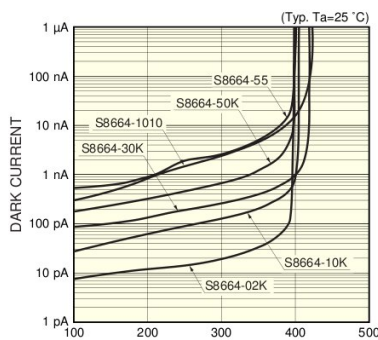
Dalle specifiche dell'APD mostrate in Figura 3.3 si possono ricavare alcune informazioni importanti:



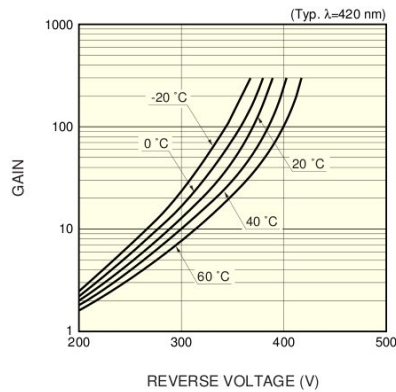
(a) Risposta spettrale



(b) Efficienza Quantica



(c) Dark Current



(d) Guadagno

Figura 3.3: Caratteristiche dell'APD S8664.

Possiamo notare come il nostro APD presenti una maggiore sensibilità ed efficienza quantica nell'intervallo del visibile.

Inoltre la tensione di breakdown, tensione alla quale l'APD inizia a condurre una forte corrente che può portare alla sua rottura, varia in un intervallo fra 350 V-420 V a seconda della temperatura.

Poichè parte delle misure sono state fatte a basse temperature abbiamo caratterizzato l'APD misurandone la caratteristica tensione-corrente a  $T = 297 \text{ K}$  e  $T = 237 \text{ K}$  (Figura 3.4). Per fare queste misure ci siamo serviti

di un generatore High-Voltage SourceMeter della Keithley, modello 2410, in grado di alimentare l'APD e di misurare correnti fino a 10 pA.

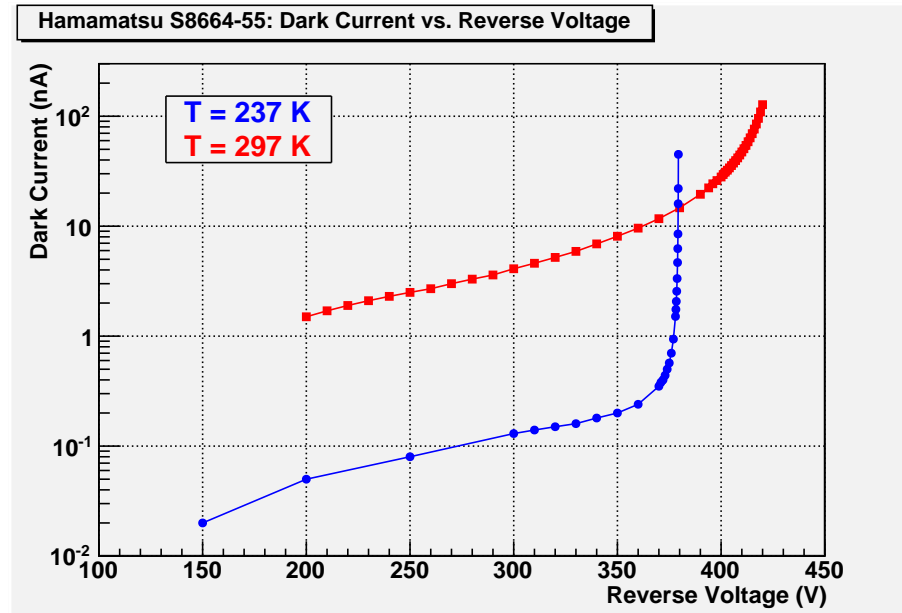


Figura 3.4: Caratteristica I-V a  $T = 237$  K e  $T = 297$  K

A  $T = 237$  K l'APD raggiunge prima la tensione di breakdown, nelle vicinanze di  $\sim 370$  V, mentre a  $T = 297$  K la raggiunge intorno ai 420 V.

### 3.3 Catena di lettura della luce da un cristallo di GSO

Per poter misurare la resa di luce del GSO abbiamo messo a punto una catena di lettura dell' APD, facendo poi una calibrazione mediante una sorgente di  $^{55}\text{Fe}$ . Successivamente abbiamo fatto una misura di luce con lo scintillatore e una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ , e calcolato la resa di luce a alle temperature  $T = 237$  K e  $T = 297$  K.

#### 3.3.1 Catena elettronica di lettura del segnale

Lo schema dell'apparato strumentale da noi utilizzato è mostrato nella seguente figura:

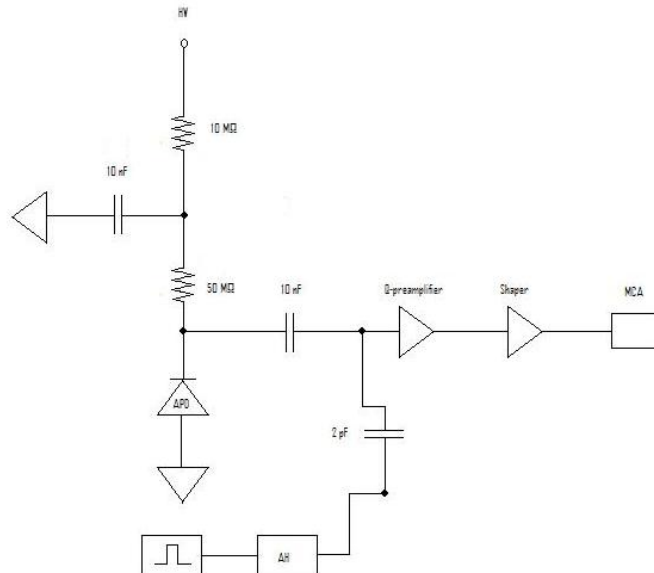


Figura 3.5: Schema apparato strumentale.

Dalla Figura 3.5 si può notare un circuito RC che agisce da filtro passa basso per filtrare l'eventuale rumore proveniente dall'alimentatore. L'APD è accoppiato al preamplificatore di carica attraverso una capacità.

Gli elementi che formano la nostra catena di lettura sono i seguenti:

- **APD**: è il rivelatore utilizzato per le nostre misure insieme ad un alimentatore.
- **Preamplificatore**: amplifica la carica in ingresso restituendo in uscita uno scalino di ampiezza proporzionale alla carica in ingresso.
- **Amplificatore *shaper***: amplifica e forma il segnale in ingresso.
- **MCA**: è un analizzatore multicanale.

Sono stati utilizzati anche un **impulsatore** e un **attenuatore** per iniettare segnali di carica nota. Il primo fornisce segnali ad onde quadre, il secondo ci permette di regolare l'ampiezza del segnale da iniettare.

All'uscita del preamplificatore abbiamo come forma del segnale uno scalino con un lento ritorno a zero; lo *shaper* regola la forma del segnale restituendo in uscita un segnale di forma quasi triangolare. Il motivo per cui viene scelta questa forma del segnale è che il rapporto segnale-rumore risulta essere migliore.

### 3.3.2 Misura del guadagno con una sorgente di $^{55}\text{Fe}$

Per poter calcolare la resa di luce del nostro cristallo è stato prima necessario misurare la quantità di carica rivelata dall'APD al passaggio della radiazione. Per fare questo abbiamo effettuato una calibrazione di tutta la catena di rivelazione del segnale mediante una sorgente di  $^{55}\text{Fe}$ , che emette raggi X di  $\sim 6$  keV.

La sorgente è stata posizionata all'interno di un contenitore, in prossimità dell'APD. I raggi X emessi dalla sorgente incidono sul silicio e per effetto fotoelettrico viene emesso un elettrone di  $\sim 6$  keV che genera una coppia elettrone-lacuna in silicio. Il numero di coppie che si creano sarà pari al rapporto fra l'energia dei raggi X emessi e l'energia media per la produzione di coppie in silicio:

$$\langle n \rangle = \frac{6 \text{ keV}}{3.62 \text{ eV}} = 1657$$

Poichè  $1fC = 6250 e^-$  abbiamo che la carica depositata dalla radiazione incidente è pari a:

$$Q_{dep} = \frac{1657}{6250} = 0.265 fC$$

Per calcolare il guadagno abbiamo quindi fatto il rapporto fra la carica misurata e quella depositata:

$$G = \frac{Q_{mis}}{Q_{dep}}$$

Per ciascun valore della tensione, nell'intervallo 250-420 V, abbiamo iniettato mediante l'impulsatore tre segnali di carica nota. Nell'istogramma del multicanale abbiamo ottenuto, per ciascun valore della tensione, il picco di emissione della sorgente e i tre picchi corrispondenti ai segnali da noi iniettati. Prendiamo il caso in cui la tensione fornita all'APD è di 350 V, e i segnali iniettati mediante l'impulsatore sono di 1100, 1450 e 1850 mV.

Lo spettro è mostrato in Figura 3.6.

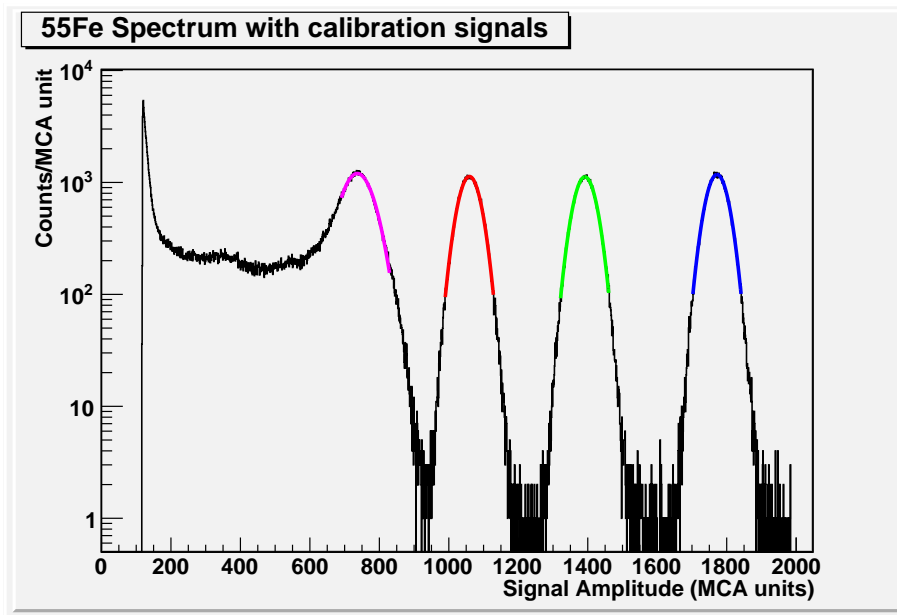


Figura 3.6: Spettro della sorgente di  $^{55}Fe$  con i tre segnali di calibrazione, a 350 V di tensione di alimentazione dell'APD e a  $T=298$  K.

Visto che il numero dei canali dello spettro dell'MCA è proporzionale alla carica iniettata abbiamo eseguito un fit per ricavare la retta di calibrazione

(Figura 3.7), che riporta il valore dell'ampiezza del segnale (in unità di numero di canali) in funzione della carica vista dal preamplificatore.

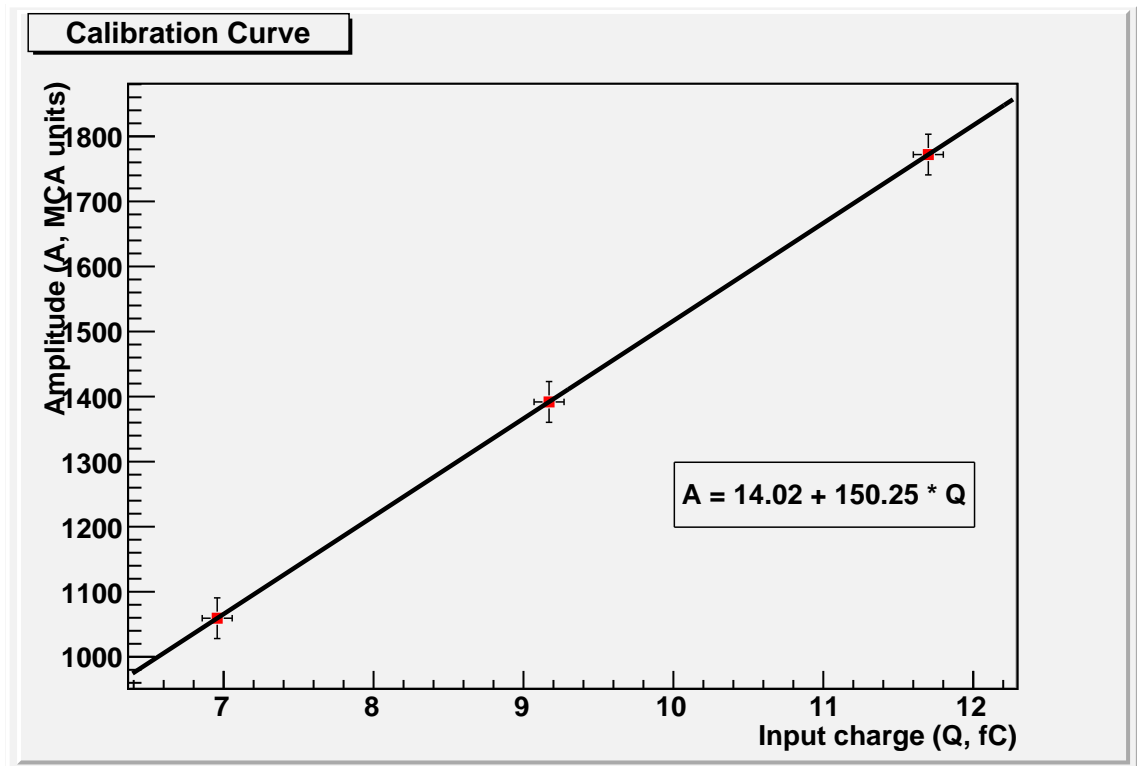


Figura 3.7: Retta di calibrazione con la sorgente di  $^{55}\text{Fe}$  a 350 V.

In questo modo per ogni valore della tensione abbiamo potuto calcolare la carica corrispondente al picco di emissione della sorgente e il valore del guadagno.

Queste misure di guadagno vengono ripetute al variare della tensione di bias dell'APD e a due diverse temperature ( $T = 238$  K e  $T = 297$  K). I risultati sono illustrati in Figura 3.8.

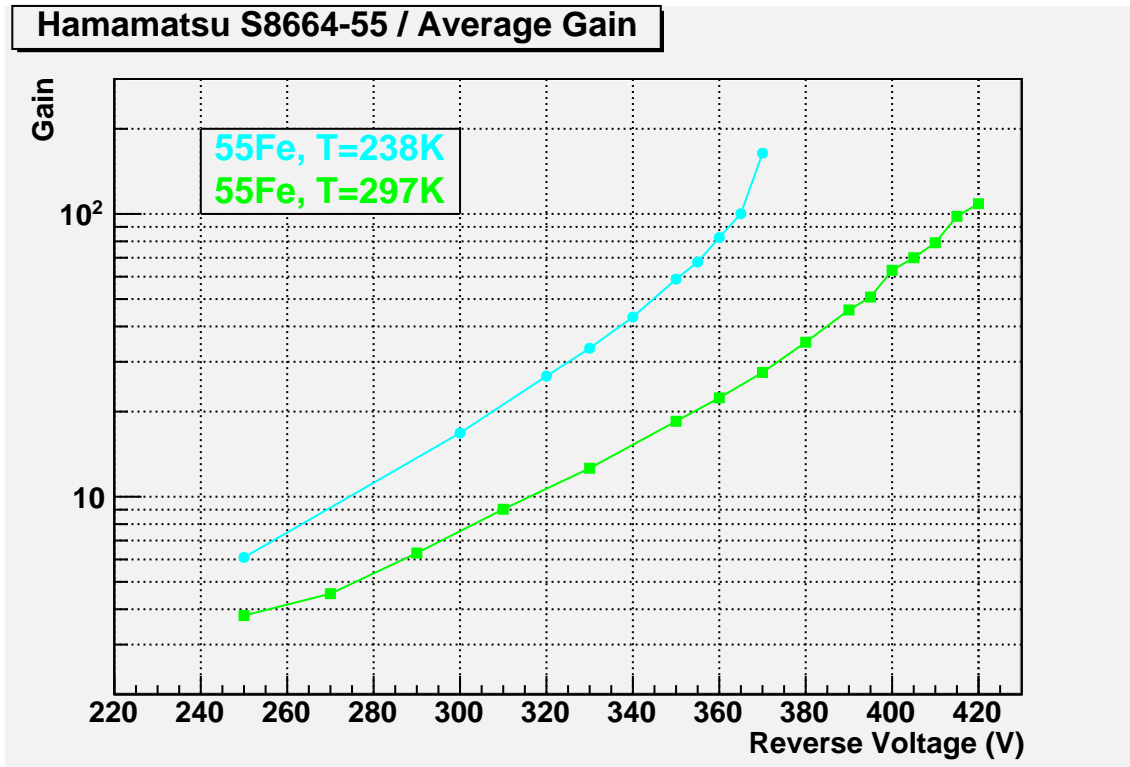


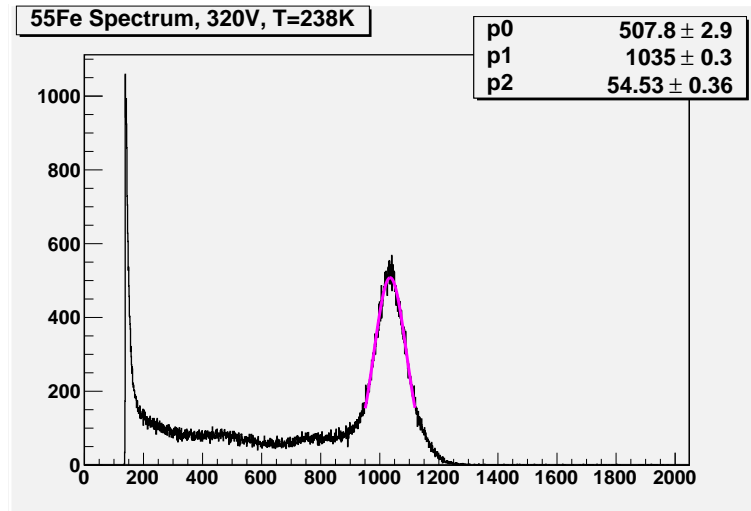
Figura 3.8: Curva del guadagno in funzione della tensione applicata, a  $T = 238$  K e  $T = 297$  K.

Come si può vedere dal grafico a parità di tensione il valore del guadagno è maggiore a temperatura più bassa. Ciò è dovuto al fatto che a basse temperature il reticolo vibra meno e il cammino libero medio degli elettroni aumenta.

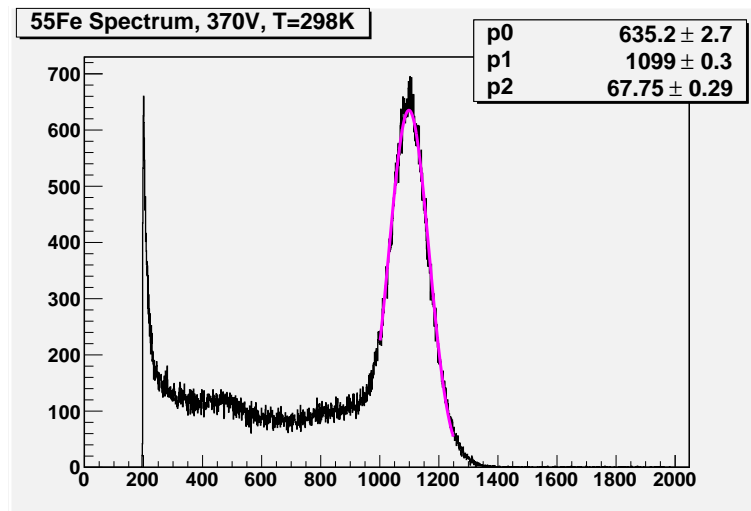
Prendendo in esame due misure a differente temperatura, aventi lo stesso guadagno e valori di tensione applicata pari a 320 V per  $T = 238$  K e 370 V per  $T = 298$  K, si può notare dai valori del fit (Figura 3.9) che il rapporto segnale/rumore, a parità di guadagno, risulta essere migliore nel caso  $T = 238$  K. Infatti poichè  $p_1$  e  $p_2$  rappresentano rispettivamente il valor

medio  $\mu$  e la  $\sigma$ , abbiamo che il rapporto segnale/rumore nei due casi vale:

$$\left(\frac{\mu}{\sigma}\right)_a = 18.98 \quad \left(\frac{\mu}{\sigma}\right)_b = 16.22$$



(a)  $V_a = 320$  V e  $T = 238$  K.



(b)  $V_a = 370$  V e  $T = 298$  K.

Figura 3.9: Spettro della sorgente di  $^{55}\text{Fe}$  a due diversi valori di tensione e temperatura, ma stesso guadagno.



Il miglioramento delle prestazioni dell'APD al diminuire della temperatura può essere riassunto mostrando l'andamento della risoluzione in energia. Questa è espressa dal rapporto fra la FWHM e il valor medio e rappresenta la capacità del rivelatore di distinguere tra valori di energia prossimi tra loro. La misura di  $\Delta E/E$  è stata fatta col  $^{55}\text{Fe}$  variando la tensione di alimentazione a due diverse temperature (Figura 3.10).

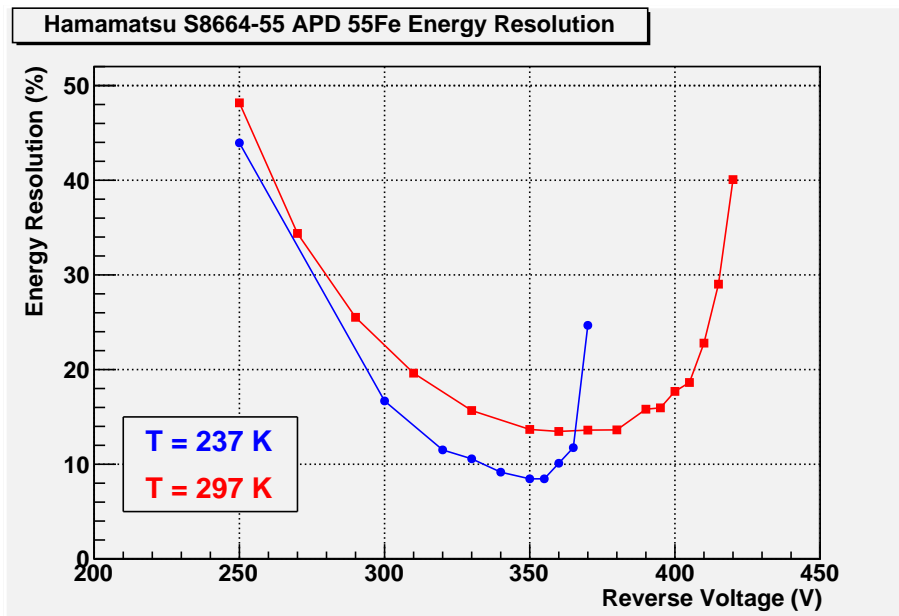


Figura 3.10: Risoluzione in energia per  $T = 237\text{ K}$  e  $T = 297\text{ K}$ .

A temperatura più bassa si riesce a raggiungere una risoluzione in energia migliore. Questo è dovuto al fatto che la corrente di perdita dell'APD, fonte di rumore, dipende fortemente dalla temperatura e diminuisce al diminuire di questa (Figura 3.4). Poichè la risoluzione in energia è proporzionale all'inverso del rapporto segnale/rumore abbiamo che nella prima parte di ciascuna curva il segnale aumenta e il rumore rimane all'incirca costante; questo porta ad un miglioramento della risoluzione in energia. Ad un certo punto (corrispondente ai minimi delle curve) si ha che il rumore inizia ad aumentare più rapidamente del segnale, quindi la risoluzione in energia peggiora.

### 3.3.3 Misura della resa di luce

Per calcolare la resa in luce del GSO abbiamo utilizzato una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ , che emette raggi X a 662 keV.

Il cristallo di GSO è stato avvolto con un diffusore bianco e una sua estremità è stata messa in contatto con l'APD mediante un'interfaccia di grasso ottico ( Figura 3.11).



Figura 3.11: Cristallo di GSO, APD e sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ .

La prima misura è stata fatta ad una temperatura di  $T = 298$  K e tensione di alimentazione pari a 380 V.

Rifacendo la calibrazione e il fit del picco del segnale con una gaussiana (Figura 3.12) abbiamo ottenuto la seguente retta:

$$\text{Ampiezza} = 23.338 + 74.801 \cdot Q_{mis}$$

Misurando il picco della sorgente  $^{137}\text{Cs}$  a 782.98 abbiamo ottenuto  $Q_{mis} = 10.16$  fC.

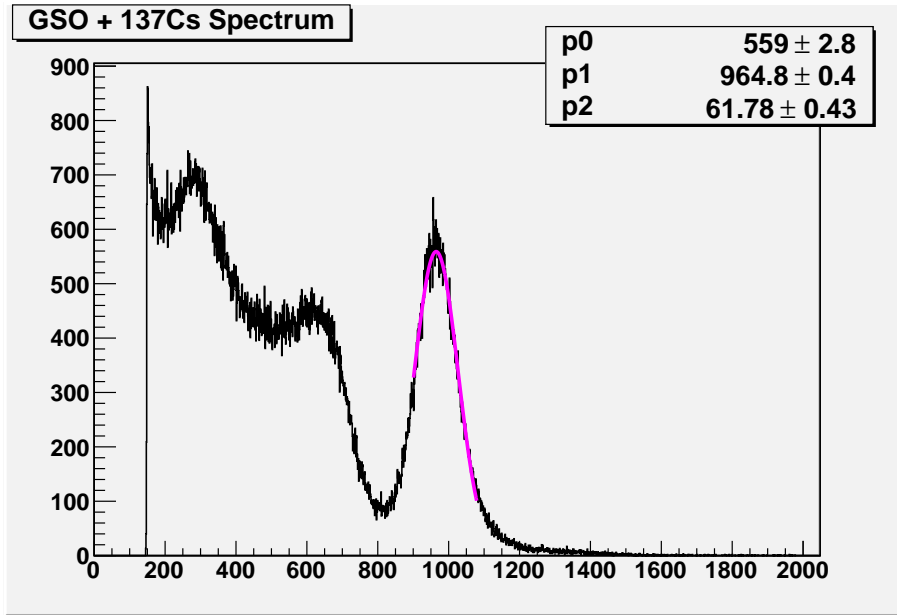


Figura 3.12: Spettro della sorgente  $^{137}\text{Cs}$  con il cristallo GSO.

Tenendo conto del guadagno dell'APD, pari a  $G = 35.18$  (valore misurato con la sorgente di  $^{55}\text{Fe}$ ), abbiamo ricavato la carica iniettata

$$Q_{inj} = \frac{Q_{mis}}{G} = 0.29 \text{ fC}$$

che corrisponde a  $\sim 1813$  coppie.

Dividendo questo valore per l'efficienza quantica, stimata dalle specifiche dello strumento  $QE \sim 75\%$  a 430 nm, otteniamo il numero di fotoni raccolti dall'APD:

$$N_{\gamma} = 2417$$

La resa in luce del GSO a  $T = 298 \text{ K}$  e  $V_a = 380 \text{ V}$  è quindi

$$L.Y. = \frac{2417}{662} \frac{\gamma}{\text{keV}} = 3.7 \frac{\gamma}{\text{keV}}$$

Facendo un'altra misura a  $T = 240 \text{ K}$ ,  $V_a = 340$  abbiamo ottenuto  $Q_{mis} = 15.68 \text{ fC}$  e  $G = 42.2$ . La resa di luce è pari a:

$$L.Y. = \frac{3025}{662} \frac{\gamma}{\text{keV}} = 4.6 \frac{\gamma}{\text{keV}}$$

La resa in luce risulta essere maggiore a temperatura più bassa.

Il risultato da noi trovato risulta essere inferiore ai valori trovati in letteratura ( $6 \div 10 N_\gamma/KeV$ ). Tuttavia questo può non sorprendere, in quanto un'estremità del cristallo è danneggiata e quindi questo può essere causa della perdita di una frazione significativa di luce.

### **3.3.4 Errori**

Nei grafici mostrati non sono stati riportati gli errori, in quanto quelli statistici sono di gran lunga inferiori a quelli sistematici.

Per stimare gli errori sistematici abbiamo verificato la stabilità e la riproducibilità delle misure utilizzando la sorgente di  $^{137}Cs$  e il cristallo scintillante.

#### **Stabilità delle misure**

Per verificare che le misure fossero stabili abbiamo effettuato una serie di misure del picco di emissione della sorgente, a intervalli di circa un'ora l'una dall'altra, senza mai modificare nulla nella strumentazione. I valori misurati risultano stabili entro il  $\sim 7\%$ .

#### **Riproducibilità delle misure**

Per stabilire la riproducibilità delle misure abbiamo voluto vedere quanto queste variano ruotando la manopola che regola la tensione di bias e tornando nuovamente al valore iniziale. In questo caso si ha una variazione di  $\sim 2.6\%$ .



# Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state riportate le misure effettuate su campioni di GSO, un cristallo inorganico scintillante, per rendersi conto se esso possa o meno essere impiegato come bersaglio attivo polarizzato magneticamente. È stato verificato il comportamento paramagnetico del GSO e quindi la sua polarizzabilità e se ne è misurata la suscettività in funzione della temperatura. Alla temperatura di 4 K e per campo esterno di 5 T, si è ottenuta una magnetizzazione pari all'86.6% della massima possibile. E' stato inoltre calibrato un possibile sistema per la rivelazione dei segnali di scintillazione basata su un APD, misurandone il guadagno in funzione della tensione a due diverse temperature.



# Bibliografia

- [1] R.-Y. Zhu and C.L. Woody, Physics Letter B, vol.667 2008, 286-288
- [2] A S S de Camargo , M R Davolos and L A O Nunes, Spectroscopic characteristics of  $Er^{3+}$  in the two crystallographic sites of  $Gd_2SiO_5$ , 15 March 2002
- [3] J. Felsche, Structure and bonding, vol 13-1978, 100-112
- [4] M. Balcerzyk, M. Moszynski and others, YSO, LSO, GSO and LGSO. A study of energy resolution and nonproportionality, 2000
- [5] K. Deiters, Q. Ingram and others, Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter, 2000
- [6] J. Kataoka, T. Saito and others, Recent progress of avalanche photodiodes in high-resolution X-rays and  $\gamma$ -rays detection





# Ringraziamenti

Desidero ringraziare prima di tutto Prof. Saitta e Prof. Cardini per avermi dato l'opportunità di lavorare con loro e per l'infinita pazienza. Ringrazio anche la Dott.ssa Lehmann e Dott. Congiu per il loro prezioso aiuto e per tutto ciò che mi hanno insegnato.

Un grazie speciale va alle persone che mi conoscono da una vita e ancora non si sono stancate di starmi accanto: Valeria, Laura, Francesca, Alice, Alessia e Claudia. Grazie per le risate, le giornate al mare, le partite interminabili a pinella (in particolare grazie alla mia partner Fra), le passeggiate nei pomeriggi deserti, le vasche in via Nuova e Piazza Sella, le notti in spiaggia, le canzoni in macchina, le discussioni, i litigi (sì, grazie anche per questi!). Grazie perché è soprattutto merito vostro se ho imparato ad amare la nostra *piccola città*. Sono sicura che fra tanti anni ci ritroveremo ancora a ridere e scherzare come oggi..vi voglio davvero tanto bene.

Ringrazio tutti gli amici che fanno parte del **Collettivo Redshift**:

Marianna, Dorothea, Roberto, Alessandro, Francesca D., Matteo, Sonja, Sara, Francesca L., Francesco D., Silvia, Francesco M., Alberto. Grazie per tutte le manifestazioni, i sit-in, le assemblee, i seminari, le discussioni, i caffè e le birre. Grazie per tutte le lotte che abbiamo intrapreso assieme, perchè non siamo idealisti, ma rivoluzionari.

*...e non ascoltare chi ti viene a dire che tanto non è successo mai, vuol dire solo che per la prima volta funzionerà qui da noi...*

Un grazie va a Carlo, perché abbiamo ancora una lista di cose a caso da fare.

Un ringraziamento va a tutti i colleghi coi quali ho condiviso tante lezioni e risate: Marco, Ilaria, Marta, Zilvo, Silvia, Laura, Fabri, Francesca, Luisa, Elisa, Maria, Mauro, Pidi, Alessandra.

Grazie alle due persone che per prime mi hanno fatto amare la Fisica: mio cugino Alberto e Prof. Incani.

L'ultimo ringraziamento è il più importante, va alla mia famiglia.

Ringrazio mia madre e mio padre per avermi appoggiato in questa scelta nonostante i dubbi iniziali, e per avermi sempre sostenuto (un po' a modo loro). Grazie a Francesco e Francesca, soprattutto per avermi fatto diventare zia di una splendida bimba.

Infine ringrazio la persona per me più importante: mia sorella. Se oggi sono arrivata sin qua lo devo soprattutto a te. Grazie per aver creduto sempre in me e per avermi impedito di mollare nei momenti più difficili. Grazie per avermi insegnato che tutto è possibile se si è disposti ad impegnarsi e fare dei sacrifici. Grazie perché riesci a farmi star bene anche senza parlare. Sei la mia roccia, il mio punto fermo. E anche se un oceano ci separa so che mi sei sempre vicina, sorella.

A Nicoletta e ai miei genitori è dedicato questo lavoro di tesi.