

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI  
Corso di Laurea in Fisica

**Studio delle risposte del CsI(Tl),  
sottoposto a radiazioni alfa e gamma  
e tecnica IBIL, per applicazioni  
in esperimenti di fisica nucleare  
su larga scala.**

Tesi di Laurea in Fisica Nucleare

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Bruno Mauro

Presentata da:  
Sambi Sara

Correlatore:  
Dott.  
Kravchuk Vladimir

‡ Sessione seconda  
Anno Accademico 2007-2008

# Introduzione

I **cristalli di Ioduro di Cesio** drogati con atomi di **Tallio** sono utilizzati in fisica nucleare da decenni come rivelatori di particelle cariche, per alcune caratteristiche interessanti quali l'alto stopping power, una buona risoluzione in energia (per esempio 3-4 % FWHM per particelle alfa da 5 MeV), la possibilita' di lavorarlo in forme diverse e convenienti per l'esperimento, il costo relativamente contenuto.

Date le loro caratteristiche forme d'impulso, che risultano strettamente correlate alle componenti di emissione veloce e lenta della luce di scintillazione, è inoltre possibile utilizzare la *pulse shape analysis* per l'identificazione delle particelle rivelate.

Per queste ragioni, molti sistemi di rivelazione moderni basati sulla tecnica  $\Delta E - E$  usano i cristalli di CsI(Tl), in particolare come rivelatori di energia residua.

Recentemente, una collaborazione internazionale (**FAZIA**) ha iniziato un intenso programma volto a ottimizzare le performance dei rivelatori nucleari utilizzati comunemente, in vista della costruzione di un nuovo grande sistema di rivelazione per particelle cariche e frammenti prodotti in collisioni fra ioni pesanti ad energie basse ed intermedie.

Per quel che riguarda i CsI(Tl), FAZIA vuole in particolare controllare le performance di tali cristalli in funzione della concentrazione di Tallio e della sua uniformita' all'interno dello scintillatore, in quanto, come in tutti i cristalli inorganici, lo spettro della luce emessa dai rivelatori di CsI(Tl), se colpiti da radiazione, dipende fortemente da tali parametri; poiche' studiando la luce di scintillazione emessa quando sottoposti a radiazione gamma e particelle alfa, era stata osservata una tendenza alla saturazione della risposta in luce per valori della concentrazione di Tallio maggiori di 1000ppm, si tende attualmente a produrre cristalli con drogaggio attorno a tale valore.

Non e', tuttavia, ancora chiaro se la luce emessa cresca ancora nel caso di rivelazione di frammenti pesanti quando il cristallo CsI venga over-drogato con Tallio.

Allo scopo di approfondire questo argomento, la collaborazione FAZIA ha richiesto ed acquistato una serie di cristalli con diversa concentrazione di Tallio, da diverse compagnie produttrici.

L'intenzione di questo lavoro di tesi è stato quindi quello di studiare la risposta di alcuni di questi rivelatori sottoposti ad interazione di particelle  $\alpha$  e raggi  $\gamma$ , misurandone la resa in luce, la risoluzione energetica ed osservando l'andamento del rapporto delle rese alfa e gamma in funzione di diverse concentrazioni di Tallio.

Si e' inoltre studiata, quantificandola la loro resistenza alla radiazione e si sono eseguite misure per la verifica della reale concentrazione di Tl contenuta nei cristalli rispetto a quanto dichiarato dalle aziende produttrici.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>i</b>
<b>1 Caratteristiche dei rivelatori</b>	<b>1</b>
1.1 Rivelatori a scintillazione . . . . .	7
1.1.1 Scintillatori inorganici . . . . .	7
<b>2 Esperimenti su larga scala</b>	<b>15</b>
2.1 GARFIELD . . . . .	15
2.2 FAZIA . . . . .	21
<b>3 Esperimento</b>	<b>25</b>
3.1 Concentrazione drogaggio . . . . .	25
3.2 Rapporto alfa/gamma . . . . .	26
3.3 Setup sperimentale in laboratorio . . . . .	32
3.3.1 Sorgente e rivelatore . . . . .	32
3.3.2 Catena elettronica . . . . .	37
3.3.3 Acquisizione degli spettri . . . . .	42
<b>4 Analisi dati</b>	<b>43</b>
4.1 Procedimento di sottrazione . . . . .	44
4.2 Spettri particelle alfa . . . . .	46
4.3 Spettri raggi gamma . . . . .	49
4.4 Fit gaussiano . . . . .	52
4.5 Riepilogo dati . . . . .	56
<b>5 Analisi PIXE dei cristalli CsI(Tl)</b>	<b>57</b>
5.1 Concentrazione di Tallio effettiva . . . . .	57
5.2 Analisi dati . . . . .	58

---

<b>6</b>	<b>Risultati</b>	<b>63</b>
6.1	Resa e risoluzione di energia(FWHM) . . . . .	63
6.1.1	Shaping time . . . . .	71
6.2	Rapporto alfa/gamma . . . . .	73
<b>7</b>	<b>Analisi IBIL di cristalli al CsI(Tl)</b>	<b>75</b>
7.1	Apparato sperimentale . . . . .	75
7.2	Analisi dati . . . . .	80
	<b>Conclusioni</b>	<b>88</b>

# Capitolo 1

## Caratteristiche dei rivelatori

Il principio di funzionamento di tutti i rivelatori di particelle è il trasferimento di tutta o di una parte dell'energia della radiazione incidente alla massa del rivelatore.

Tale deposito di energie viene quindi opportunamente trasformato in segnale elettrico o luminoso a seconda del rivelatore.

Tra le principali caratteristiche che contraddistinguono un rivelatore ci sono la sua *efficienza di rivelazione* e la *risoluzione energetica*. La prima definisce il rapporto fra il numero di particelle incidenti sul rivelatore rispetto a quello per cui viene generato un segnale misurabile e dipende da diversi fattori (rumore del rivelatore, geometria, tipologia della radiazione incidente etc.)

La risoluzione energetica di un rivelatore rappresenta invece la capacità del rivelatore di distinguere tra valori di energia prossimi tra loro.

Poiché, infatti, l'interazione della radiazione con la materia a livello microscopico coinvolge processi di tipo stocastico, è inevitabile una fluttuazione nel numero e nel tipo di eccitazioni e di ionizzazioni nel mezzo: pertanto

la risposta di un rivelatore ad una radiazione monocromatica, piuttosto che corrispondere ad una delta di Dirac, assume una forma gaussiana, con larghezza finita.

La risoluzione del rivelatore è pertanto espressa dalla larghezza a metà altezza FWHM (Full Width Half Maximum) del picco.

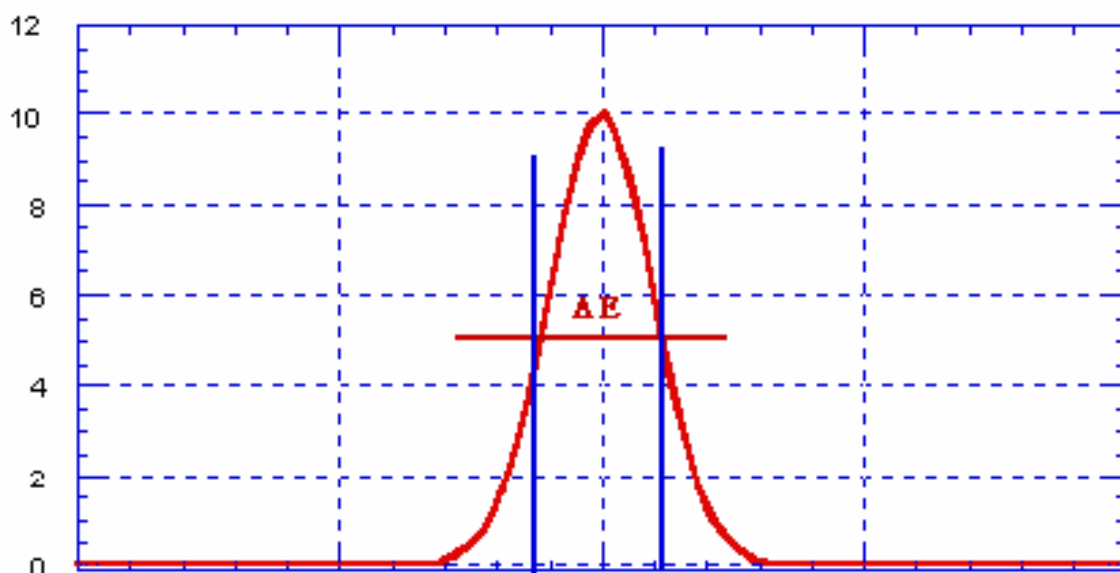


Figura 1.1: Il significato della grandezza FWHM

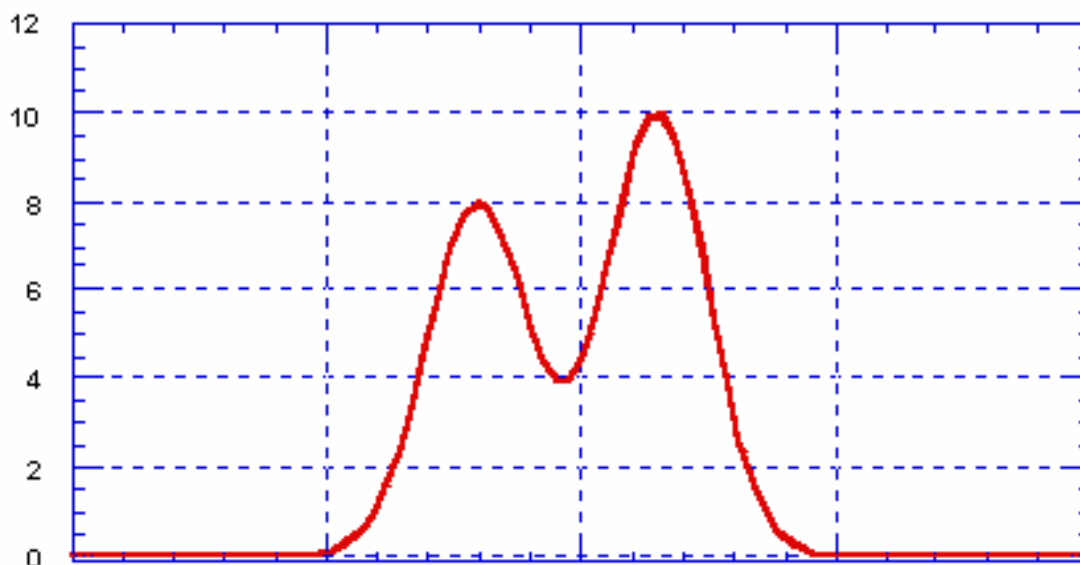


Figura 1.2: La separazione di due picchi dipende dalla risoluzione

La relazione tra larghezza a metà altezza di una gaussiana e la sua  $\sigma$  si ricava notando che l'ordinata  $x$  che corrisponde ad un dimezzamento dell'altezza è ottenuta dalla relazione:

$$A * \exp(-x^2/2\sigma^2) = A/2.$$

Da cui si ricava  $x = \sigma\sqrt{2\ln 2}$

$x$  rappresenta la semilarghezza a metà altezza.

$$\text{Quindi: FWHM} = 2x = \sigma\sqrt{8\ln 2} = 2.35 \sigma$$

Questa trattazione è solo approssimata nel caso di assorbimento completo della radiazione.

Altra caratteristica del rivelatore è la *funzione di risposta* del rivelatore al tipo di radiazione. Questa rappresenta lo spettro di ampiezza di impulso prodotto dal rivelatore quando le particelle incidenti sono mono-

cromatiche. Fino ad ora abbiamo considerato gaussiana la risposta, ma questo è vero solo in pochi casi, tipicamente se la radiazione è costituita da particelle cariche pesanti.

Se per esempio consideriamo elettroni, questi in alcuni casi potranno subire deflessioni a grossi angoli ed uscire dal rivelatore senza avervi depositato tutta la propria energia.

La funzione di risposta non sarà più gaussiana, ma presenterà una “coda” nella zona dello spettro a bassa energia, originata dagli eventi di tipo B (vedi figura 1.4).

Lo stesso effetto è prodotto nel caso che l’elettrone perda energia per irraggiamento ed il fotone di bremsstrahlung generato sfugga al rivelatore (evento C).

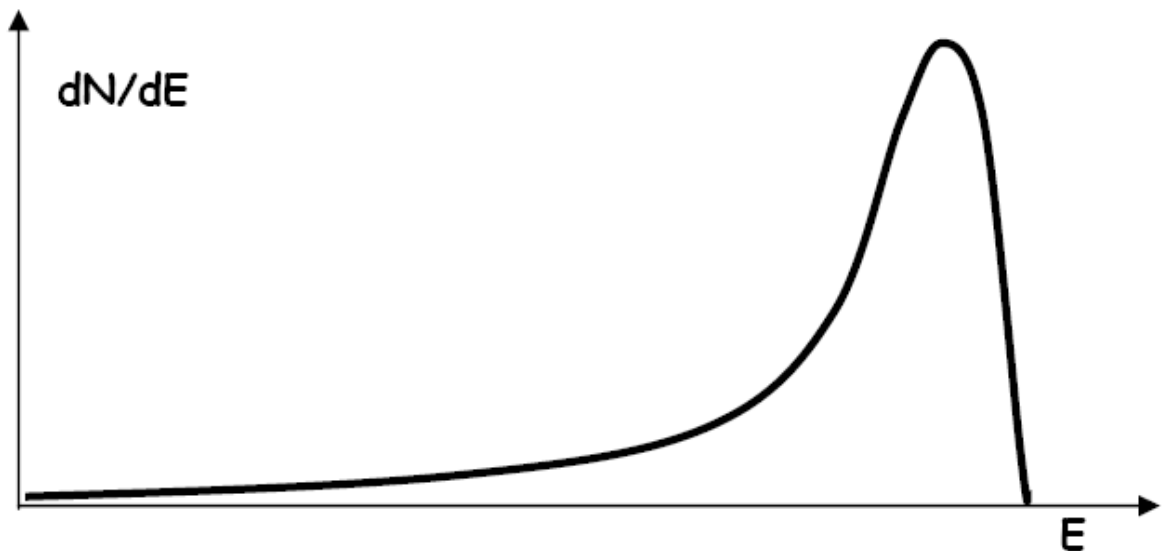


Figura 1.3: *Coda* della funzione di risposta ad elettroni

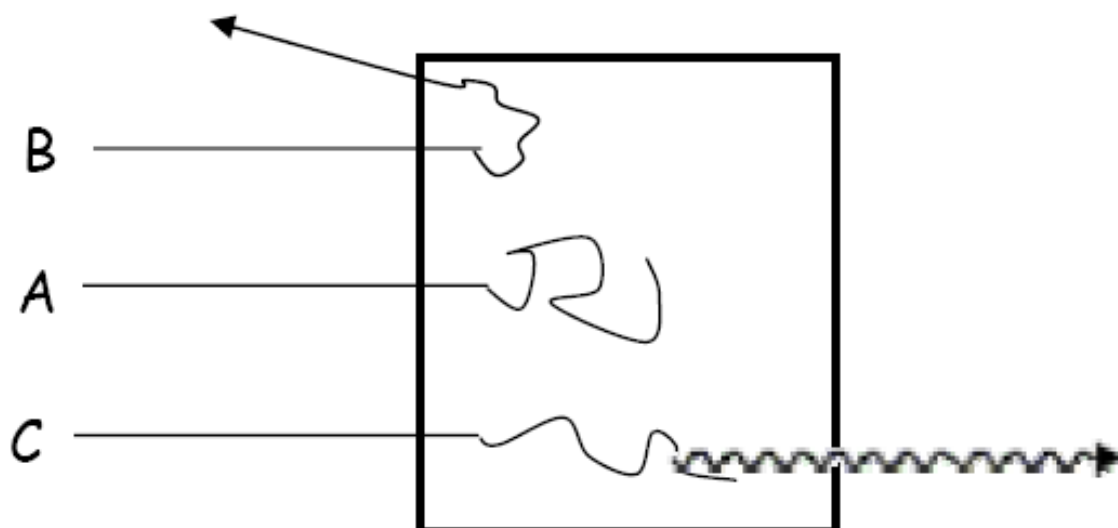


Figura 1.4: Diversi meccanismi di rilascio di energia per elettroni

Se le particelle incidenti sono fotoni, la funzione di risposta è ancora più complicata. Risulta chiaro che il rivelatore *vede* il fotone attraverso gli elettroni da esso generato per interazione fotoelettrica, Compton o produzione di coppie. Questi elettroni sono infatti responsabili della ionizzazione e quindi della risposta del rivelatore.

Nel caso di interazione fotoelettrica l'elettrone acquista una energia cinetica pari all'energia del fotone (trascurando l'energia di legame) ed in questo caso la funzione di risposta è una gaussiana centrata sull'energia dei fotoni incidenti e di larghezza dipendente dalla risoluzione del rivelatore.

Nel caso di effetto Compton, se il fotone diffuso sfugge al rivelatore, questo registra solo l'elettrone e la funzione di risposta sarà uno spettro continuo direttamente discendente dalla sezione d'urto di Klein-Nishina.

Per energie di fotone elevate, dove è possibile anche la produzione di coppie, lo spettro si complica e nella parte continua dovuta all'effetto Compton crescono due picchi ad energia  $E_\gamma - m_e c^2$  e  $E_\gamma - 2m_e c^2$  legati alla fuga dal rivelatore di uno o entrambi i fotoni di annichilazione del positrone (fig. 1.5)

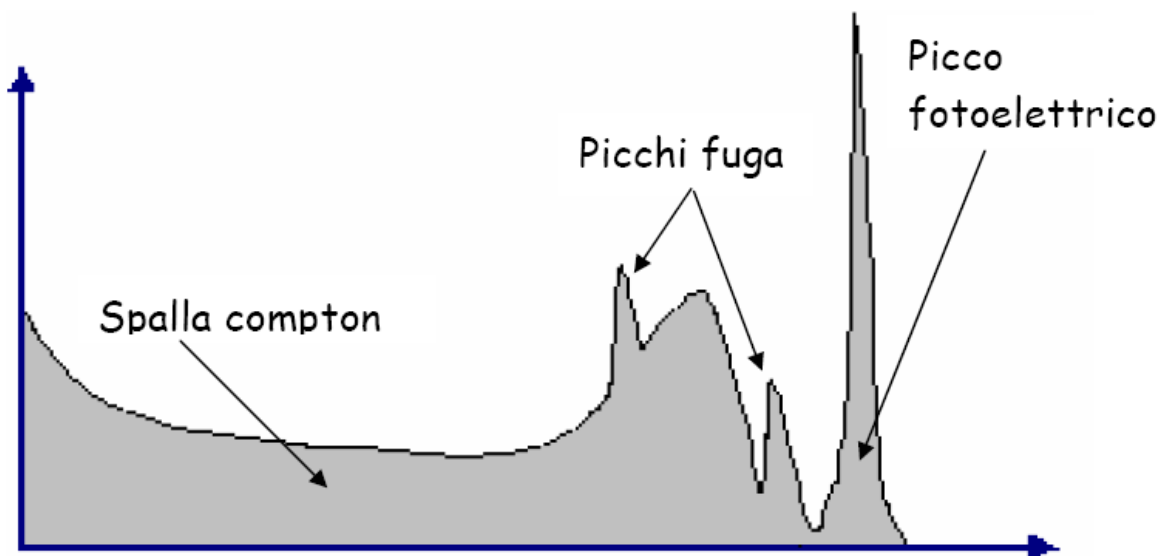


Figura 1.5: Funzione di risposta a fotoni

---

## 1.1 Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione sono senza dubbio tra i più diffusi rivelatori di particelle usati oggi in fisica nucleare.

Sono basati sulla proprietà di alcuni materiali di emettere luce quando eccitati o ionizzati dalla radiazione incidente. Gli scintillatori sono sempre accoppiati ad un sistema di amplificazione di questa luce, un fotomoltiplicatore o un fotodiodo, in grado di convertire questo debole segnale ottico in un segnale elettrico che poi può essere processato ed analizzato e che contiene l'informazione sulla radiazione misurata.

Esso generalmente consiste di un materiale scintillante accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore. Quando la radiazione interagisce nello scintillatore causa emissione di luce da parte di quest'ultimo. La luce è trasmessa, attraverso il rivelatore stesso che è quindi trasparente alla luce emessa, al fotomoltiplicatore (dall'inglese: PM o PMT) dove è convertita in una debole corrente di fotoelettroni che è poi ulteriormente amplificata da un sistema di moltiplicazione di elettroni. Il segnale in corrente così prodotto viene successivamente analizzato dall'elettronica di acquisizione.

### 1.1.1 Scintillatori inorganici

Gli scintillatori inorganici sono cristalli di alogenuri alcalini con aggiunta di piccole percentuali di "attivatori" che vengono indicati tra parentesi. Tra i più usati ricordiamo NaI(Tl), CsI(Tl), KI(Tl), LiI(Eu) e il CsF<sub>2</sub>. Fra i materiali non alcalini ricordiamo soprattutto il  $Bi_4Ge_3O_{12}$  (ossigerma-

nato di Bismuto, noto brevemente come BGO), il  $BaF_2$ , il  $ZnS(Ag)$ .

L'emissione di luce è un fenomeno collegato alla struttura a bande dei cristalli. In un cristallo puro il passaggio di una particella ionizzante può provocare il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione. Il ritorno dell'elettrone alla banda di valenza, con relativa emissione di un fotone, è però un processo inefficiente, ed in più i fotoni sarebbero emessi nell'ultravioletto, che è una regione di scarsa efficienza per i fotocatodi dei fotomoltiplicatori.

Per aumentare la probabilità di emissione di fotoni ottici durante il meccanismo di diseccitazione, la struttura delle bande viene modificata mediante l'introduzione di apposite impurezze, cioè atomi di sostanze opportune. La presenza di impurezze significa avere un certo numero di atomi di tali sostanze uniformemente distribuiti all'interno del reticolo cristallino.

Negli scintillatori inorganici puri e drogati il tipo di interazione con la radiazione ionizzante è la stessa ma è diverso il processo di scintillazione. La figura sottostante mostra come la lunghezza d'onda della luce emessa da un cristallo varia al variare del drogaggio.

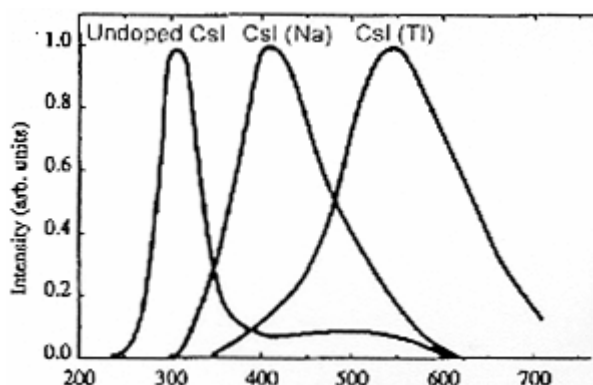


Figura 1.6: Spettro di emissione del CsI non dopato, CsI(Na), CsI(Tl)

La prossima figura riporta invece, per gli stessi materiali, l'intensità di scintillazione in funzione della temperatura.

Le impurezze introdotte vengono anche denominate centri attivatori a

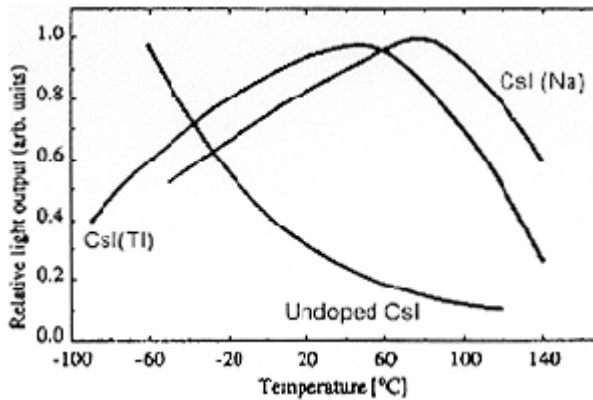


Figura 1.7: Luce emessa in funzione della temperatura per CsI non dopato, CsI(Na), CsI(Tl)

causa della funzione che vanno a svolgere. Esse danno origine a dei livelli energetici, spazialmente localizzati, che si vanno a collocare all'interno della banda proibita.

La particella ionizzante può trasferire sufficiente energia ad un elettrone da portarlo nella banda di conduzione. Questo è il classico meccanismo di ionizzazione in cui gli elettroni e le lacune generati si muovono liberamente nel reticolo.

Un'altra possibilità è invece che l'energia ceduta all'elettrone non sia sufficiente per portarlo nella banda di conduzione, cosicché esso rimane legato elettrostaticamente alla lacuna. Questo stato debolmente legato si chiama "eccitone". L'eccitone si può muovere attraverso tutto il cristallo ma non contribuisce alla conduzione poiché la sua carica totale è nulla.

Ci si aspetta che esistano tutta una serie di livelli energetici dell'eccitone che vanno ad occupare la banda proibita, immediatamente sotto la banda di conduzione del cristallo. L'eccitone durante la sua diffusione attraverso il cristallo può venir catturato da un centro attivatore, che a sua volta si disecciterà attraverso emissione di radiazione: la lunghezza d'onda del segnale luminoso non è quindi legata alle impurezze e non al cristallo che, per questo motivo, risulta trasparente ad essa.

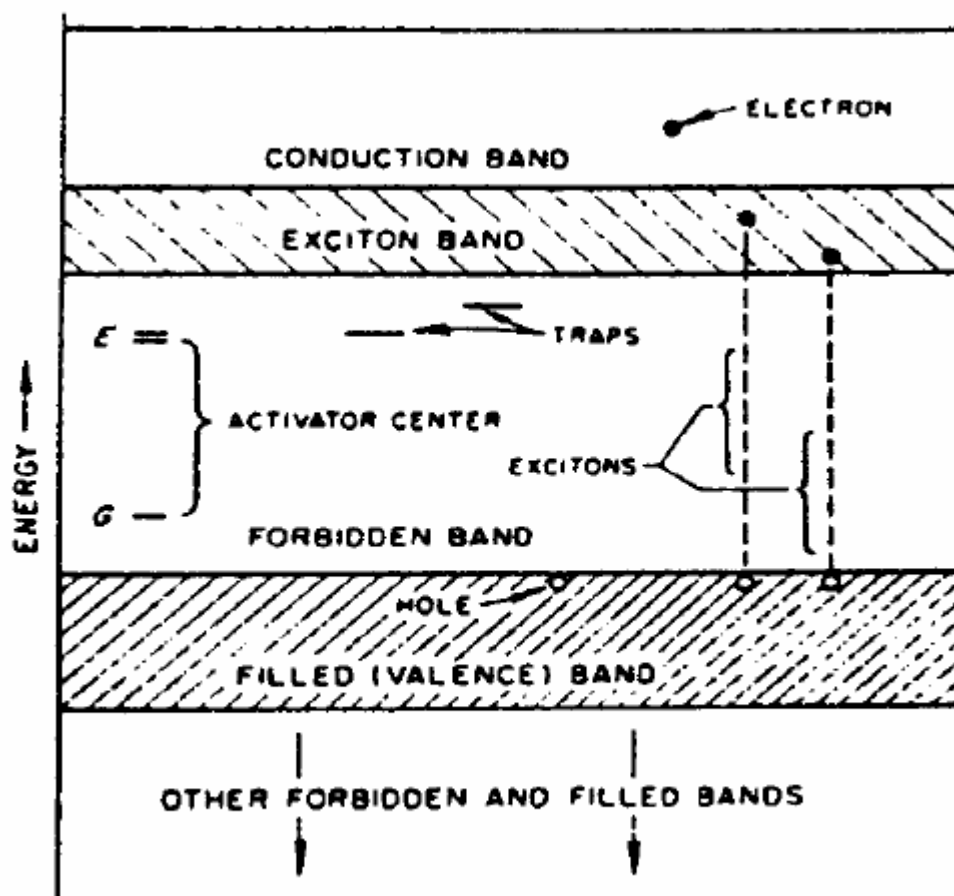


Figura 1.8: Meccanismo di scintillazione

Il meccanismo può venire considerato da un altro punto di vista, esaminando la struttura dei livelli energetici.

La curva AE della figura rappresenta l'energia potenziale dello stato fondamentale in funzione di una coordinata di configurazione, per esempio la distanza internucleare delle molecole del cristallo. La curva BE rappresenta l'andamento dell'energia potenziale per il primo stato eccitato.

L'eccitazione del centro attivatore in seguito alla cattura di un eccitone è

indicata dalla transizione AB. Il successivo decadimento di questo stato avviene per dissipazione termica con gli atomi vicini e porta il sistema da B a C. La transizione radiativa CD riporta il sistema nello stato fondamentale e tramite scambi termici si riporterà infine nella configurazione di energia minima A.

Lo spettro di emissione avrà quindi lunghezze d'onda maggiori dello spettro di assorbimento. Questo fatto risulta estremamente vantaggioso in quanto il cristallo risulta trasparente alla luce di diseccitazione (se venisse riassorbita non potrebbe essere rivelata dal fotomoltiplicatore) Inoltre questo porta lo spettro della luce dall'ultravioletto al visibile, in una zona dove la risposta dei fotomoltiplicatori è molto migliore.

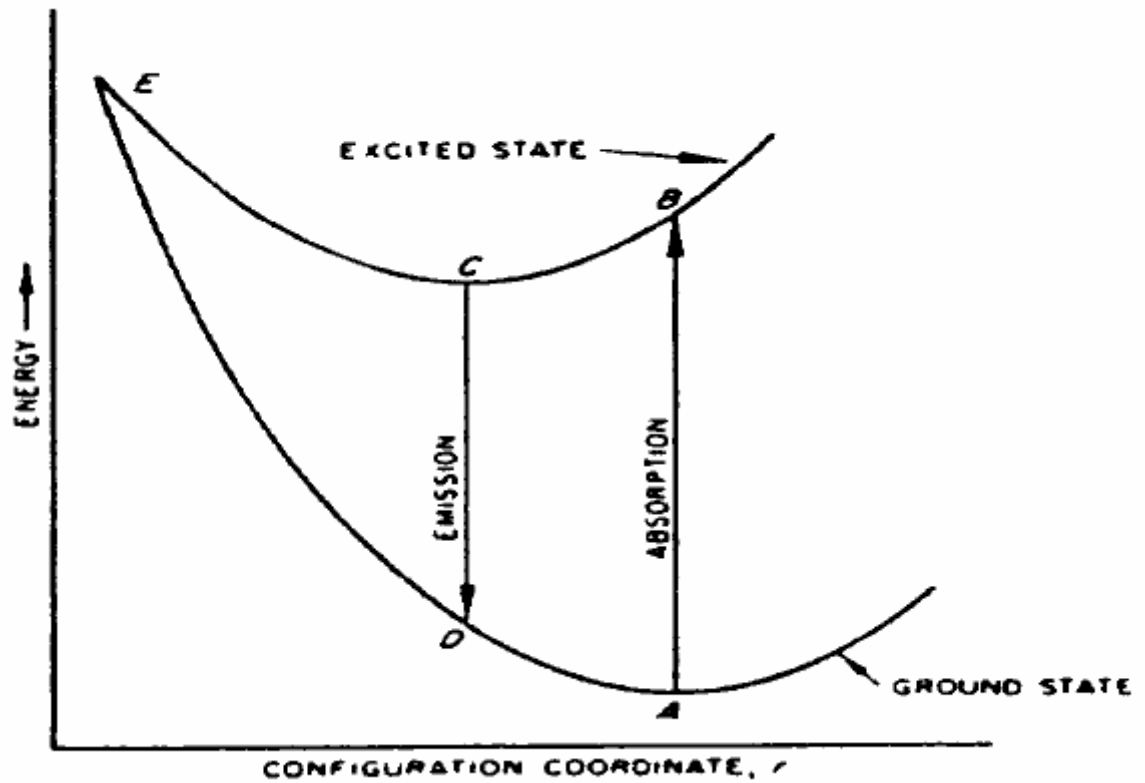


Figura 1.9: Configurazione di energia

Esistono degli effetti, detti di *quenching*, per cui la transizione dell'elettrone da uno stato eccitato a quello fondamentale non produce luce. Le cause sono le seguenti:

**Effetto termico:** una transizione da uno stato eccitato a quello fondamentale può avvenire anche senza emissione di luce ma con dissipazione termica. La probabilità di questa emissione non radiativa è proporzionale a  $\exp(-\Delta E/kT)$  dove  $k$  è la costante di Boltzmann e  $T$  è la temperatura associata allo stato eccitato dell'attivatore, mentre la probabilità di transizione radiativa non cambia;

**Effetto di impurezza:** alcune impurezze, come atomi di metalli pesanti, possono celare delle trappole che catturano gli elettroni in modo non radiativi; il numero di tali trappole aumenta con la temperatura;

**Effetto di concentrazione:** non dipende dalla temperatura del cristallo ma dalla concentrazione dell'attivatore. La luminescenza cresce all'aumentare della concentrazione fino a raggiungere un massimo, poi comincia a diminuire.

Gli scintillatori inorganici, rispetto a quelli organici, a parità di energia depositata dalla radiazione incidente emettono molta più luce (quasi un ordine di grandezza) e presentano quindi (vedi statistica di Poisson) una risoluzione nettamente migliore. Altro vantaggio, specie per la rivelazione di fotoni, è il loro relativamente alto numero atomico che li rende molto più efficienti. Un inconveniente che alcuni di loro presentano (soprattutto NaI e CsI) è di essere molto igroscopici: è necessario quindi proteggerli rinchiudendoli in contenitori ermetici. Il  $BaF_2$  ed il BGO non sono invece igroscopici e possono quindi essere manipolati senza particolari protezioni. Tutti gli scintillatori, sia organici che inorganici, devono essere accoppiati ad un fotomoltiplicatore, e l'insieme rivelatore-PM deve essere completamente isolato dalla luce ambientale, tramite un recipiente sigillato. Per avere inoltre la massima raccolta di fotoni, tutte le pareti del rivelatore, ad eccezione di quella che si affaccia sul PM, sono ricoperte da un materiale altamente riflettente.

## Capitolo 2

# Esperimenti su larga scala utilizzando rivelatori a CsI(Tl)

Per capire meglio in che modo vengono utilizzati i rivelatori al CsI(Tl), si presentano qui di seguito come esempio due progetti di apparato per studi di fisica nucleare in cui hanno un ruolo centrale.

### 2.1 GARFIELD

L'apparato di misura G.AR.F.I.E.L.D (General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collision) e' stato progettato con lo scopo di avere a disposizione uno strumento versatile per lo studio dei meccanismi di reazione nucleare alle energie disponibili all'acceleratore lineare ALPI (5-20 MeV per nucleone) presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.

Si tratta di un apparato che funziona all'interno di una camera di scattering di grandi dimensioni ed in particolare, esso risponde alla duplice

esigenza da un lato di avere a disposizione una buona copertura angolare, per poter così ricostruire al meglio l'evento studiato, dall'altro di poter identificare in carica ed energia il maggior numero di prodotti possibile. La soluzione adottata da GARFIELD prevede l'utilizzo della tecnica  $\Delta E$ - $E$ , per la discriminazione ed identificazione dei prodotti di reazione. In particolare si tratta di due stadi di rivelazione, uno basato su una camera a deriva con MicroStrip Gas Chambers microstrip che forniscono l'informazione relativa alla perdita di energia  $\Delta$ , ed il secondo formato da cristalli di ioduro di cesio attivati con Tallio, i quali fungono da rivelatori di energia residua.

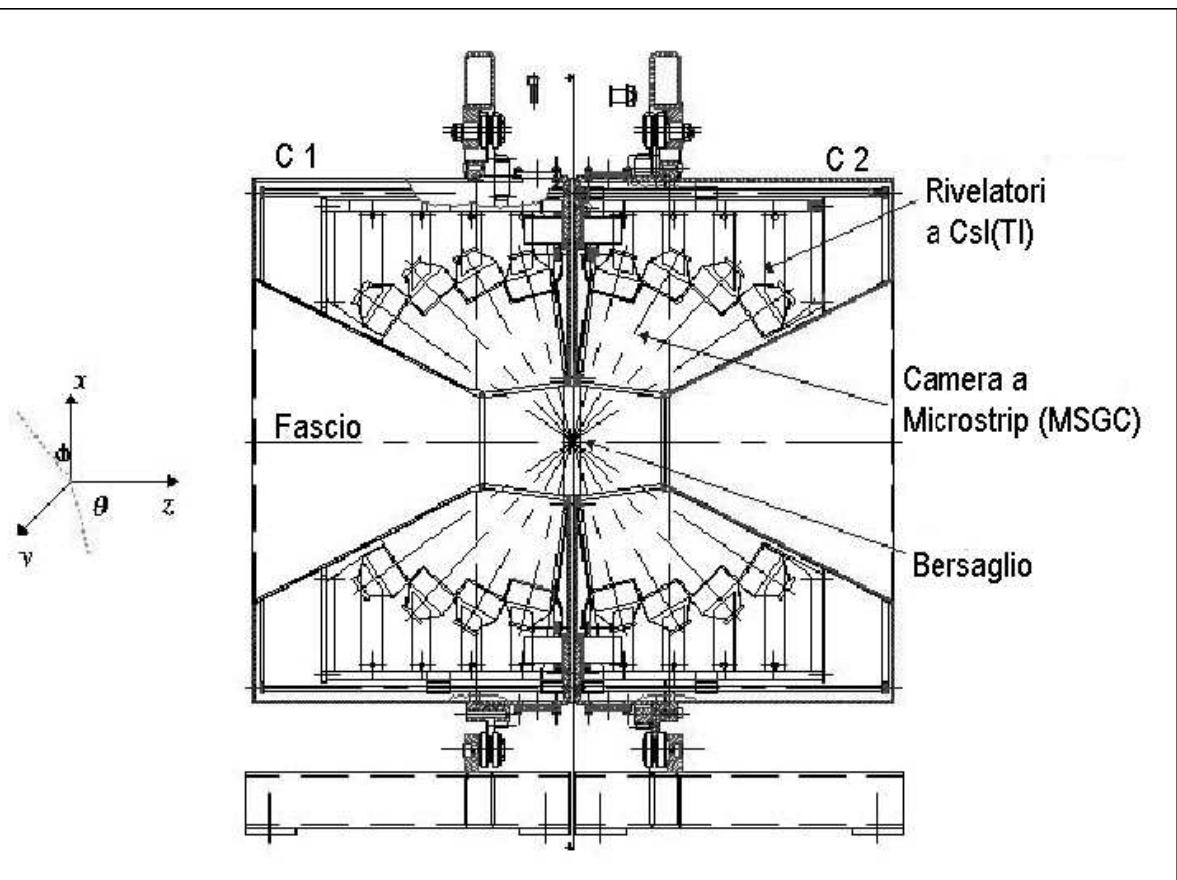


Figura 2.1: Sezione trasversale delle camere C1 e C2 di GARFIELD

La copertura angolare è garantita dal fatto che l'apparato è costituito essenzialmente da due camere indipendenti, una posizionata all'indietro (C1 nello schema) ed una in avanti (C2), che hanno la funzione di rivelare rispettivamente i prodotti di reazione che hanno direzione del moto compreso tra  $95^\circ < \theta < 150^\circ$  e  $30^\circ < \theta < 85^\circ$ , dove  $\theta = 0$  corrisponde a verso e direzione uguali a quelli del fascio. Per quanto riguarda la copertura nell'angolo aximutale  $\phi$ , la camera C1 copre tutta la regione angolare  $0^\circ < \phi < 360^\circ$ , mentre la camera C2 ha uno spacco laterale per cui assi-

cura la copertura nella regione fra  $0^\circ < \phi < 70^\circ$  e  $110^\circ < \phi < 360^\circ$ .

Una sezione trasversale di GARFIELD è visibile nello schema soprastante nel quale si può notare che il bersaglio è posto tra le due camere C1 e C2. Un parametro importante da considerare nella progettazione di un apparato a grande angolo solido è la sua granularità, cioè quel parametro che considera la possibilità che due particelle colpiscano lo stesso rivelatore diventando così indistinguibili (double hit).

Per tenere sotto controllo questo problema (con una probabilità inferiore all' 1%), in genere, si fissa la granularità richiesta dall'apparato in circa 10 volte la molteplicità massima prevista.

Ad esempio, nel nostro caso, la molteplicità massima prevista per le reazioni studiate e l'intervallo di energie incidenti considerato è di circa 15 particelle leggere cariche e 4-5 particelle pesanti ( $A > 4$ ), e quindi viene richiesto l'utilizzo di un numero di rivelatori indipendenti di circa 200.

In GARFIELD pertanto ciascuna camera è divisa in settori, rispettivamente 24 in C1 e 21 in C2. Ogni settore contiene a propria volta 4 CsI(Tl) ed un rivelatore a microstrip, disposto perpendicolarmente all'asse del cilindro.

Ogni vetrino di microstrip a gas è suddiviso per ogni settore in quattro sezioni, in modo da una parte da poter realizzare un rivelatore  $\Delta E$ -E anche nel caso in cui il prodotto di reazione non sia sufficientemente energetico per raggiungere lo scintillatore, dall'altro di avere una più fine definizione dell'angolo  $\phi$  ( $7.5^\circ$ ).

Uno spaccato di GARFIELD è visibile nella figura sottostante.

In conclusione nell'apparato GARFIELD ci sono un totale di 96 cristalli

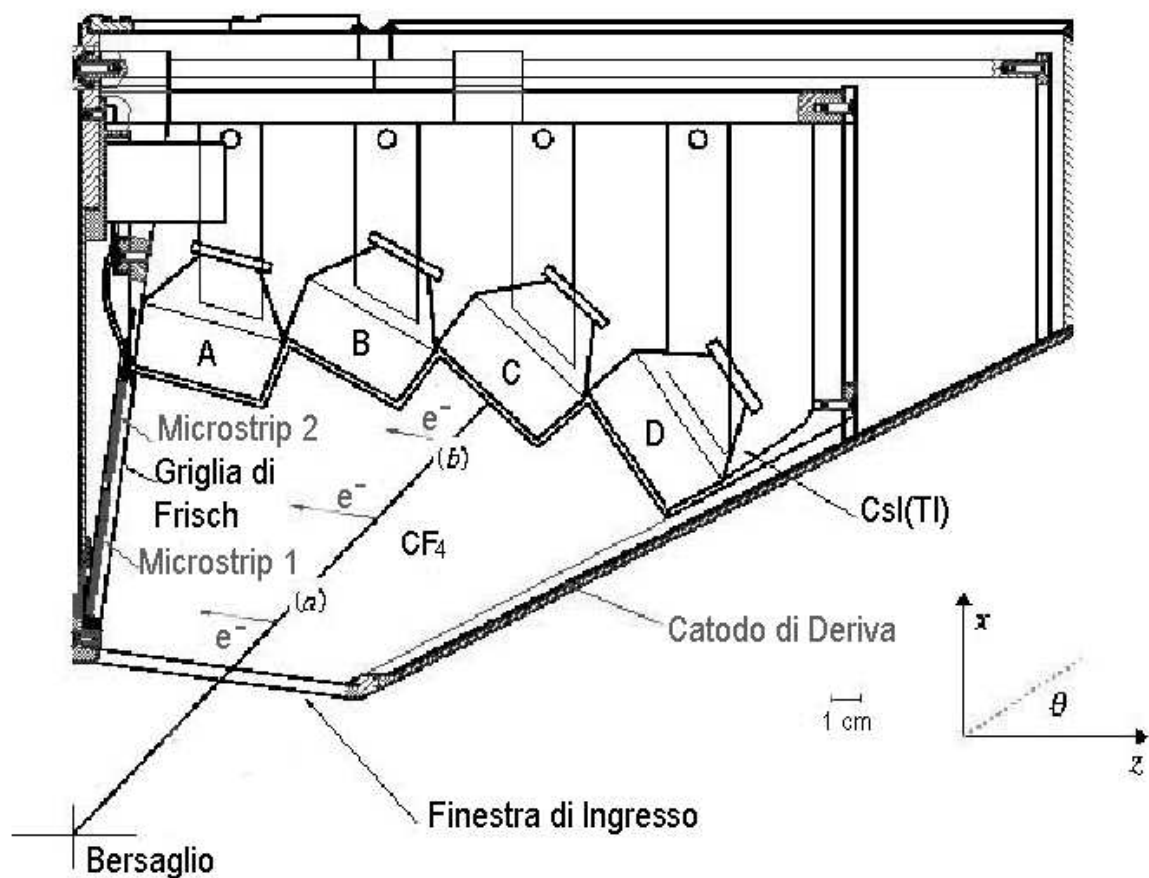


Figura 2.2: Schema di una sezione di una cella di GARFIELD.

nella camera C1 e 84 nella camera C2, ed i quattro cristalli di un singolo settore hanno forma diversa a seconda dell'angolo  $\theta$  a cui sono posti, massimizzando così l'efficienza geometrica dell'apparato.

Sono inoltre disposti in modo tale da avere la faccia di ingresso perpendicolare alla direzione della particella incidente relativa alla traiettoria nel centro di ogni scintillatore (le traiettorie ideali sono supposte essere radiali con centro nel bersaglio).

Per quanto riguarda la raccolta della luce dai cristalli, sono stati svol-

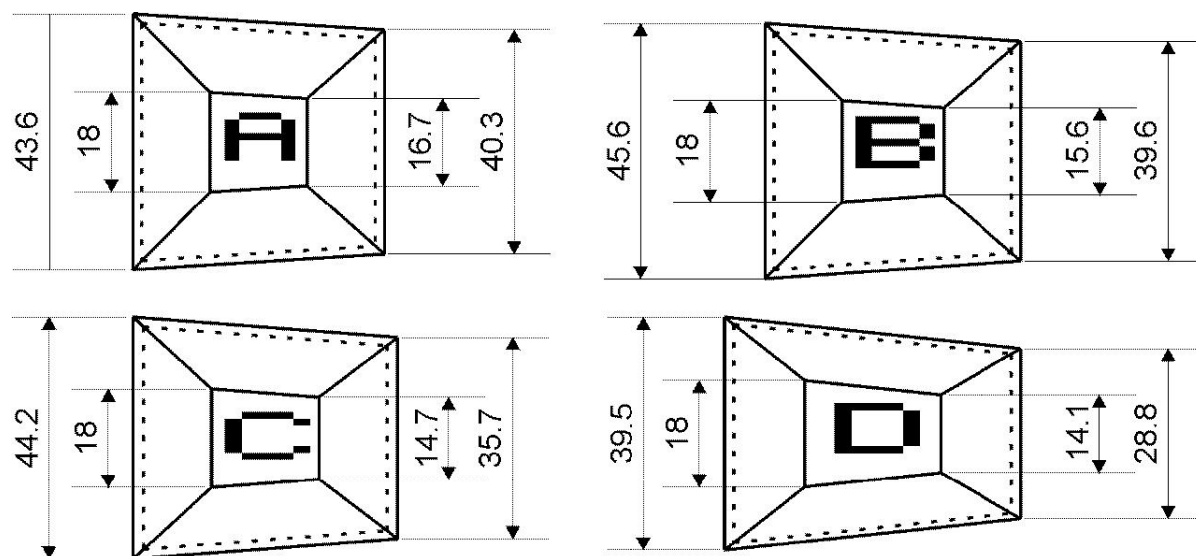


Figura 2.3: Dimensione delle quattro diverse forme dei CsI(Tl) di GARFIELD

ti numerosi test in laboratorio che hanno portato alla definizione di una particolare procedura per lucidare e fasciare i cesi stessi che poi sono accoppiati ad un fotodiodo della serie S3204-05 della ditta Hamamatsu che garantisce rispetto ad un fotomoltiplicatore minori problemi di dissipazione del calore in vuoto, dimensioni più ridotte e maggiore stabilità, anche se l'ampiezza dei segnali risulta minore.

I fotodiodi si adattano comunque molto bene allo spettro di emissione dei CsI, come e' mostrato in Fig.2.4.

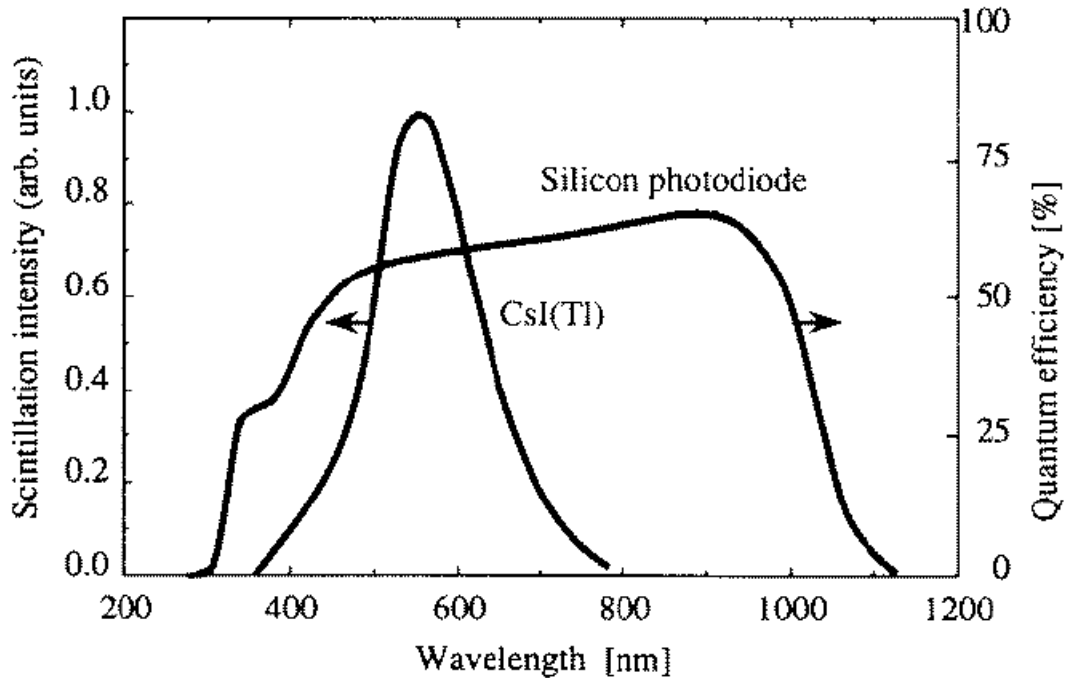


Figura 2.4: Spettro di scintillazione del fotodiode e del CsI(Tl)

## 2.2 FAZIA

FAZIA sarà un rivelatore per particelle cariche e frammenti che opera nel campo delle collisioni indotte tra ioni pesanti attorno e sotto l'energia di Fermi (5-100 MeV/nucleone).

Sarà realizzato per lo studio della termodinamica e dinamica dei nuclei esotici, esplorando le caratteristiche della materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e densità, nonché il grado di libertà dell'isospin ed il suo ruolo nell'equazione di stato nucleare, come il suo contributo per la determinazione del termine di energia di simmetria.

La collaborazione FAZIA è partita nel 2005 con lo scopo di estendere nei prossimi anni lo studio delle reazioni nucleari, sia per studi di termodinamica che di dinamica nucleare, anche con l'avvento delle nuove facility di fasci esotici come SPES a Legnaro e SPIRAL2 a GANIL.

L'attività principale dei primi anni è quindi indirizzata alle tematiche fisiche da affrontare con i fasci radioattivi ed alle caratteristiche che deve avere un rivelatore adatto a tali condizioni sperimentali.

Le caratteristiche ideali dovrebbero essere:

**Identificazione in massa e carica di tutti i prodotti di reazione** , da particelle leggere a frammenti di massa intermedia (IMF) fino ai residui di evaporazione;

**Soglie in energia molto basse** , dell'ordine di poche centinaia di keV/nucleone sia per la rivelazione che per l'identificazione;

**Risoluzione energetica molto buona** : dell'ordine dell'1% in un molto ampio range dinamico, da pochi MeV a qualche GeV;

**Alta precisione angolare** ( $< 1$  grado) e copertura a  $4\pi$  con sufficiente granularità per potere effettuare un'analisi affidabile delle funzioni di correlazione;

**Modularità** in modo da poter accoppiare parti dell'apparato con apparati già esistenti;

**Progetto e montaggio** che ne faciliti il trasporto tra i vari laboratori dove possono essere condotti gli esperimenti con fasci stabili e instabili.

Il prototipo del singolo modulo di rivelazione sarà come schematizzato in figura: Le sue caratteristiche sono qui di seguito indicate:

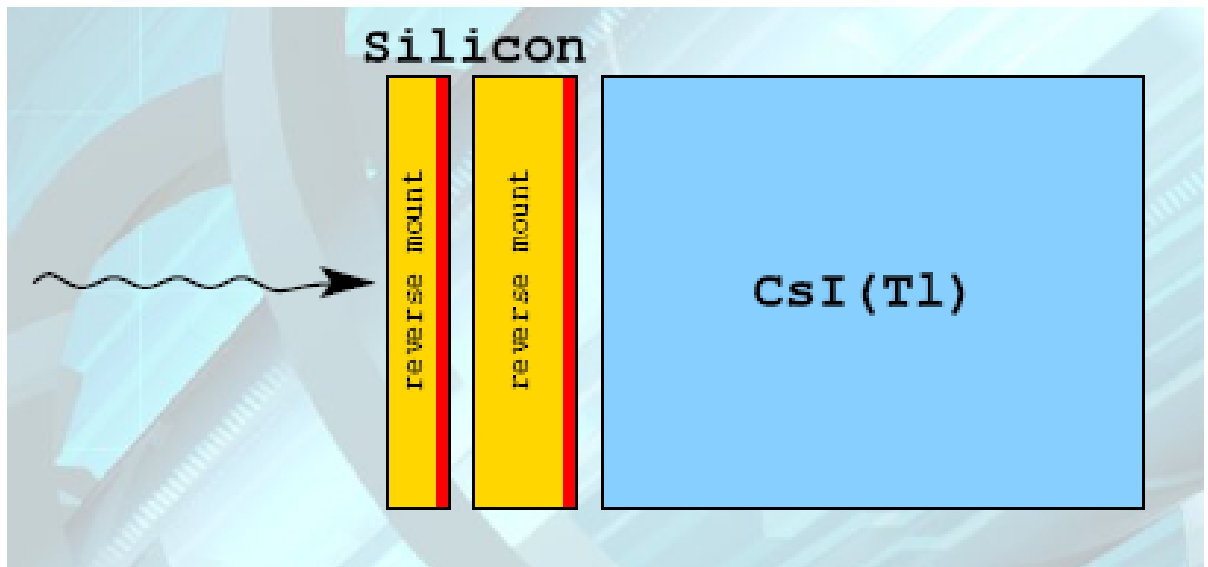


Figura 2.5: Modulo di rivelazione di FAZIA

il primo silicio avrà spessore  $300\mu\text{m}$ , mentre il secondo  $500/700\mu\text{m}$  entrambi montati inversamente per permettere l'uso ottimale della tecnica di analisi della forma dell'impulso tramite acquisizione digitale del segnale; il cristallo CsI sarà spesso qualche cm in base all'energia incidente; l'area di questo prototipo sarebbe  $20\times 20\text{ mm}^2$ .



# Capitolo 3

## Esperimento

Lo scopo della tesi è quello di studiare l'ottimizzazione della risposta degli scintillatori di CsI, in funzione di alcuni parametri di lavoro fra i quali è sempre più rilevante la concentrazione dell'elemento di attivazione e la sua uniformità all'interno della matrice scintillante.

Lo studio ha quindi riguardato lo studio della resa in luce, la risoluzione energetica e lo studio del rapporto della resa  $\alpha/\gamma$ .

### 3.1 Concentrazione drogaggio

Recentemente lo studio del drogaggio degli scintillatori, sia in termini di tipologia di drogante che di concentrazione ed uniformità è diventato importante. Esso nasce dall'esigenza di ottimizzare sempre più la risposta del rivelatore, sia in termini di uscita di luce che di risoluzione. Per alcuni scintillatori di nuova generazione, come ad esempio i  $LaBr_3$ , il drogaggio (in questo caso di Ce) diviene importante anche per le caratteristiche di temporizzazione.

Nel caso della nostra tesi ci siamo dedicati allo studio delle risposte dei CsI in funzione della concentrazione di Tallio.

La dipendenza della luce emessa ( $L$ ) dalla concentrazione di Tl è una caratteristica importante del sistema di scintillazione dato che il contenuto di attivatori ( $C$ ) è praticamente l'unico parametro tecnologico controllato che definisce le proprietà degli scintillatori.

Da un punto di vista pratico, la conoscenza di  $L(C)$  è necessaria per la determinazione di un ottimo valore di  $C$ .

Inoltre per capire più esattamente il processo di scintillazione è importante conoscere anche la dipendenza della risoluzione in energia  $R$ .

La necessita' di studiare l'andamento della  $L(C)$  a diverse energie e con diverse tipologie di radiazione incidente e' dovuto alla dipendenza non lineare della resa di luce dall'energia e dalla massa e carica della particella stessa.

## 3.2 Rapporto alfa/gamma

Come è noto, nei cristalli alogenuri alcalini drogati il valore della luce emessa ( $L$ ) per 1 MeV di energia assorbita è più basso per particelle alfa che per raggi gamma a causa del fenomeno del quenching. Per tenere conto di questo fatto, e caratterizzare la risposta del rivelatore si misura il rapporto della resa alfa/gamma.

Per rivelatori ottimizzati per particelle alfa, questo rapporto deve assumere un valore il più possibile vicino a 1.

Dagli studi fatti in precedenza e' risultato che la resa alle particelle  $\alpha$

---

aumenta all'aumentare della concentrazione di Tl. Il maggior numero di centri di attivazione sembra quindi diminuire il problema del quenching. Questo significa che anche il rapporto  $\alpha/\gamma$  aumenta all'aumentare di  $C_{Tl}$ . Poiche' d'altra parte le particelle  $\alpha$  di pochi MeV hanno un range di poche decine di micron nel cristallo, sulla risposta a tali particelle contribuisce fortemente la situazione degli strati piu' superficiali della faccia di ingresso del cristallo, mentre per i  $\gamma$  e' molto importante l'uniformita' di tutto il cristallo "bulk", potendo essi interagire in diversi punti dello stesso.

Un'altra proprieta' della luce di scintillazione dei CsI(Tl) e' che essa e' caratterizzata da due componenti di emissione, una piuttosto veloce dell'ordine di qualche decina di nanosecondi, la seconda, piu' lenta, dell'ordine del microsecondo.

I vari tipi di particella interagiscono con lo scintillatore eccitando in maniera diversa le due componenti e quindi la forma dell'impulso che ne deriva diventa entro certi termini caratteristica del tipo di particella.

Questo fatto puo' quindi essere sfruttato ed esaltato utilizzando uno shaping time dell'amplificatore (legato comunque al tempo di integrazione della carica raccolta) opportuno per dare maggiore risalto per esempio nello studio del rapporto  $\alpha/\gamma$  ad una delle due rese.

In particolare come si vede dalla Fig. 3.1 shaping time brevi esaltano la componente veloce, la quale e' piu' sensibile per particelle ad alta ionizzazione, cioe' nel caso specifico sopra indicato le  $\alpha$  rispetto ai  $\gamma$ .

La figura mostra che il rapporto  $\alpha/\gamma$  deve diminuire col crescere di  $t_s$ , finchè  $L_\gamma$  cresce nell'intervallo dove  $L_\alpha$  è costante.

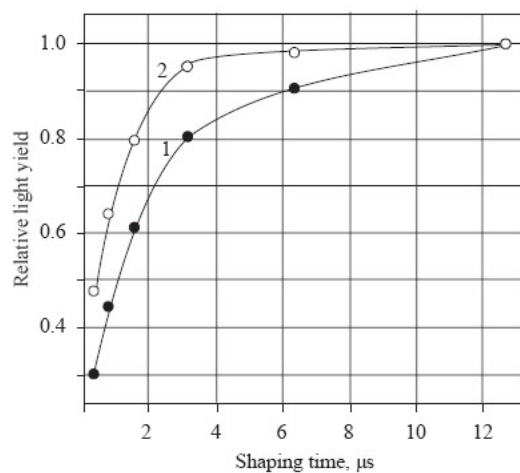


Figura 3.1: Dipendenza della luce emessa dallo shaping time per CsI(Tl) con  $C_{Tl} = 0,11\%$  eccitato da raggi gamma (1) e particelle alfa (2).

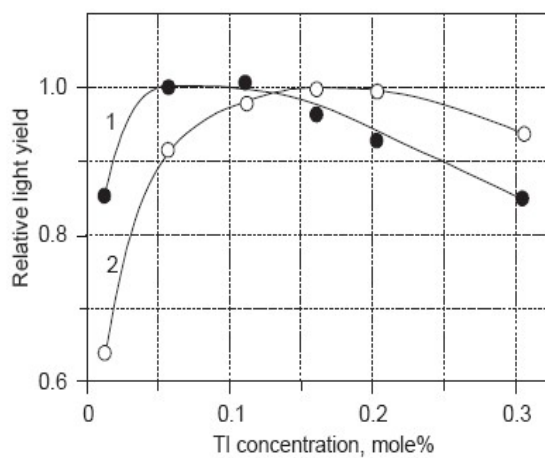


Figura 3.2: Dipendenza della luce emessa dalla concentrazione di Tallio con shaping time  $t_{RC} = 6,4 \mu s$  per eccitazione gamma (1) e alfa (2).

Un esempio della differenza di risposta  $\alpha$  e  $\gamma$  in funzione della concentrazione e' mostrato in Fig.3.2 .

$L_\gamma$  raggiunge il plateau a  $C_{Tl} > 0,05\%$ , per poi cominciare lentamente a

decreocere, mentre  $L_\alpha$  raggiunge la saturazione solo a  $C_{Tl} > 0,15\%$ .

Per massimizzare la luce emessa per particelle  $\alpha$ , il cristallo deve avere un contenuto di Tl sufficientemente alto. Inoltre la posizione di inizio del plateau di  $L_\gamma$  ed  $L_\alpha$  dipende dallo shaping time scelto.

In Fig.3.3 e' mostrato per quattro concentrazioni diverse di Talio l'andamento del rapporto  $\alpha/\gamma$  in funzione dello shaping time, mentre in Fig. 3.4 sono mostrate le curve ottenute per lo stesso rapporto con diversi shaping time, in funzione della concentrazione.

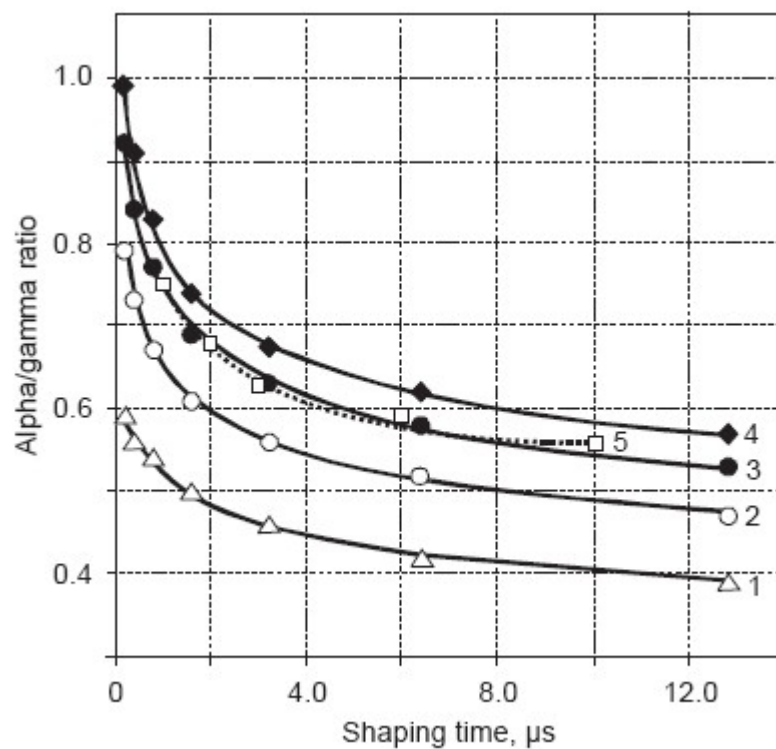


Figura 3.3: Dipendenza del rapporto alfa/gamma dallo shaping time per cristalli con differente  $C_{Tl}$  : 1-0.013 ; 2-0.06 ; 3-0.11 ; 4-0.3%

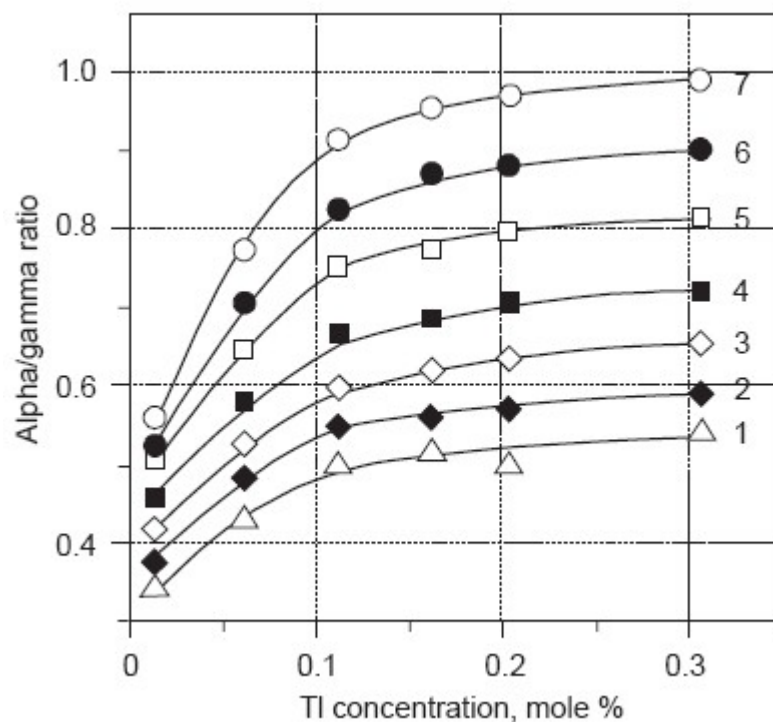


Figura 3.4: Dipendenza del rapporto alfa/gamma da  $C_{TI}$  a differenti shaping time: 1-12.8  $\mu s$  ; 2-6.4 ; 3-3.2 ; 4-1.6 ; 5-0.8 ; 6-0.4 ; 7-0.2  $\mu s$

Esiste un modo semplice per aumentare il rapporto e quindi evidenziare la risposta delle particelle  $\alpha$ : scegliere uno shaping time piccolo, ma questo significa diminuire la raccolta di carica e quindi l'informazione sulla luce emessa e peggiorare la risoluzione energetica.

Un metodo moderno è quello di utilizzare un'analisi della forma dell'impulso dove i tempi di integrazione e formazione del segnale possono essere ottimizzati, una volta conosciuto il rivelatore, con una acquisizione digitale del segnale.

Uno spettro tipico che discrimina in modo corretto le diverse tipologie di radiazione incidente viene ottenuto costruendo la correlazione del se-

gnale FAST (corrispondente ad uno shaping time piccolo) verso il segnale SLOW (ad alta integrazione). Un esempio e' mostrato in Fig. 3.5 per un rivelatore di GARFIELD.

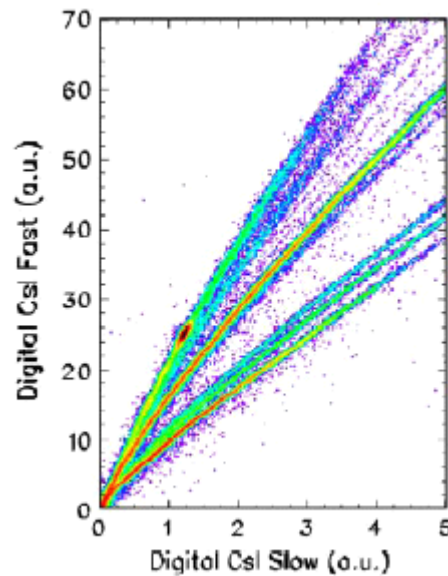


Figura 3.5: Segnali fast-slow di un cristallo CsI(Tl) ottenuto con elettronica digitale per la reazione  $^{16}\text{O} + \text{Sn}$  a 15,6 MeV/A

Dalle misure effettuate e riassunte dalle figure precedenti, si vede comunque che per qualunque  $t_s$  il rapporto  $\alpha/\gamma$  cresce al crescere di  $C_{Tl}$ . Si puo' quindi concludere che per ottenere un rivelatore ottimale per la rivelazione di particelle  $\alpha$  con massima luce emessa e un buon rapporto nelle rese  $\alpha/\gamma$ , i cristalli di CsI(Tl) devono avere un alto contenuto di attivatori.

Il comprendere comunque fino a quale concentrazione e' opportuno arrivare e' piu' complesso e dipende dallo studio congiunto di misure effettuate

con sorgenti  $\alpha$  e  $\gamma$  in laboratorio e misure sotto fascio per ottimizzare la risposta degli scintillatori anche agli ioni piu' pesanti.

### 3.3 Setup sperimentale in laboratorio

Alcune misure per l' acquisizione degli spettri della luce emessa dallo scintillatore quando è sottoposto a irraggiamento da sorgenti  $\alpha$  o  $\gamma$ , sono state effettuate nei mesi di aprile e maggio 2008 presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN.

La figura sottostante illustra schematicamente il sistema di misura, costituito alternativamente dalle sorgenti  $\alpha$  o  $\gamma$ , dai diversi rivelatori in esame e dalla catena elettronica necessaria per l'analisi del segnale.

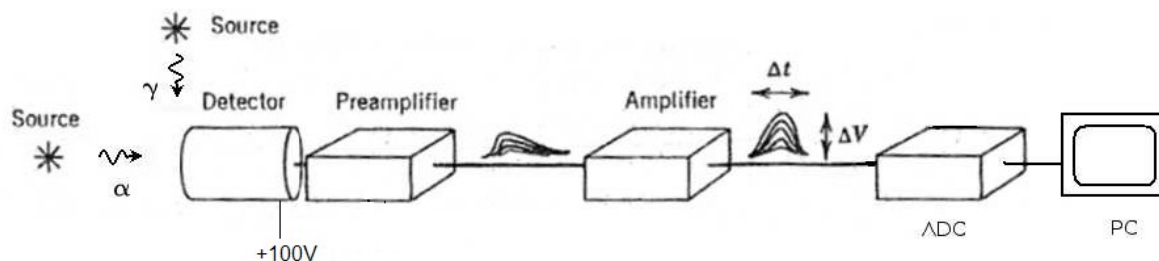


Figura 3.6: Setup

#### 3.3.1 Sorgente e rivelatore

Sono state utilizzate due differenti sorgenti di particelle  $\alpha$  e due differenti sorgenti di radiazione  $\gamma$ .

---

Una sorgente alfa è la sorgente formata da tre radionuclidi di  $^{239}\text{Pu}(t_{1/2} = 2,41 * 10^4\text{yr})$ ,  $^{241}\text{Am}(t_{1/2} = 432\text{yr})$  e  $^{244}\text{Cm}(t_{1/2} = 18\text{yr})$ , che emettono particelle rispettivamente di energia media 5,155 MeV, 5,484 MeV e 5,806 MeV.

L'altra sorgente alfa è costituita dal solo elemento  $^{241}\text{Am}$ .

Poiché le particelle  $\alpha$  di questa energia sono rallentate significativamente da spessori anche piccoli di aria (il range è circa 4 cm) la sorgente è stata posta a contatto con il rivelatore all'interno di una camera di reazione mantenuta sotto vuoto ( $10^{-3}$  mbar) tramite un sistema di pompaggio.

Una sorgente gamma è costituita dall'isotopo  $^{60}\text{Co}$ , con due righe di emissione a 1,173 MeV e a 1,332 MeV. La seconda sorgente gamma è il radionuclide  $^{22}\text{Na}$  con emissione a 1,274 MeV e 0,511 MeV. Le sorgenti gamma sono state posizionate a circa 1-2 cm di distanza dal rivelatore, in aria.

Queste sorgenti, come già detto in precedenza, sono state utilizzate per avere anche una indicazione dello stato interno del cristallo. Mentre infatti le particelle  $\alpha$  interagiscono nei primi strati del cristallo e sono quindi molto sensibili alla condizione della superficie di ingresso del rivelatore, i raggi  $\gamma$  sono molto più penetranti e interagiscono in profondità nello scintillatore.

Il cristallo di CsI (Tl), che funge da rivelatore, è stato incollato su una faccia ad un fotodiodo al silicio. L'accoppiamento con il PD è realizzato tramite una particolare colla ottica al silicone che limita gli assorbimenti nell'attraversamento dei due mezzi, avendo indice di rifrazione intermedio tra quello del CsI e quello del PD.

Solo in un caso particolare la superficie del cristallo e il PD sono stati messi a diretto contatto, senza utilizzare la colla. La faccia opposta al fotodiiodo e' quella utilizzata come superficie di incidenza (di ingresso) ed e' normalmente ricoperta da un sottile strato di mylar alluminato riflettente da 1.5 micron di spessore.

Le altre superfici del cristallo sono rivestite con teflon bianco ad alta riflettivita'. Il rivestimento ha lo scopo sia di proteggere la superficie, evitando l'esposizione alla luce proveniente dall'ambiente esterno, che di riflettere e di diffondere al massimo la luce prodotta all'interno del cristallo dentro lo esso.

Sono stati utilizzati 5 cristalli con concentrazioni di Tallio nominali (cioè dichiarate dalla casa costruttrice) diverse: 1000ppm, 2000ppm, due cristalli drogati 3000ppm e uno 4000ppm.

#### **Fotodiiodo al silicio Hamamatsu S3204-05**

Vengono qui di seguito indicate le caratteristiche di massima del fotodiiodo utilizzato.

---

<b>Key Specifications</b>	
Part Number	S3204-05
Package	Ceramic
ActiveDia./L	18mm
ActiveHeight	18mm
Peak	980nm
Min	320nm
Max	1120nm
PeakSens.	0.62A/W
MaxID	50nA
fc	20MHz
CT	80pF

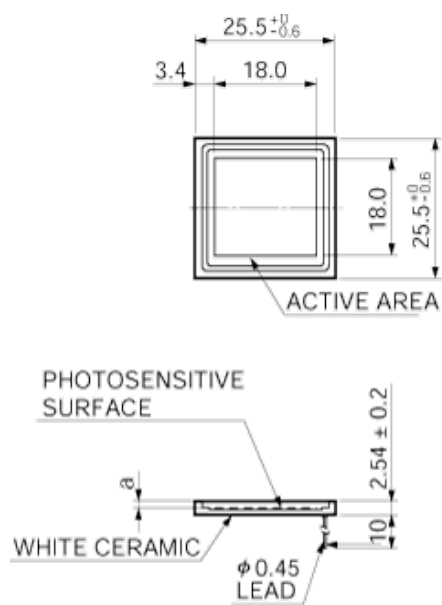


Figura 3.7: Geometria del fotodiode

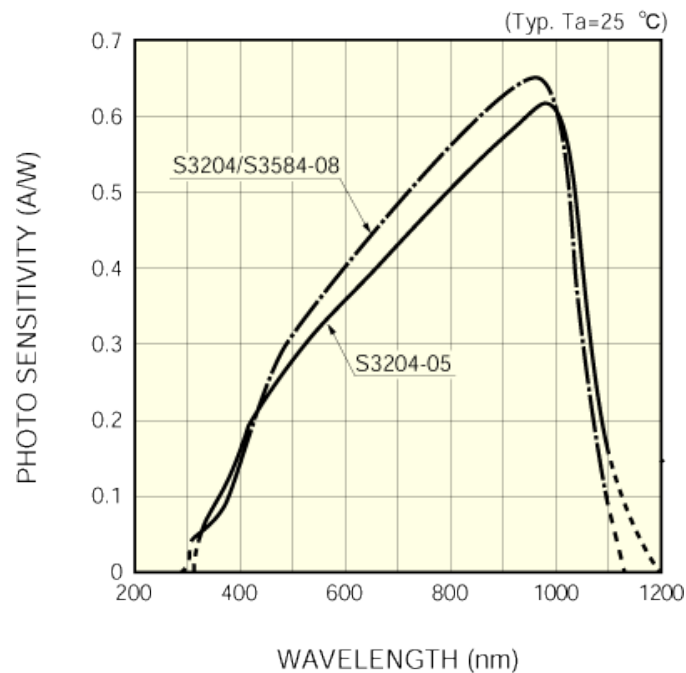


Figura 3.8: Spettro del fotodiode

### 3.3.2 Catena elettronica

#### Preamplicatore Canberra 2003BT

I fotoni assorbiti dal PD producono una carica di ionizzazione che viene raccolta dalla catena elettronica: il preamplicatore di carica ha il compito di integrare questo impulso di corrente in un segnale a gradino, la cui altezza è proporzionale alla carica prodotta nell'evento.

Il preamplicatore è usato per aumentare il livello di segnali piccoli e fornire la potenza per la trasmissione dei segnali a distanza conservando la forma del segnale e senza aggiungere rumore. Lo schema funzionale del preamplicatore di carica è riportato in figura 3.10:

Questo circuito agisce da integratore che produce un potenziale di uscita



Figura 3.9: Preamplificatore Canberra 2003 BT

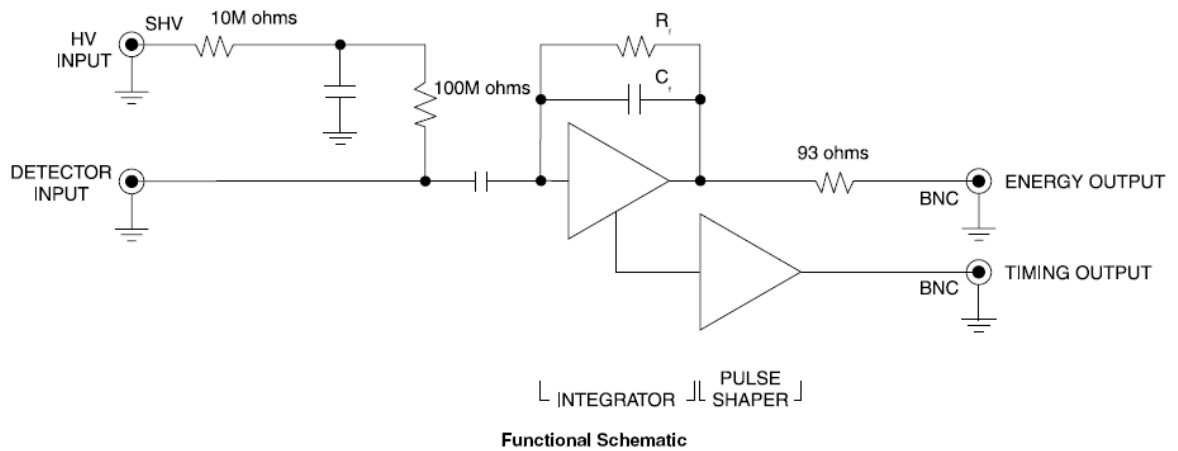


Figura 3.10: Schema funzionale

proporzionale alla carica accumulata nella capacità di feedback  $C_f$ ; l'energia così integrata è il segnale di output.

Per scaricare  $C_f$  tra un impulso e l'altro bisogna mettergli una resistenza in parallelo: questa provoca una coda esponenziale.

La tensione finale in uscita risulta di circa 30mV/MeV.

Il timing output non è stato utilizzato.

### HV Silena 7710

L'alimentatore di tensione HV tiene contropolarizzato il fotodiode con una tensione di circa +100 V; questo ha l'effetto di allargare la zona di svuotamento e diminuire la capacità del diodo  $C_D$ , aumentando così il rapporto segnale/rumore.



Figura 3.11: Generatore di tensione Silena

### Fast Spectroscopy Amplifier Model 2024

Il segnale del pre-amplificatore viene quindi inviato ad un amplificatore. Nel caso nostro abbiamo utilizzato un amplificatore molto completo: si



Figura 3.12: Amplificatore lineare modello 2024

tratta di un amplificatore lineare con filtro passa-banda: l'uscita conserva l'informazione sulla quantità di carica dell'evento, essendo proporzionale al segnale del preamplificatore.

Contemporaneamente però confina il segnale in un breve intervallo di tempo, evitando che si abbia il fenomeno di impilamento dei segnali (pile-up) all'uscita del preamplificatore. Il tempo  $t_s$  caratteristico del filtro che costituisce il passa-banda è detto shaping time. La scelta di  $t_s$  dipende dal tipo di segnale che proviene dal rivelatore; nel nostro caso è stato scelto  $1 \mu\text{s}$ , valore utilizzato per tutte le misure.

Si e' comunque effettuata anche una misura di verifica andando a verificare la ampiezza dell'impulso e la dipendenza della risoluzione energetica del segnale (FWHM) dallo shaping time  $t_s$ , variandone quindi i valori come mostrato nel seguito.

### 3.3.3 Acquisizione degli spettri

Il sistema di acquisizione permette essenzialmente di convertire in unità digitali l'informazione relativa all'altezza dell'impulso di segnale per ciascun evento. Tale altezza viene convertita in numero o canale dell' ADC e salvata nella memoria di un PC per la successiva analisi.

Ogni misura è soggetta ad errori di tipo statistico o sistematico come le fluttuazioni dovute al rumore della catena elettronica, le fluttuazioni poissoniane della quantità di luce prodotta e di carica raccolta, il rumore intrinseco del rivelatore etc.

Tutti questi elementi causano un allargamento dei picchi, che assumono un andamento di tipo gaussiano. Nel caso di un segnale dell'impulsatore l'allargamento dei picchi è dato da tutti gli effetti essenzialmente legati all'elettronica, tranne quelli intrinseci del rivelatore.

Per minimizzare l'errore statistico gli spettri venivano accumulati con un tempo di acquisizione di circa 2000 secondi.

## Capitolo 4

### Analisi dati

Per ogni configurazione sperimentale e' stato misurato uno spettro di fondo ed uno con la sorgente opportuna. Soprattutto per la misura  $\gamma$  e' necessario sottrarre ad ogni spettro il fondo misurato; i dati così corretti sono stati successivamente analizzati con un programma di calcolo con il quale sono state realizzate tutte le figure mostrate in seguito.

## 4.1 Procedimento di sottrazione

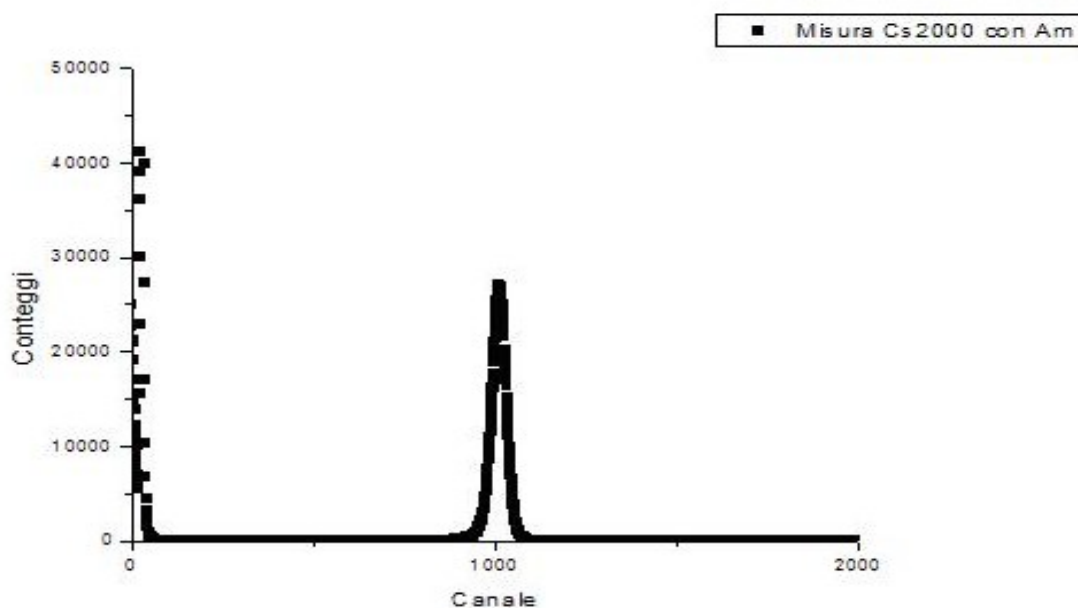


Figura 4.1: Esempio di spettro totale con sorgente  $\alpha$  da  $^{242}\text{Am}$  per il campione da 2000ppm nominali.

La nostra analisi dati ha quindi seguito una procedura di acquisizione degli spettri da sorgente, successiva sottrazione degli spettri di fondo opportuni, acquisiti con un medesimo tempo di acquisizione, analisi dello spettro finale.

Qui di seguito vengono riportati tutti gli spettri acquisiti con i diversi rivelatori e le diverse sorgenti.

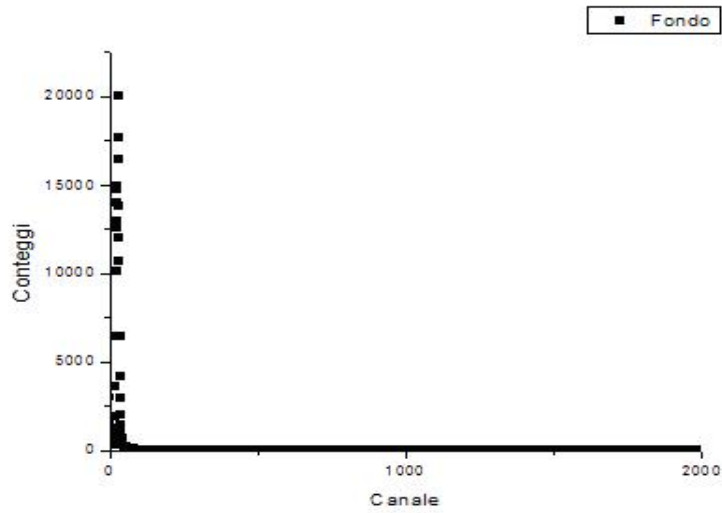


Figura 4.2: Esempio di spettro di fondo per il campione da 2000ppm nominali

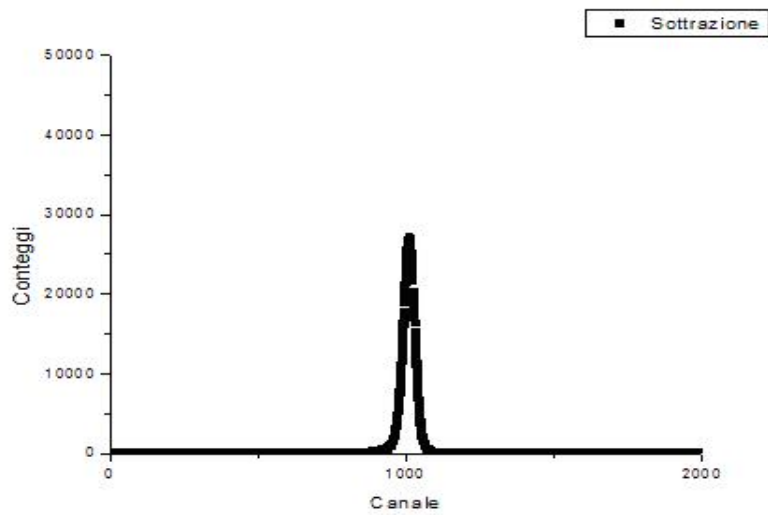


Figura 4.3: Esempio di spettro differenza con picco delle  $\alpha$  da  $^{242}\text{Am}$  per il campione da 2000ppm nominali

## 4.2 Spettri particelle alfa

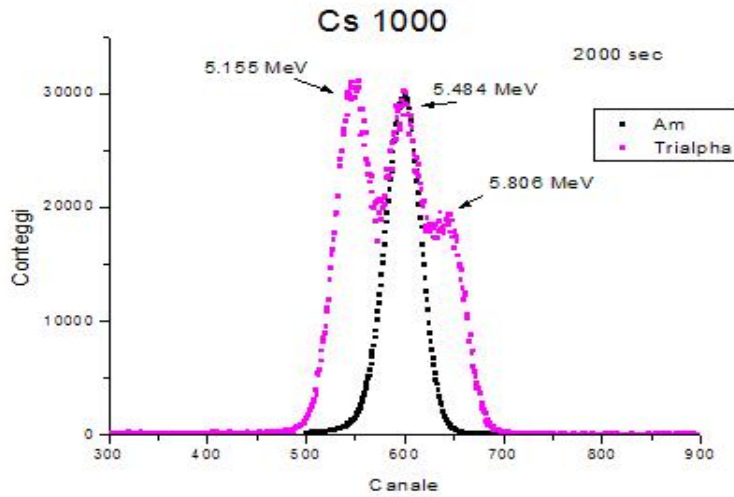


Figura 4.4: Spettro con picchi delle trialfa e alfa per il campione da 1000ppm nominali

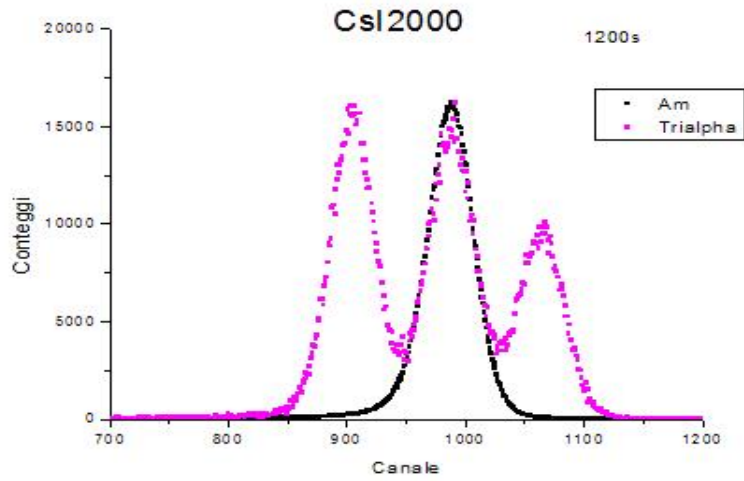


Figura 4.5: Spettro con picchi delle trialfa e alfa per il campione da 2000ppm nominali

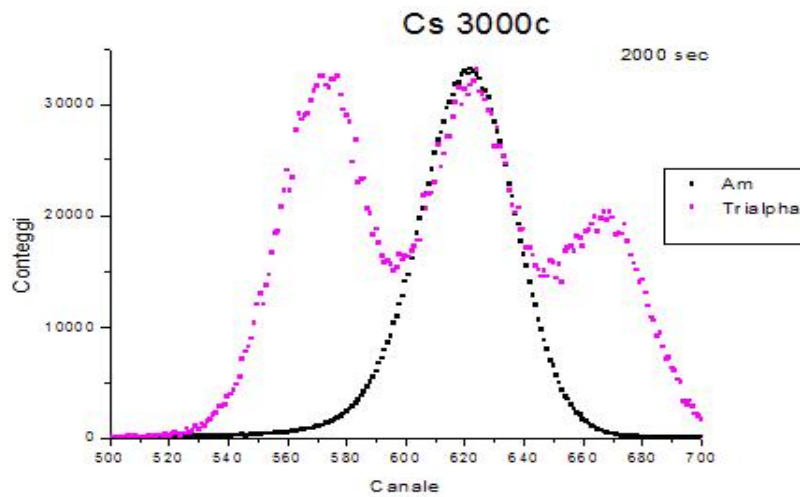


Figura 4.6: Spettro con picchi delle trialfa e alfa per il campione da 3000ppm(c) nominali

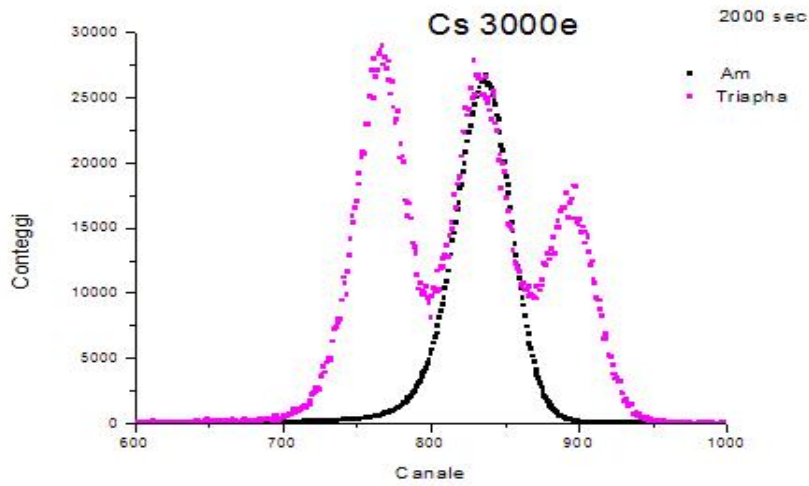


Figura 4.7: Spettro con picchi delle trialfa e alfa per il campione da 3000ppm(e) nominali

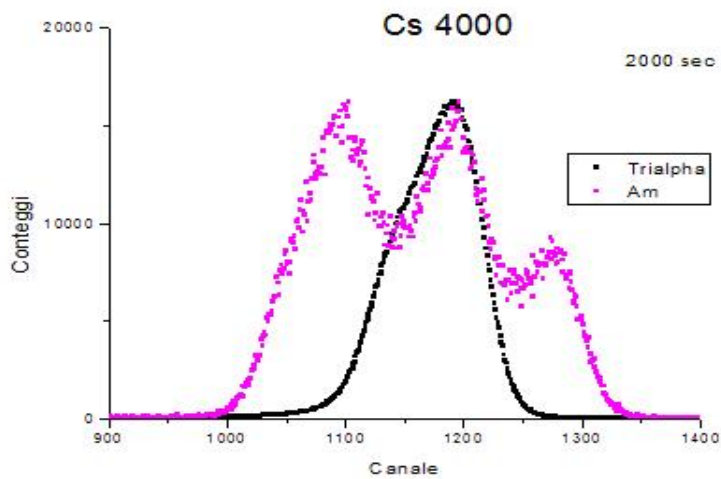


Figura 4.8: Spettro con picchi delle trialfa e alfa per il campione da 4000ppm nominali

In quest'ultimo spettro si evidenzia un probabile problema di disomogeneità del rivelatore facilmente riscontrabile dal picco singolo relativo alle  $\alpha$  dell'Am che risulta molto asimmetrico come ci fosse una seconda struttura sottostante.

### 4.3 Spettri raggi gamma

I fotoni interagiscono con la materia in modo molto diverso dalle particelle cariche: i raggi  $\gamma$  vanno molto più in profondità. La ragione di questo fatto è da attribuire alla minore sezione d'urto delle interazioni che riguardano i fotoni, che sono solo di tipo assorbitivo o di scattering.

Dagli spettri del  $^{60}\text{Co}$  si distinguono due tipi di interazione dei fotoni con la materia: l'effetto Compton e l'effetto fotoelettrico. La produzione di coppie non è presa in considerazione in quanto la sezione d'urto di questo evento è trascurabile alle energie considerate.

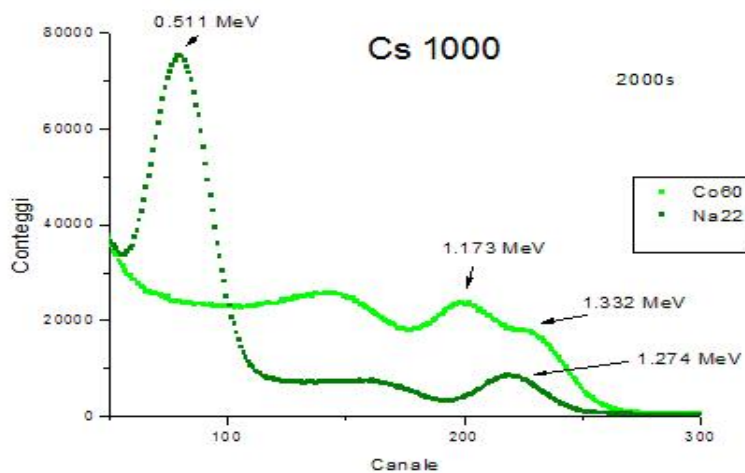


Figura 4.9: Spettro con picchi dei raggi gamma da  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 1000ppm nominali

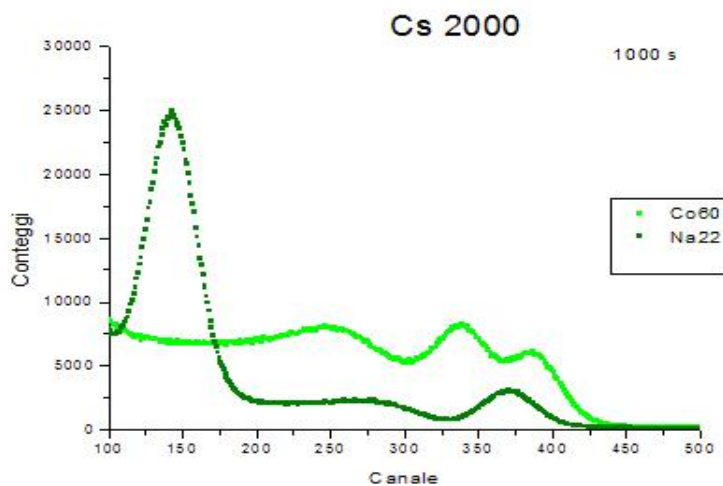


Figura 4.10: Spettro con picchi dei raggi gamma da  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 2000ppm nominali

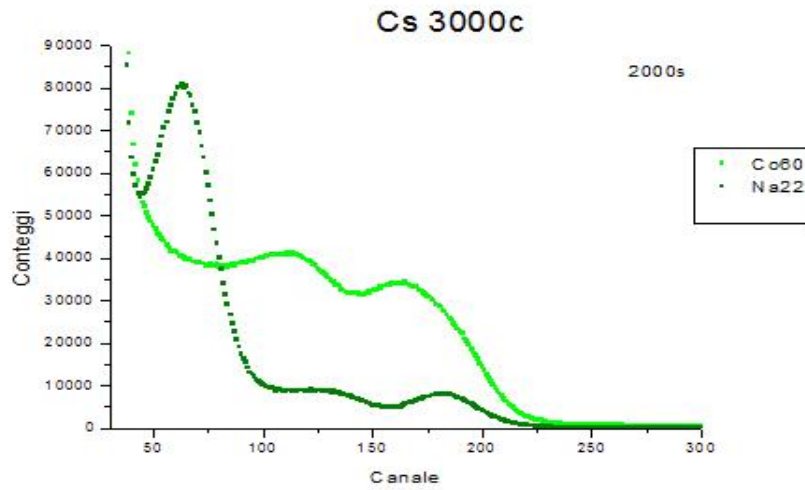


Figura 4.11: Spettro con picchi dei raggi gamma da  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 3000ppm(c) nominali

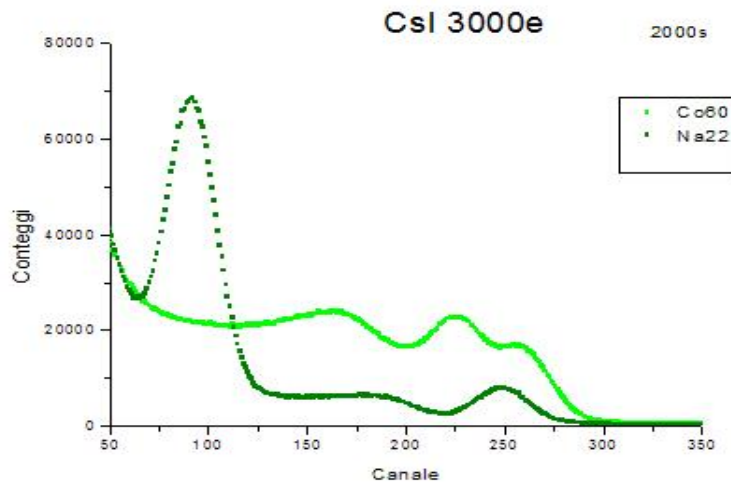


Figura 4.12: Spettro con picchi dei raggi gamma da  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 3000ppm(e) nominali

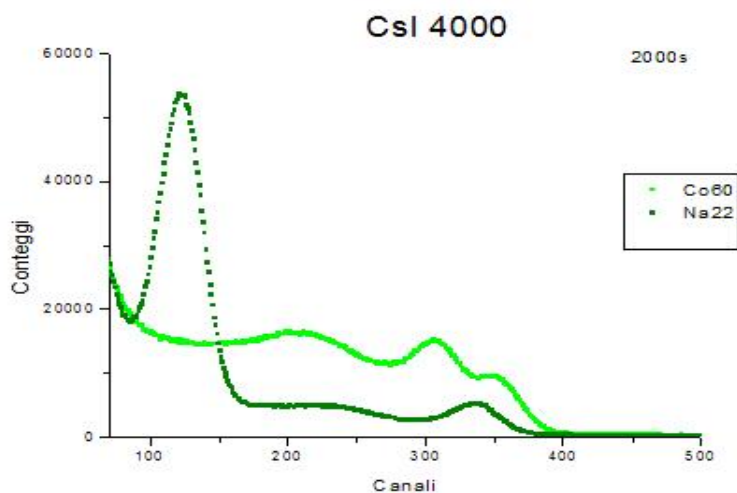


Figura 4.13: Spettro con picchi dei raggi gamma da  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 4000ppm nominali

#### 4.4 Fit gaussiano

La Gaussiana è la distribuzione che descrive la maggior parte dei fenomeni fisici.

Quando si ripete una misurazione della medesima grandezza si ottengono, per svariate ragioni, valori diversi e non un unico valore. Se la dispersione dei dati attorno alla loro media è dovuta a molte cause, tutte aventi circa lo stesso peso (ipotesi che si ritiene valida in questo caso), allora le varie misure tendono a distribuirsi in modo simile ad una Gaussiana.

La curva gaussiana è determinata dalla funzione:

$$y = y_0 + \frac{A}{w \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{w^2}} \text{ dove:}$$

$y_0 = \text{offset}$

$A = \text{area totale sotto la curva}$

$x_0 = \text{centro del picco}$

$w = 2\sigma$  , approssimativamente 0.849 la larghezza del picco a metà altezza

Come già detto, queste misure hanno lo scopo di calcolare la risoluzione in energia dei rivelatori per poter scegliere successivamente il migliore. La larghezza a metà altezza FWHM è un indice di risoluzione. Più è basso il suo valore, più la campana della gaussiana è stretta e tende a una delta di Dirac.

La formula scritta nel Cap. 1

$FWHM = 2.35 * \sigma = 2.35 * w / 2$  ci dà il valore di FWHM in canali; per poter confrontare i diversi cristalli tra loro è invece utile il valore percentuale:

$FWHM(\%) = \frac{FWHM(\text{canali})}{x_0} * 100$  dove  $x_0$  è il canale del massimo.

L'errore che affligge  $FWHM(\%)$  è calcolato in quadratura, secondo la regola:

$\frac{\Delta FWHM(\%)}{FWHM(\%)} = \sqrt{\frac{\Delta FWHM(\text{canali})^2}{FWHM(\text{canali})^2} + \frac{\Delta x_0^2}{x_0^2}}$  dopo aver calcolato  $\Delta FWHM(\text{canali})$

nel seguente modo:

$\Delta FWHM(\text{canali}) = \Delta w * 2.35 / 2$

$\Delta w$  e  $\Delta x_0$  sono dati dal fit gaussiano.

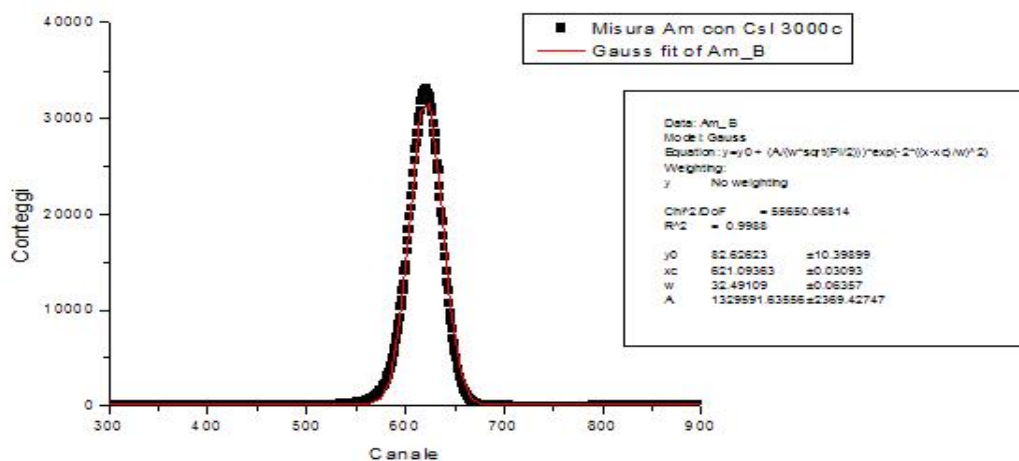


Figura 4.14: Esempio di fit gaussiano per il picco alfa per il campione da 3000ppm(c) nominali (linea rossa)

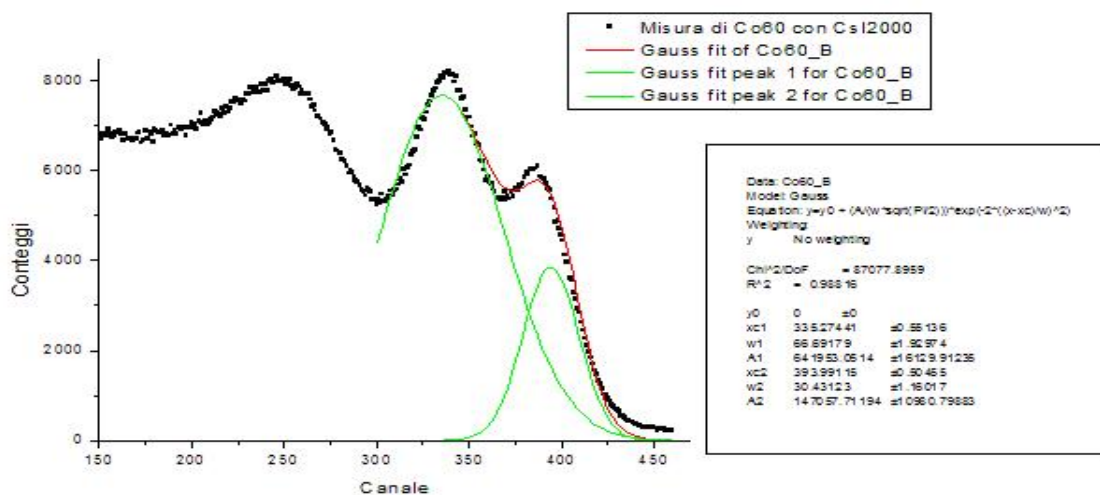


Figura 4.15: Esempio di fit gaussiano per i raggi gamma  $^{60}\text{Co}$  per il campione da 200ppm nominali (linea verde)

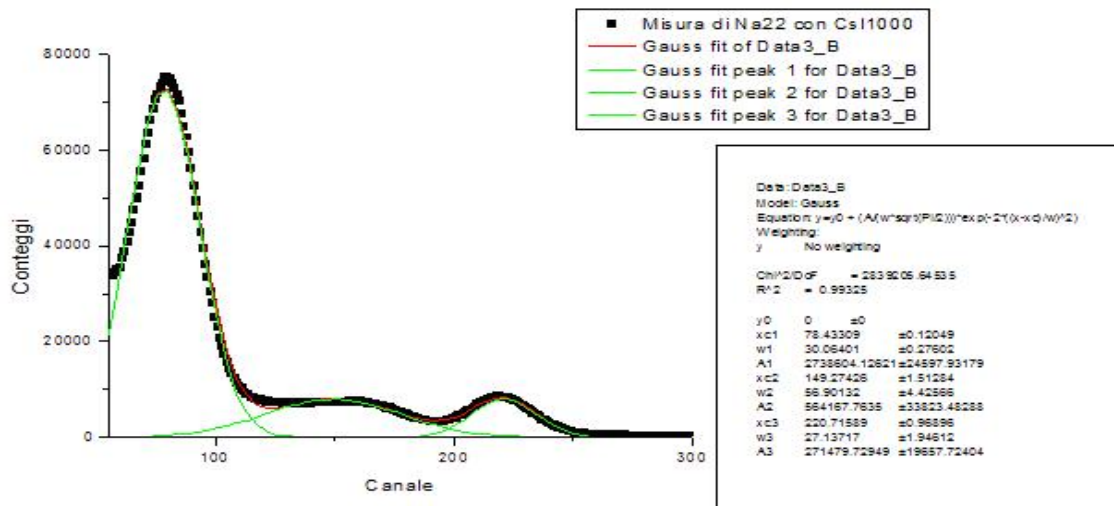


Figura 4.16: Esempio di fit gaussiano per i picchi dei raggi  $^{22}\text{Na}$  per il campione da 1000ppm nominali (linea verde)

## 4.5 Riepilogo dati

Per avere sufficiente statistica, le misure venivano effettuate con acquisizione di 2000 secondi. Solo in alcune misure (misure con sorgente tripla di  $\alpha$ ,  $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$  con il rivelatore CsI 2000) il tempo di acquisizione e' stato rispettivamente di 1200 s, 1000 s e 1028 s.

Nella tabella sottostante sono riassunti tutti i dati rilevati e il calcolo di FWHM.

CsI	Picco	Canale	Max	Integrale	FWHM (canale)	FWHM (%)	$\Delta$ FWHM(%)		
1000	$\alpha$ singolo		599	30130	1,34E+08	41,8	6,99	0,03	
	tria	547- 599- 645	1098 -1065 -884	49022- 41761- 27553		42,9- 39,5- 40,6	7,85- 6,57- 6,30		
	$\gamma$ Co		199	23649	856601		64,2	21,3	0,8
	$\gamma$ Na		221	8577	271479		31,9	14,4	1,0
2000	$\alpha$ singolo		1013	27019	1,32E+08	46,0	4,54	0,01	
	tria	905- 988- 1064	599- 604- 376	27666- 27470- 17254		45,2- 47,2- 45,6	5,00- 4,79- 4,29		
	$\gamma$ Co		339	8200	465432		78,0	23,0	0,7
	$\gamma$ Na		370	3123	123546		43,1	11,6	0,2
3000c	$\alpha$ singolo		622	33186	1,34E+08	37,7	6,07	0,01	
	tria	572- 622- 667	1204- 1226- 751	44915- 42097- 27111		35,6- 34,1- 35,1	6,22- 5,48- 5,26		
	$\gamma$ Co		166	34300	1,78E+08		65,8	39,9	
	$\gamma$ Na		182	8190	325924		38,5	21,2	
3000e	$\alpha$ singolo		837	26767	1,25E+08	43,5	5,19	0,03	
	tria	766- 834- 894	1003- 964- 630	42842- 40970- 25557		42,6- 42,1- 41,4	5,56- 5,05- 4,63		
	$\gamma$ Co		224	22864	963235		65,8	29,4	0,7
	$\gamma$ Na		248	7956	250509		31,8	12,8	0,2
4000	$\alpha$ singolo		1191	16193	1,39E+08	84,9	7,13	0,07	
	tria	1093- 1194- 1275	658- 689- 385	59918- 43956- 20846		89,4- 67,5- 66,0	8,18- 5,65- 4,39		
	$\gamma$ Co		306	15102	822389		78,2	25,6	0,6
	$\gamma$ Na		335	5237	234507		47,3	14,1	1,2

Figura 4.17: Riepilogo dati



# Capitolo 5

## Analisi PIXE dei cristalli CsI(Tl)

### 5.1 Concentrazione di Tallio effettiva

Ci si è accorti che non sempre la concentrazione di Tallio nei cristalli di Cesio dichiarata dalla ditta costruttrice corrisponde alla verità.

Grazie alla tecnica PIXE si è messa in luce questa discrepanza tra valori nominali e reali. Questa tecnica sfrutta la fluorescenza X di un campione, indotta dal bombardamento di questo con un fascio di protoni di qualche MeV.

La **fluorescenza X** indotta è di notevole intensità e lo spettro presenta un fondo continuo molto basso. Analizzando perciò con un rivelatore ad alta risoluzione in energia (ad esempio un Si(Li)) i raggi X prodotti è possibile non solo identificare con un'unica misura un elevato numero di elementi presenti nel bersaglio, ma anche quantificarne con buona precisione la concentrazione.

Laddove sia possibile mantenere correnti di fascio di qualche nA senza danneggiare il campione, con la PIXE è possibile evidenziare la presenza

di elementi anche a bassissima concentrazione (qualche parte per milione, ppm).

Normalmente vengono utilizzati fasci di protoni di 2 - 6 MeV di energia: quando il bersaglio viene colpito, gli atomi del materiale in esame vengono ionizzati per interazione coulombiana tra i proiettili e gli elettroni atomici del campione.

Queste energie non sono sufficienti per osservare transizioni nucleari, ma è possibile eccitare i livelli energetici elettronici più bassi (fino ad  $n=1$ : shell 1s) estraendo un elettrone.

L'energia del fotone X emesso (o dell'elettrone Auger), essendo la differenza tra energie di legame elettroniche, è caratteristica della specie atomica. L'esame spettroscopico della radiazione consente quindi l'analisi delle componenti atomiche del campione, analisi che risulta multielementale in quanto tutte le specie atomiche presenti interagiscono con il fascio incidente ed emettono raggi X caratteristici.

Inoltre la PIXE può essere quantitativa perchè, durante l'esposizione, il numero di interazioni delle particelle del fascio con gli atomi di una determinata specie è proporzionale all'abbondanza degli atomi della specie stessa presenti nel campione.

## 5.2 Analisi dati

Un'analisi PIXE qualitativa consente quindi, dato lo spettro di emissione X di un determinato materiale, di conoscere con precisione di quali elementi è composto.

Nel caso specifico dei Cristalli oggetto di questo lavoro, si è voluto verificare la concentrazione dell'elemento drogante (Tallio). Queste misure sono state svolte in Settembre 2008 presso il laboratorio LABEC (Laboratorio di tecniche nucleari per i Beni Culturali) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, presso il Polo Scientifico di Sesto Fiorentino.

Questo laboratorio è attrezzato con un acceleratore Tandetron da 3 MV, in particolare si è utilizzata la linea di fascio su cui è installata la strumentazione necessaria per misure PIXE in aria.

Questa apparecchiatura è solitamente utilizzata per analisi di opere d'arte, ma si adatta molto bene alle esigenze di misura di cristalli CsI.

Si sono effettuati due tipi di misure: sia puntuali su differenti zone della faccia dell'oggetto che medie sulla superficie.

Ecco un esempio di spettro di raggi X emessi, per una prima analisi qualitativa

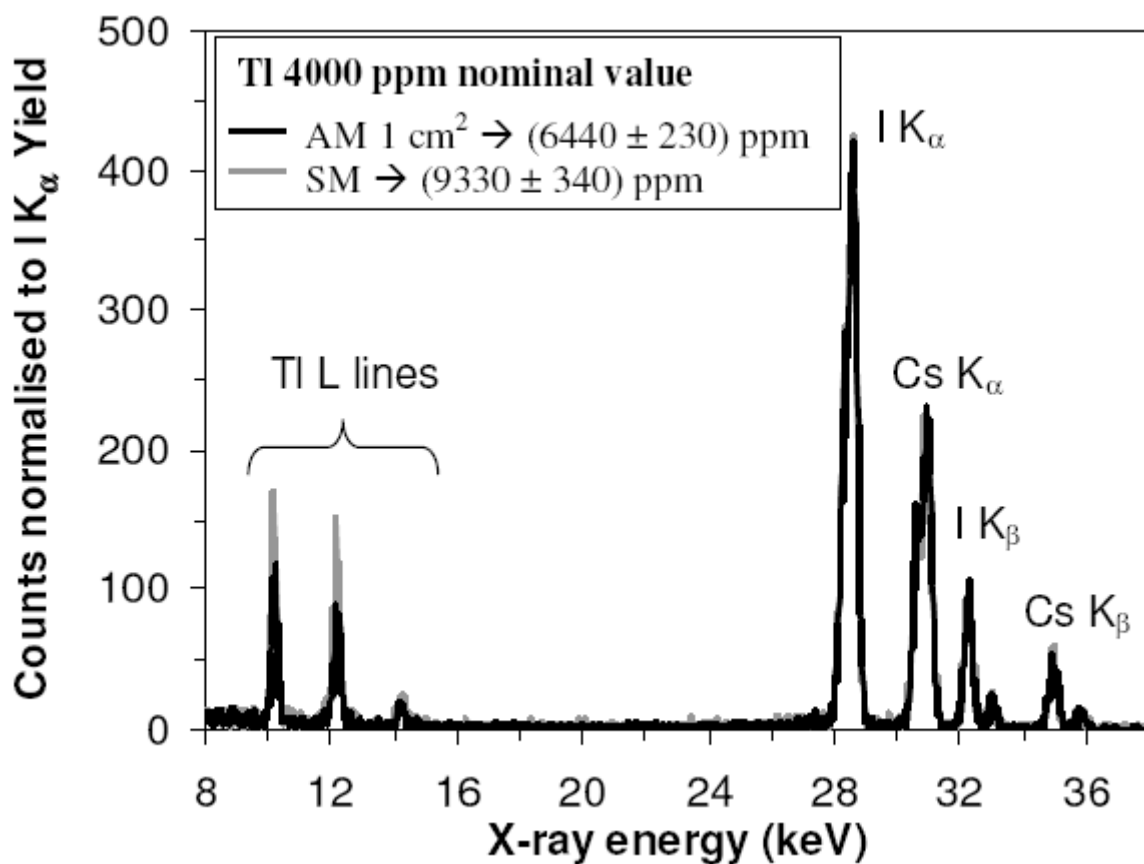


Figura 5.1: Spettro dei raggi X emessi da un cristallo CsI(Tl) drogato nominalmente 4000ppm sottoposto ad analisi PIXE

L'intensità (numero di conteggi) dei picchi relativi alle transizioni dei vari elementi è proporzionale alla concentrazione. Tutti gli spettri sono normalizzati all'area totale.

Per ottenere una misura PIXE quantitativa è necessario tenere presente tutti i possibili effetti di attenuazione della radiazione incidente e di assorbimento dei raggi X rivelati. Un assorbimento può causare l'atte-

nuazione dell'intensità della radiazione.

Questi effetti determinano il limite inferiore di energia rilevabile, che costituisce il limite principale della PIXE: elementi le cui transizioni caratteristiche siano ad energie inferiori di una certa soglia non possono essere identificati.

Per analizzare i complessi spettri PIXE e risalire alla composizione elementare dei campioni esistono numerosi programmi, quello utilizzato al LABEC è denominato GUPIX. Sfruttando database aggiornati di sezioni d'urto, poteri di frenamento, coefficienti di attenuazione, ecc. è possibile eseguire una grande varietà di operazioni.

Ecco i risultati definitivi:

Campione	Tl nom (ppm)	Note	Tl (ppm)	Tl Err ass
1000	1000	scansione 10x10	300	30
2000	2000	spot in alto a sx	2140	80
"	2000	spot in alto a dx	2120	80
"	2000	spot in basso a dx	2490	100
"	2000	spot in basso a sx	2560	90
3000c	3000	scansione 10x10	3040	100
3000e	3000	scansione 10x10	2280	90
4000	4000	scansione 10x10	6140	150

Figura 5.2: Riepilogo misure PIXE

La misura PIXE effettuata consente di correggere le concentrazioni nominali, perciò i grafici di FWHM e del rapporto alfa/gamma (dipendenti appunto dalla concentrazione di Tallo) subiranno un netto cambiamento e le curve risulteranno completamente diverse.

# Capitolo 6

## Risultati

E' ora possibile riportare le grandezze calcolate in un grafico per vedere qual è l'andamento della curva sperimentale e se è in accordo con i risultati di altri esperimenti riguardanti lo stesso argomento.

L'interpolazione dei punti sperimentali (linea rossa nel grafico) è stata disegnata solo per facilitare la lettura del grafico.//

### **6.1 Resa e risoluzione di energia(FWHM)**

Qui di seguito sono riportati i grafici della resa in luce (proporzionale al canale del picco di emissione) in funzione della concentrazione di Tallio nominale ed effettiva:

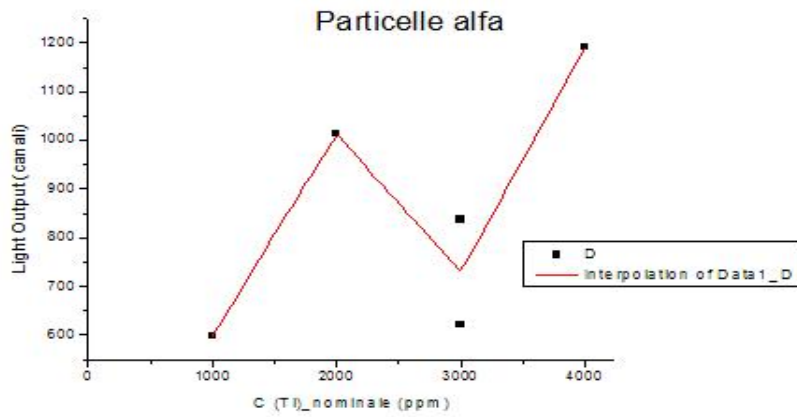


Figura 6.1: Resa in luce per particelle alfa incidenti in funzione della concentrazione di Tallo **nominale**

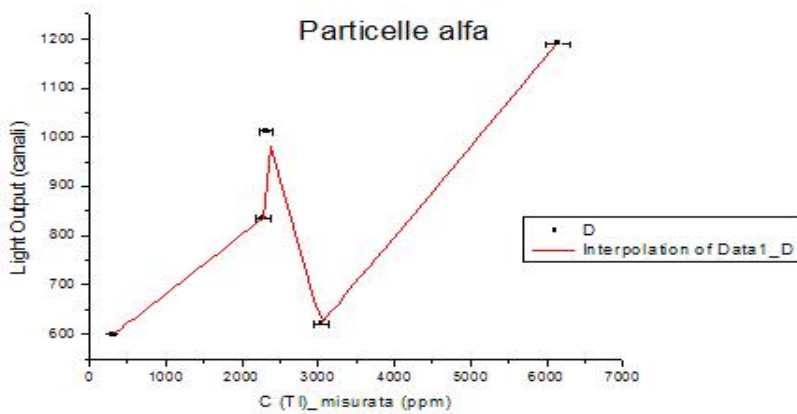


Figura 6.2: Resa in luce per particelle alfa incidenti in funzione della concentrazione di Tallo **effettiva**

Di seguito, invece, la risoluzione di energia in funzione della concentrazione di Tallio:

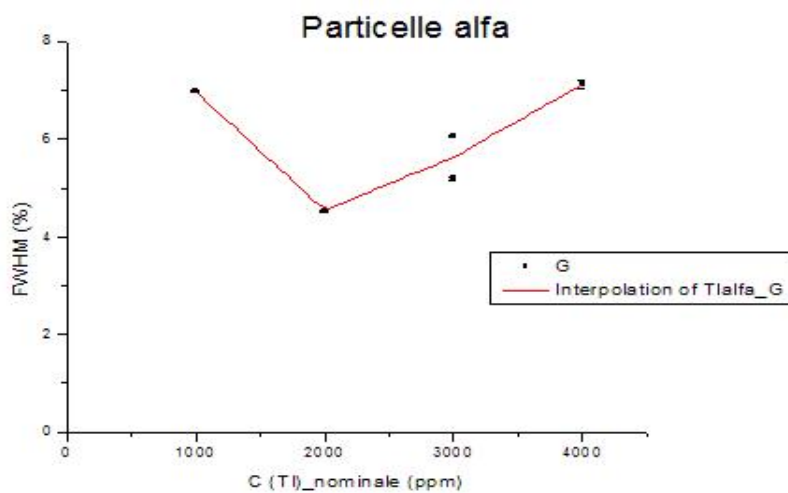


Figura 6.3: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **nominale** per particelle alfa incidenti

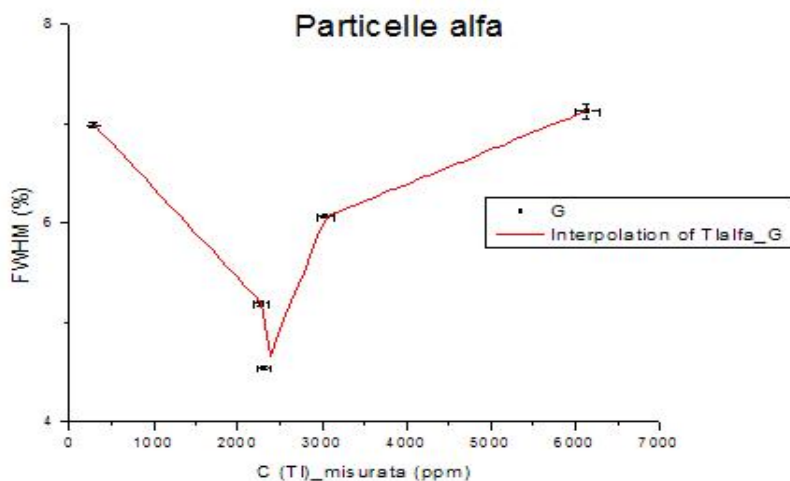


Figura 6.4: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **effettivo** per particelle alfa incidenti

Per quanto riguarda i raggi gamma della sorgente  $Co^{60}$ , il picco preso in esame è il primo, ovvero quello a energia 1.173 MeV. Dato che il CsI 3000c ha una risoluzione molto cattiva, da non permettere di distinguere i due picchi, non è stato riportato nei grafici qui di seguito mostrati.

Ecco la resa in luce (espressa sempre in canali) in funzione della concentrazione di Tallio:

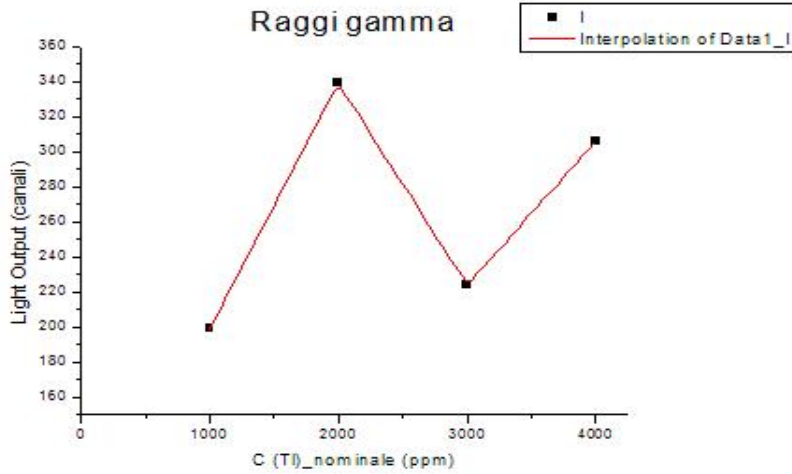


Figura 6.5: Resa in luce per raggi gamma  $^{60}\text{Co}$  incidenti in funzione della concentrazione di Tallo **nominale**

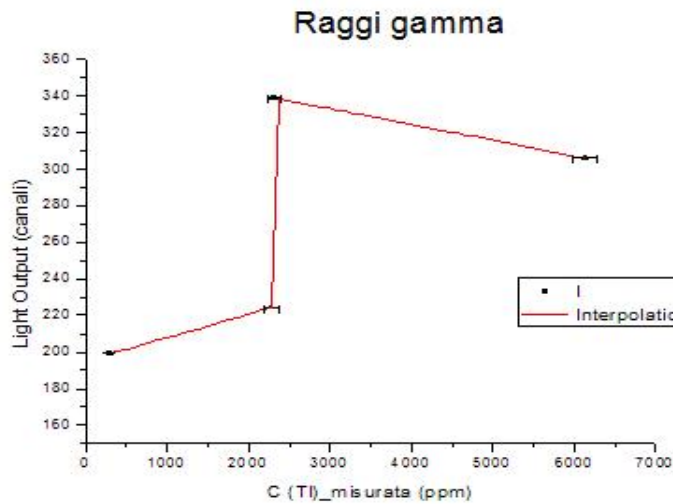


Figura 6.6: Resa in luce per raggi gamma  $^{60}\text{Co}$  incidenti in funzione della concentrazione di Tallo **effettiva**

I grafici sottostanti rappresentano la risoluzione di energia in funzione della concentrazione di Tallio:

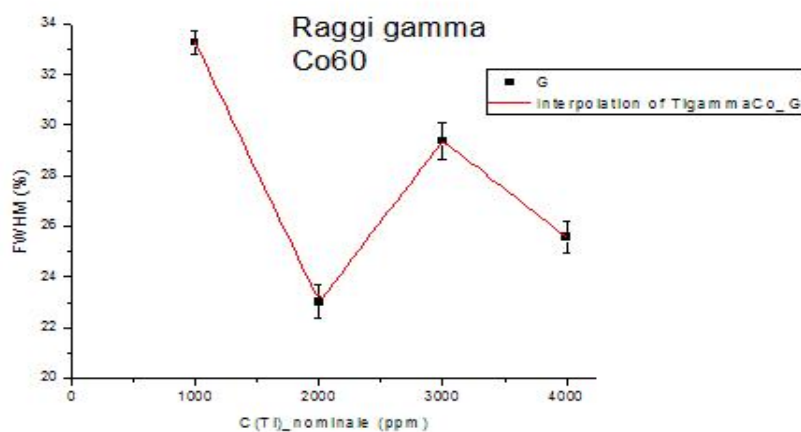


Figura 6.7: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **nominale** per raggi gamma  $^{60}\text{Co}$  incidenti

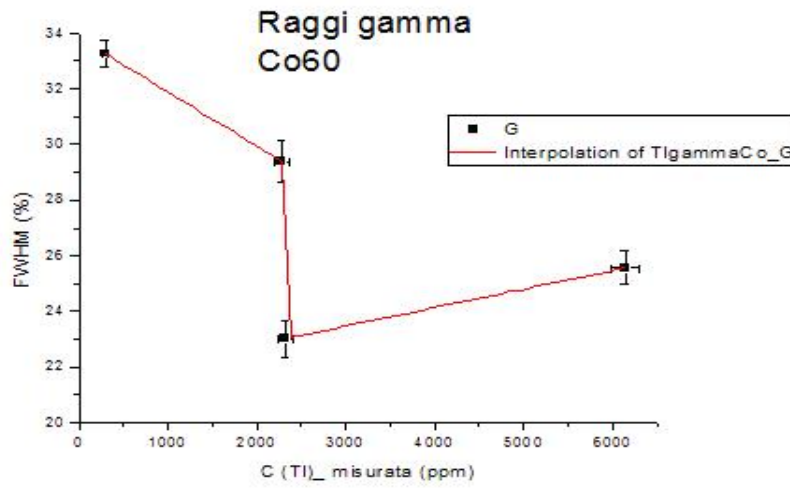


Figura 6.8: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **effettiva** per raggi gamma  $^{60}\text{Co}$  incidenti

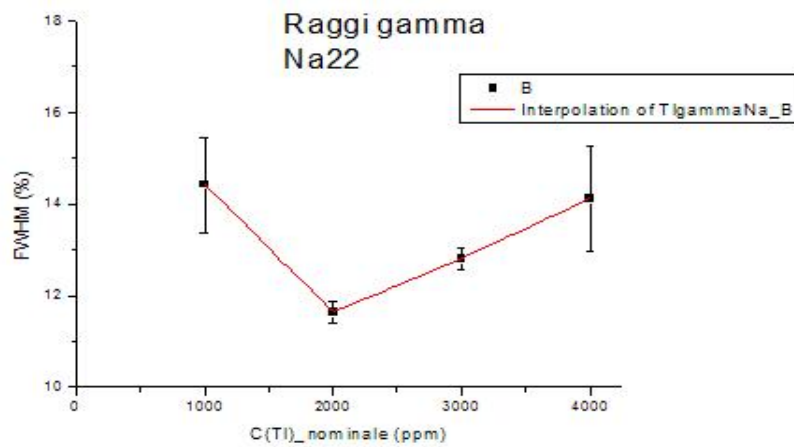


Figura 6.9: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **nominale** per raggi gamma  $^{22}\text{Na}$  incidenti

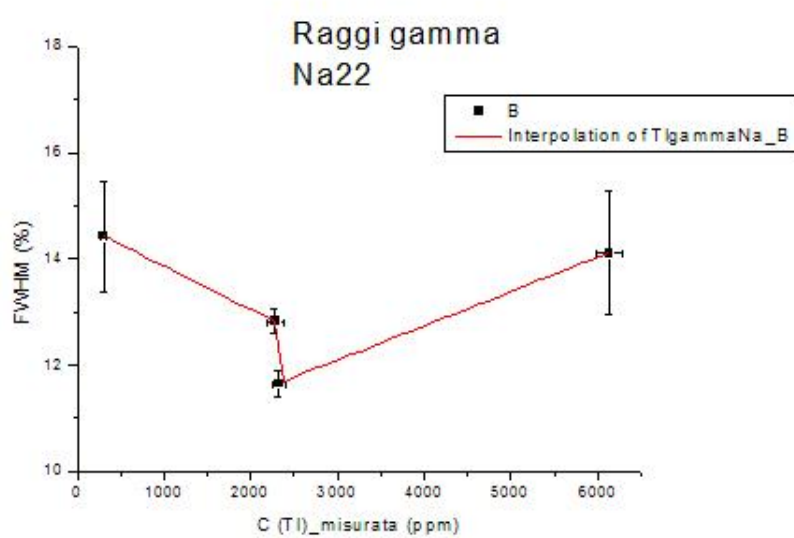


Figura 6.10: FWHM in funzione della concentrazione di Tallio **effettiva** per raggi gamma  $^{22}\text{Na}$  incidenti

### 6.1.1 Shaping time

CsI(tl)2000 alfa singolo				
Shaping time	FWHM (canali)	Canale picco	FWHM (%)	$\delta$ FWHM (%)
0,25	35,9	538	6,67	0,01338
0,5	42,8	781	5,48	0,01817
1	47,0	1014	4,63	0,01730
2	96,1	1162	8,27	0,03151
4	88,6	1195	7,42	0,03362

Di seguito sono riportati i grafici della resa in luce e della risoluzione di energia del cristallo CsI2000 in funzione dello shaping time selezionato direttamente dal Fast Spectroscopy Amplifier.

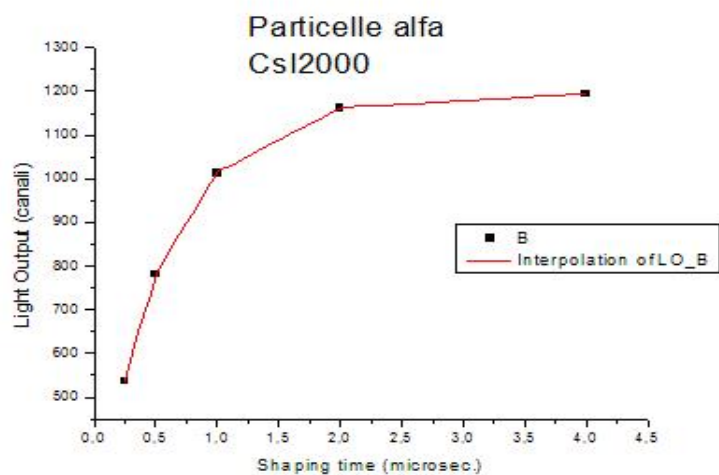


Figura 6.11: Resa in luce del CsI(Tl)2000ppm per particelle alfa incidenti in funzione dello shaping time

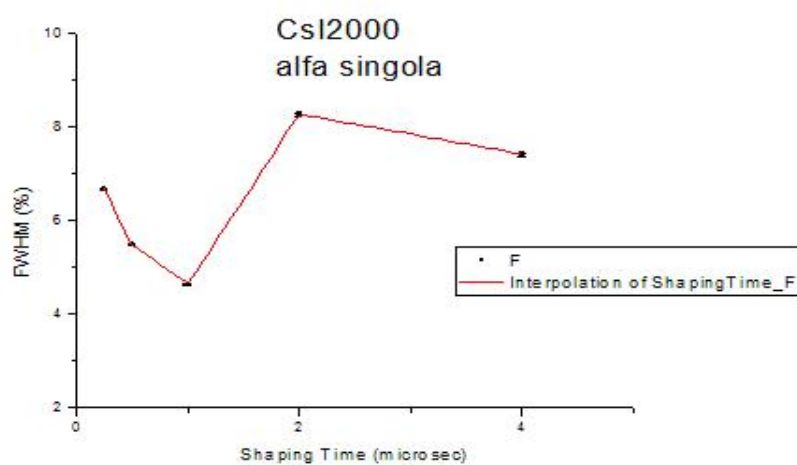


Figura 6.12: FWHM del CsI(Tl)2000ppm per particelle alfa incidenti in funzione dello shaping time

## 6.2 Rapporto alfa/gamma

CsI	C(Tl) Pixe	Canale $\alpha$	Canale $\gamma$	Rapporto
1000	300	599	199	3,01005
2000	2320	1013	339	2,9882
3000	3040	622	165	–
3000	2280	837	224	3,73661
4000	6140	1191	306	3,89216

Anche in questo caso, si esclude dal grafico il CsI 3000c, dato che nel valore dell'integrale non sono inclusi solo i conteggi relativi al primo picco (corrispondente a 1.173 MeV), ma anche quelli relativi al picco di energia più alta (1.332 MeV).

I grafici sottostanti rappresentano il rapporto alfa/gamma in funzione della concentrazione di Tallio nominale ed effettiva:

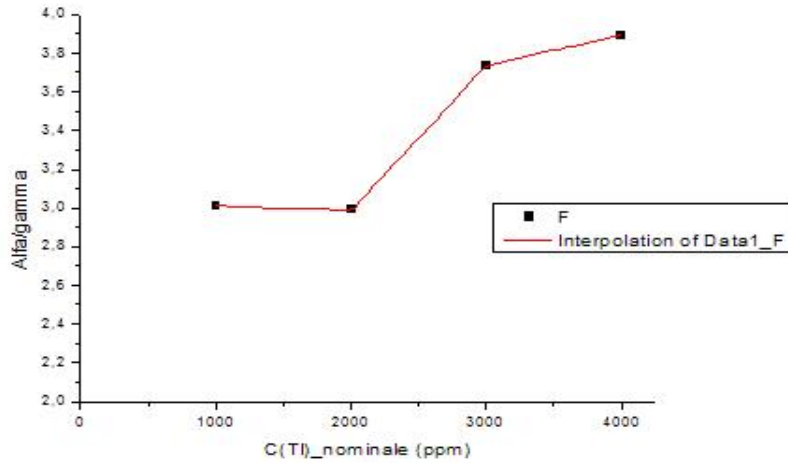


Figura 6.13: Rapporto alfa/gamma in funzione della concentrazione di Tallio **nominale**

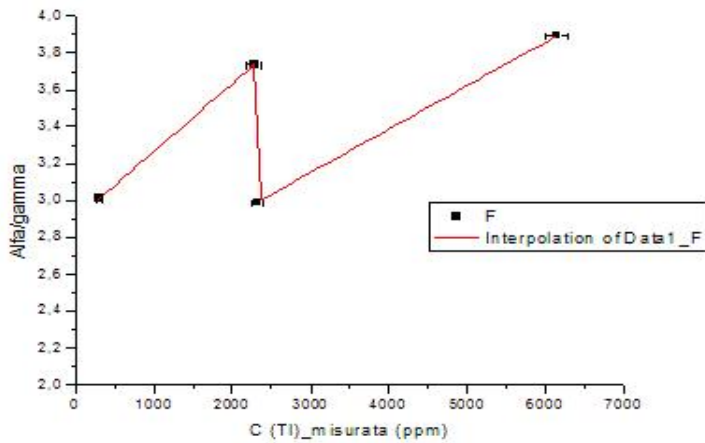


Figura 6.14: Rapporto alfa/gamma in funzione della concentrazione di Tallio **effettiva**

# Capitolo 7

## Analisi IBIL di cristalli al CsI(Tl)

La tecnica IBIL (Ion Beam Induced Luminescence) consiste nel bombardare il materiale luminescente (campione) con un fascio di ioni noto e nell'analizzarne lo spettro ottico di emissione caratteristico. Si vogliono anche osservare le variazioni di emissione in funzione del tempo e dell'intensità del fascio incidente.

### 7.1 Apparato sperimentale

L'acceleratore AN2000 dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN è un Van Der Graaf da 2,5 MV utilizzato principalmente per studi interdisciplinari di scienza dei materiali, fisica dello stato solido, fisica ambientale e geofisica. Nell'ambito di queste attività si inserisce anche l'analisi con tecnica IBIL dei cristalli in questione.

Sono disponibili fasci continui di ioni  $1\text{H}^+$  e  $4\text{He}^+$ . Diverse misure sono state effettuate con entrambi i fasci ad energie di 2 MeV (prossime alle energie massime consentite dalla macchina acceleratrice) con correnti di

18 ÷ 30 nA. Il fascio disponibile è di dimensioni 2 x 2 mm.

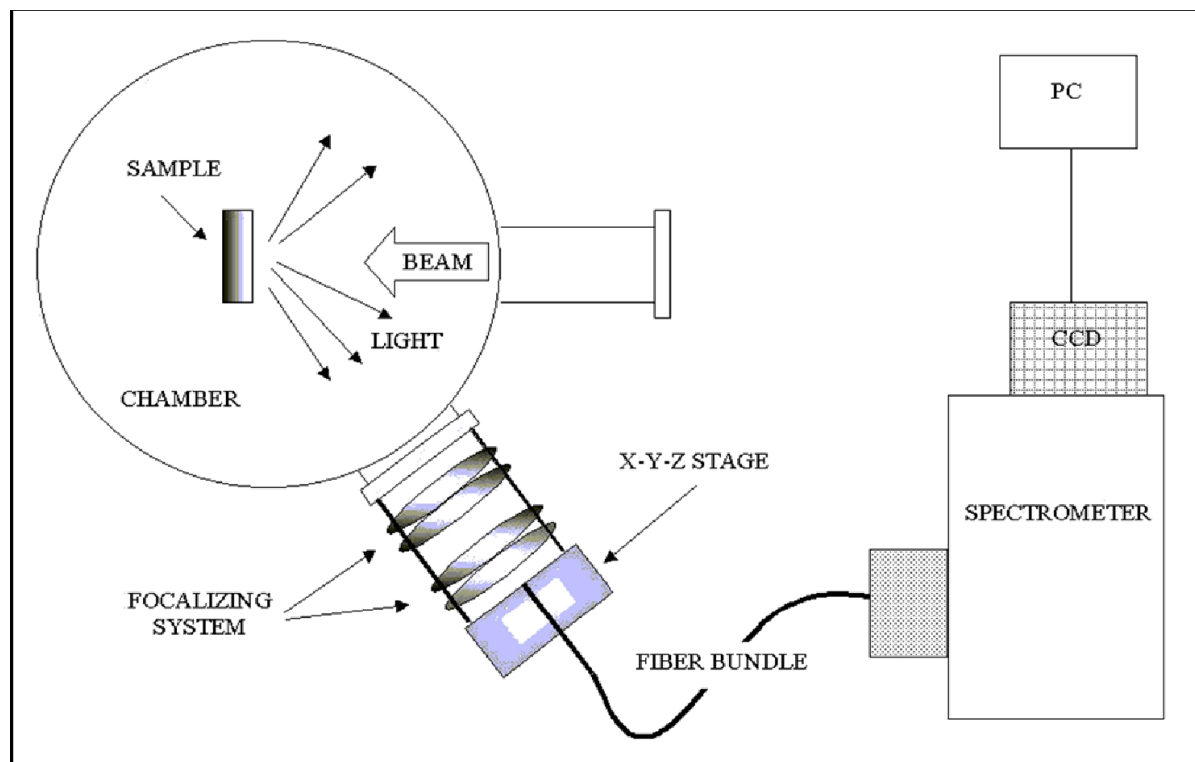


Figura 7.1: Schema dell'apparato di misura

Il campione viene posto nella camera a vuoto di una delle cinque linee sperimentali dell'acceleratore, agganciato ad un supporto che ne permette l'allineamento verticale con il fascio. Si è utilizzata una fibra ottica da vuoto posizionata direttamente all'interno della camera quasi a contatto con il campione, che convoglia le onde luminose nello spettrometro.

Per rivelare lo spettro della luce emessa dal campione si usa uno spettrometro (Acton SP300) a reticolo che riesce a distinguere lunghezze d'onda

nel visibile e nel vicino infrarosso ( $\lambda \approx 200 \div 800 \text{ nm}$ ) con banda passante  $\Delta\lambda = 15 \text{ nm}$ .

Questo strumento, schematizzato nella figura sottostante, è equipaggiato con due tipi di sensori: un sensore CCD ed un photon counter.

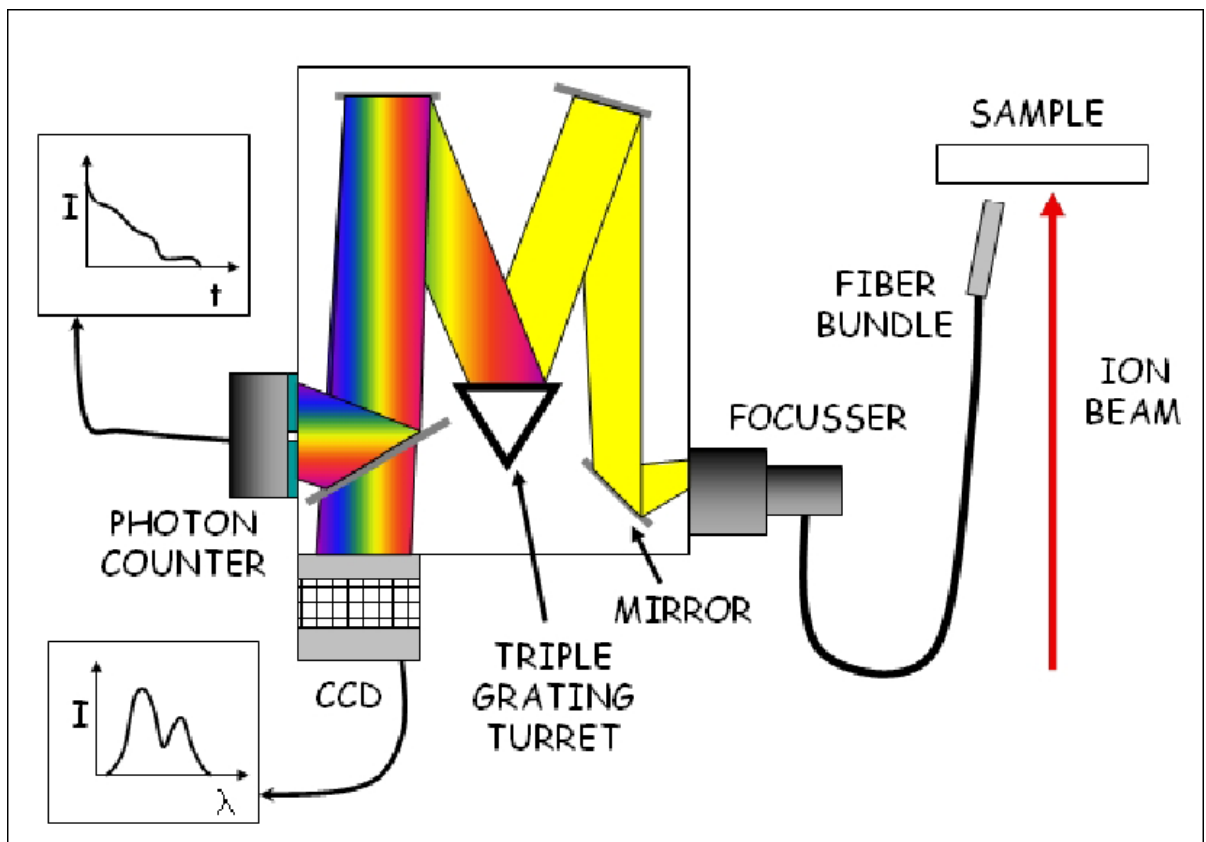


Figura 7.2: Schema dello spettrometro utilizzato

Il flusso luminoso entra nello spettrometro attraverso una fenditura che permette di regolarne l'intensità (più si allarga la fenditura, maggiore è il flusso di fotoni entrante); tramite un sistema di specchi il fascio luminoso viene poi deviato verso una torretta motorizzata che monta tre diversi

reticoli di diffrazione.

A seconda della precisione desiderata si seleziona uno dei tre reticoli. A questo punto la luce emessa dallo scintillatore è separata nelle sue componenti cromatiche e può essere deviata, tramite uno specchio motorizzato, verso uno dei due sensori.

Il sensore CCD (Charge Coupled Device) consiste in un circuito integrato formato da una matrice di elementi semiconduttori (photosites) in grado di accumulare una carica elettrica proporzionale all'intensità della radiazione elettromagnetica che li colpisce.

Questi elementi sono accoppiati in modo che ognuno di essi, sollecitato da un impulso elettrico, possa trasferire la propria carica ad un altro elemento adiacente.

Inviando al dispositivo una sequenza temporizzata d'impulsi, si ottiene in uscita un segnale elettrico grazie al quale è possibile ricostruire la matrice dei pixel che compongono l'immagine proiettata sulla superficie del CCD stesso.

Ai fini della misura viene utilizzato per fotografare lo spettro completo della radiazione nell'intervallo di lunghezze d'onda di interesse (visibile + infrarosso).

Il sensore utilizzato è composto da una matrice di  $1340 \times 100$  pixels, ognuno di  $20 \times 20 \mu\text{m}$ . Il sensore viene raffreddato con Azoto liquido. I CCD sono anche impiegati come sensori delle telecamere e delle macchine fotografiche digitali, negli scanner e in tutte le applicazioni in cui si renda necessario rendere elettrico un segnale luminoso.

L'altro strumento di rivelazione di cui è equipaggiato lo spettrometro è un photon counter, il cui compito è contare il numero di fotoni che lo colpiscono con una energia fissata; in questo modo si ottiene l'andamento dell'intensità della luce emessa dallo scintillatore (alla lunghezza d'onda selezionata) in funzione del tempo.

In pratica si riesce a valutare la variazione di efficienza di scintillazione del materiale in esame in funzione del tempo di esposizione al fascio, quindi del degrado della struttura cristallina. In questa configurazione lo spettrometro viene anche detto monocromatore.

E' importante sottolineare la sostanziale differenza tra l'analisi IBIL e una misura PIXE già descritta nel capitolo precedente: si è appena visto che l'emissione X è caratteristica delle specie atomiche perchè coinvolge la parte più interna della configurazione elettronica di ogni singolo elemento. Il risultato è una misura delle concentrazioni dei singoli elementi nel campione.

L'analisi IBIL, occupandosi di transizioni meno energetiche, osserva invece la struttura molecolare del campione: le transizioni ottiche interessano gradi di libertà vibrazionali della struttura cristallina, gli elettroni della banda di valenza ed i legami chimici.

L'acquisizione dei dati e la gestione dei controlli dello spettrometro (movimento reticolo e specchi) avvengono tramite un PC posizionato nella sala controllo dell'acceleratore.

Ogni sensore viene gestito da un programma dedicato con il quale si interfaccia tramite apposite schede elettroniche.

L'ultima grandezza che si vuole misurare è la carica depositata dal fascio sul campione. Per fare questo è sufficiente conoscere la corrente del fascio durante l'esposizione ed il tempo di esposizione oppure, tramite un integratore di carica, si può effettuare la misura direttamente.

Gli strumenti di controllo dell'acceleratore AN2000 consentono entrambe le possibilità.

### **Calibrazione dello spettrometro**

Prima di ogni misura viene eseguito un test di calibrazione sulle lunghezze d'onda lette dallo strumento: analizzando lo spettro di una sorgente nota (lampada allo Xe) si imposta la scala dello strumento sul confronto tra i picchi osservati ed i valori dichiarati nei datasheet della sorgente luminosa. Siccome non è possibile ignorare il rumore elettronico dell'apparato, è necessario correggere ogni spettro sottraendogli uno spettro di fondo. Questo si ottiene semplicemente facendo una misura in assenza di radiazione incidente.

## **7.2 Analisi dati**

Per testare la resistenza alla radiazione dei cristalli CsI(Tl), alcuni di questi sono stati sottoposti ad analisi IBIL.

I dati analizzati in questo capitolo sono relativi a misure fatte presso LNL in febbraio 2008, con cristalli di CsI(Tl) diversi da quelli presi in esame fino ad ora ma con stessa concentrazione nominale.

Facendo analisi PIXE anche su questi, sono risultate concentrazioni in alcuni casi molto diverse:

Concentrazione nominale (ppm)	Concentrazione reale (ppm)
1000	$280 \pm 30$
2000	$560 \pm 40$
3000	$3250 \pm 150$
4000	$6500 \pm 200$

Come nell'analisi dati del Cap. 3 è necessario sottrarre ad ogni spettro il fondo misurato.

Un primo risultato interessante riguarda il confronto tra le forme degli spettri prima e dopo essere stato esposto a fascio.

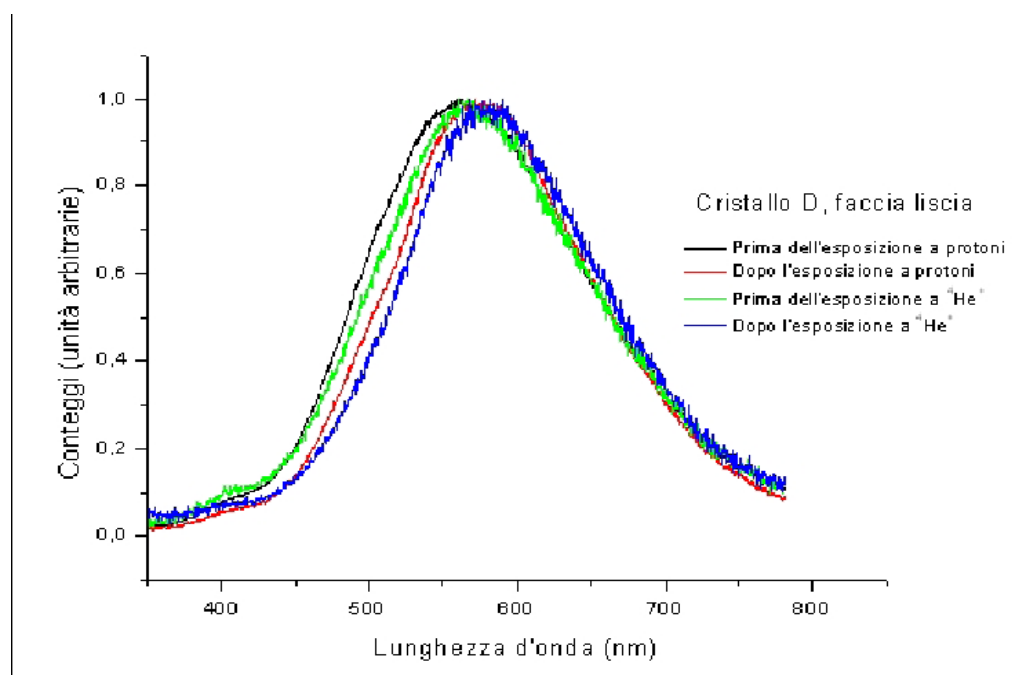


Figura 7.3: Spettri di emissione di un cristallo CsI prima e dopo essere stato esposto a fascio

Innanzitutto si può notare che i CsI(Tl) hanno il picco di luce emessa a lunghezza d'onda di circa 580 nm.

Dopo l'esposizione a radiazione, dove il danneggiamento per radiazione va ad aumentare il numero dei difetti del cristallo, c'è un'evidente alterazione dello spettro. Infatti osserviamo un leggero spostamento del picco più alto verso lunghezze d'onda maggiori e, soprattutto, il degrado della parte più bassa dello spettro (diminuzione nella emissione luminosa a piccole lunghezze d'onda).

Aumentando lo Z della particella incidente l'intensità della luce emessa diminuisce, di conseguenza peggiora il rapporto segnale-rumore della misura, per questo motivo il fondo degli spettri relativi al fascio di particelle

alfa risulta maggiore di quello con protoni.

L'effetto del danneggiamento risulta evidente seguendo l'intensità della luce emessa (normalizzata alla carica depositata e al punto iniziale) ad una certa lunghezza d'onda in funzione del tempo.

I grafici sottostanti mostrano l'evoluzione nel tempo dell'intensità di luce emessa a lunghezza d'onda fissata.

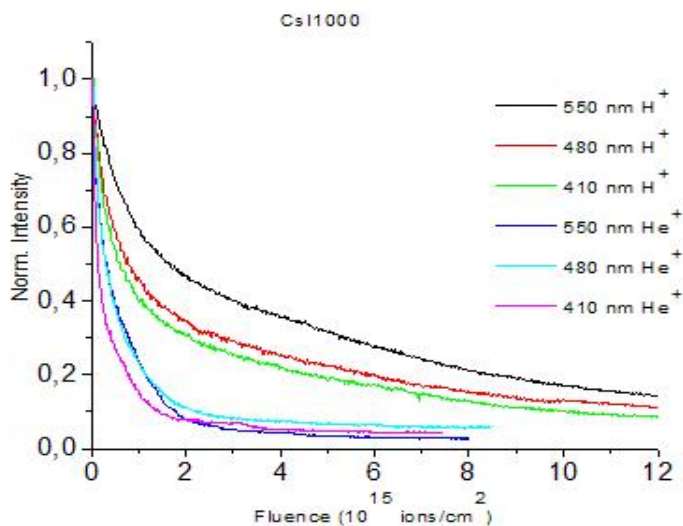


Figura 7.4: Degradi del CsI1000 durante l'esposizione a fascio di particelle alfa e protoni

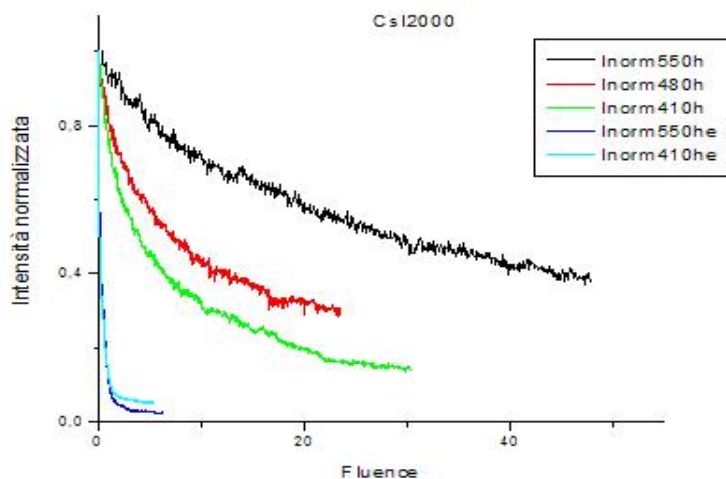


Figura 7.5: Degradi del CsI2000 durante l'esposizione a fascio di particelle alfa e protoni

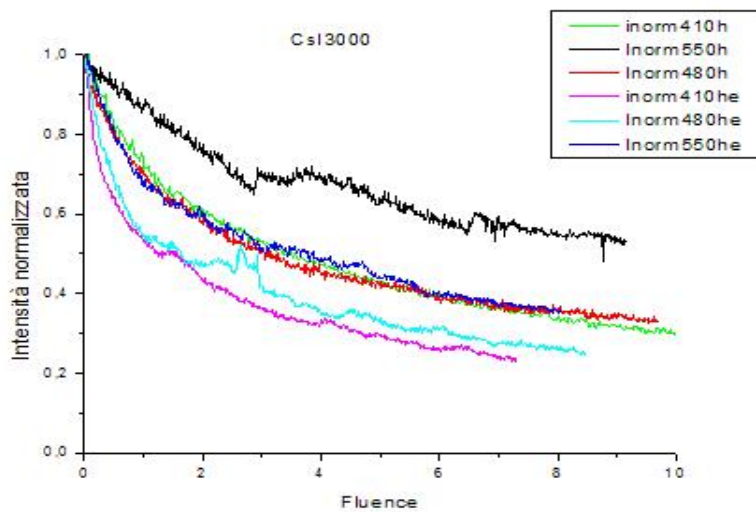


Figura 7.6: Degradi del CsI3000 durante l'esposizione a fascio di particelle alfa e protoni

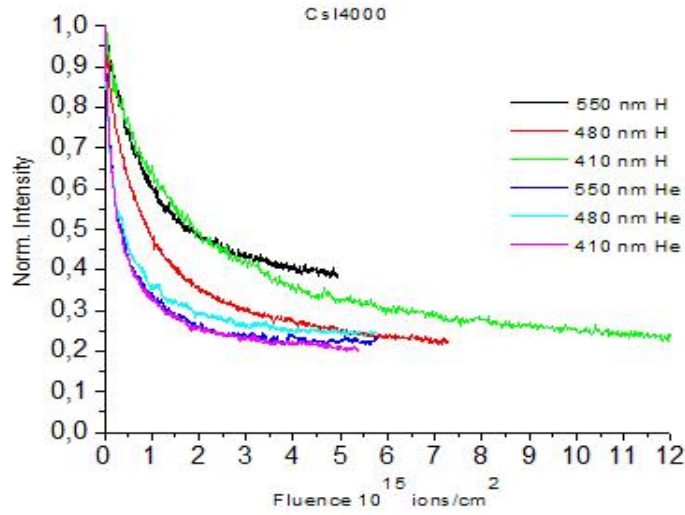


Figura 7.7: Degradi del CsI4000 durante l'esposizione a fascio di particelle alfa e protoni

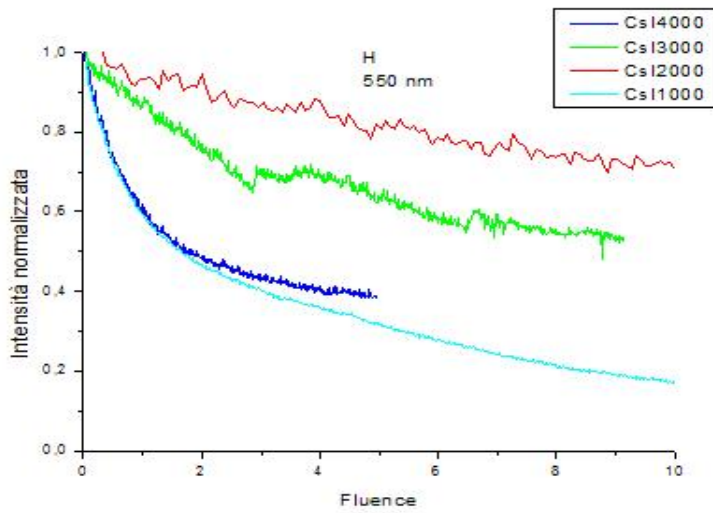


Figura 7.8: Confronto dei degrading dei Cesi, alla lunghezza d'onda 550 nm, con protoni

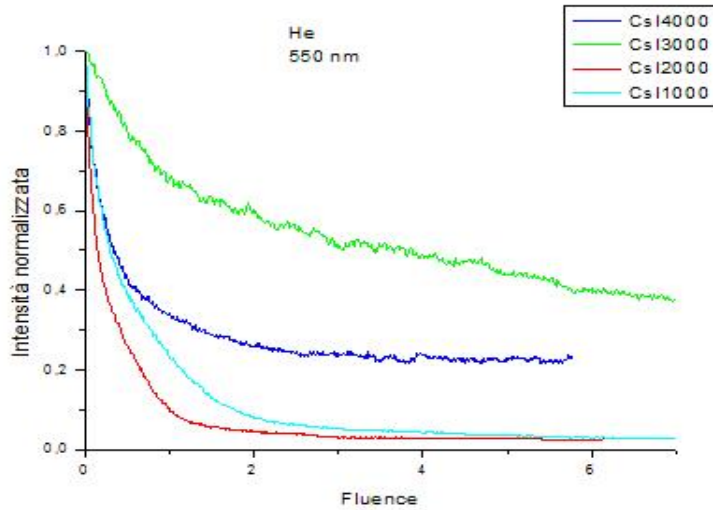


Figura 7.9: Confronto dei degradi dei Cesi, alla lunghezza d'onda 550 nm, con alfa

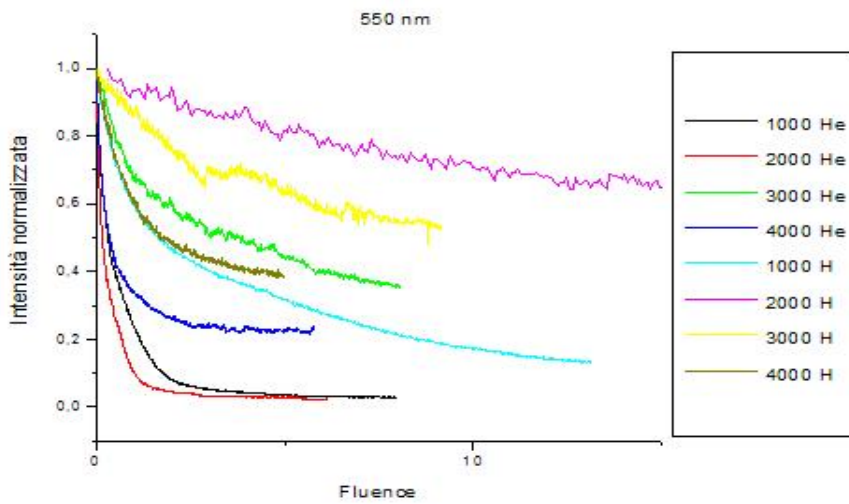


Figura 7.10: Confronto dei Cesi, alla lunghezza d'onda 550 nm, sia protoni che alfa

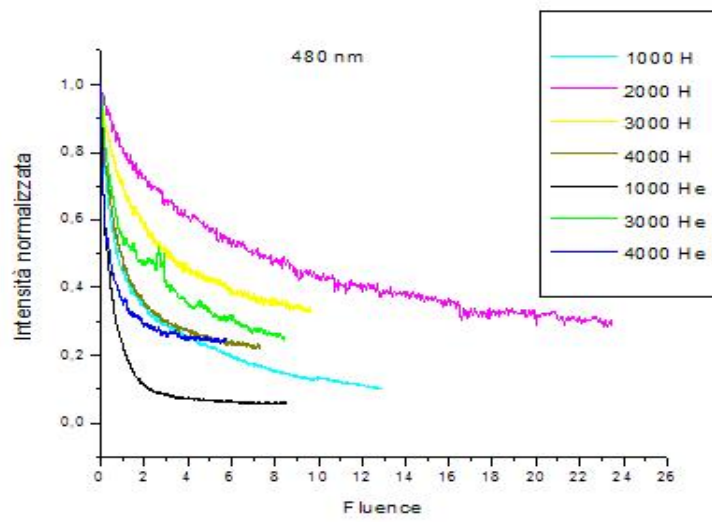


Figura 7.11: Confronto dei Cesi, alla lunghezza d'onda 480 nm, sia protoni che alfa



# Conclusioni

Dalla analisi IBIL dei degradi, si conclude che i CsI (Tl) subiscono maggior danno se sono colpiti da particelle alfa piuttosto che protoni e che il processo di scintillazione ne risente fortemente (esponenzialmente rispetto al tempo in cui sono esposti a fascio).

Tra i cristalli esaminati, il più resistente ai protoni da 1.8 MeV è quello drogato nominalmente 2000ppm, mentre (tenendo conto di entrambi i tipi di fasci) si può dire che complessivamente il migliore è il 3000 ppm.

La tecnica PIXE ha messo in evidenza una discrepanza tra i valori di concentrazione di Tallio dichiarati dalle ditte costruttrici e quelli effettivamente misurati.

I rivelatori con migliore resa in luce sia per particelle alfa da 5.5 MeV che per raggi gamma 1.1-1.2 MeV, sono quelli nominalmente drogati 4000ppm e 2000ppm. Quest'ultimo è inoltre il cristallo con migliore risoluzione di energia.

La resa in luce cresce all'aumentare dello shaping time, mentre la risoluzione in energia cala. La risoluzione migliore per il cristallo CsI2000 si

ha in corrispondenza di s.t. =  $1 \mu$  s.

Infine i Cristalli CsI3000e e CsI4000 sono quelli con migliore rapporto alfa/gamma.

# Bibliografia

- [1] L.N. Trefilova et al; Nucl. Instr. & Meth. A 486 (2002) 474
- [2] A.M. Kudin et al; Nucl. Instr. & Meth. A 537 (2005) 105
- [3] A. Quaranta et al; Nucl. Instr. & Meth. B 266 (2008) 2723
- [4] N. Grassi et al; Nucl. Instr. & Meth. B 266 (2008) 2383
- [5] M. Parlog et al; Nucl. Instr. & Meth. A 482 (2002) 674
- [6] F. Gramegna et al., Nucl. Instr. & Meth. 389 (1997) 474
- [7] Gruppo NUCL-EX; <http://www.bo.infn.it/nucl-ex/>
- [8] Esperimento FAZIA; <http://fazia.in2p3.fr/>

