



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN.

ANNO ACCADEMICO 2005/2006

Tesi di Dottorato di ricerca in

Tecnologie Innovative per Materiali, Sensori ed Imaging

XVIII ciclo aggregato al XIX.

**Miglioramenti Spettroscopici in Rivelatori a
Semiconduttore Composto per Raggi X e
Gamma.**

Il coordinatore

Prof. Ruggero Vaglio

Il candidato

Adelaide Raulo

Non so cosa ha in serbo il futuro domani ma sicuramente
te Gianni e il nostro piccolo, piccolo, piccolo bimbo

AMORE DI MAMMA

Indice

I, II; III

Introduzione	1
Capitolo 1	7
<i>Rivelatori di radiazione CdTe: caratteristiche e proprietà</i>	7
1.1 Rivelatori di radiazione	7
1.2 Proprietà fisiche dei semiconduttori	11
1.2.1 Semiconduttori intrinseci, estrinseci o drogati	11
1.2.2 Principi di trasporto della carica nei semiconduttori	15
1.2.3 Fenomeni di ricombinazione e di trapping	18
1.2.4 CdTe: proprietà fisiche, difetti reticolari e livelli energetici	22
1.3 Analisi del processo di fabbricazione	27
1.3.1 Metodi di crescita e di purificazione del cristallo: Metodo Traveling Heater (THM)	28
1.3.2 Preparazione dei rivelatori a CdTe	30
1.4 l'importanza degli elettrodi: contatto metallo-semiconduttore	37
1.5 Applicazioni del CdTe	41
Capitolo 2	44
Tecniche per migliorare la risoluzione energetica	44
2.1 Trapping e rivelatori a singola raccolta di carica	44
2.1.1 CdTe: trasporto di elettroni e lacune	44
2.1.2 La raccolta della carica	49

2.1.3	Efficienza di raccolta della carica	49
2.1.4	Effetto del <i>trapping</i> sulla forma degli spettri	51
2.2	Rivelatori a singola raccolta di carica	54
2.2.1	Rivelatori a elettrodi planari	55
2.2.2	Elettrodi a <i>Strip</i>	57
2.2.3	Elettrodi a griglie complanari	59
2.3	Simulazione delle proprietà di raccolta per rivelatori con differenti geometria degli elettrodi	64
2.3.1	Effetto del Pitch	66
2.3.2	Effetto della Width	70
Capitolo 3		73
Rivelatori multistrip CdTe		73
3.1	Rivelatori a microstrip a CdTe e apparato sperimentale	74
3.2	Misure di <i>tilting</i> dei rivelatori	81
3.2.1	Confronto tra le figure di merito	89
3.3	Misure di <i>scanning</i> dei rivelatori	92
3.4	Misure di <i>charge sharing</i>	101
3.4.1	Set-up sperimentale	102
3.4.2	Set-up HardWare tradizionale	102
3.4.3	Misure acquisite in coincidenza con il sistema hardware tradizionale	103
3.4.4	Elettronica Takes	107
3.4.5	Il sistema di acquisizione dati off-line	108
3.4.6	Analisi off-line	109
3.4.7	Misure acquisite con il sistema <i>Takes</i> e analizzate con il software off-line	110
3.4.8	Risultati e discussioni	114
3.5	Variazione del <i>charge sharing</i> al variare della tensione di alimentazione	116
Capitolo 4		118

Caratterizzazione dei rivelatori con contatti a crescita epitassiale	118
4.1 I Rivelatori	118
4.2 Assetto sperimentale per le misure spettroscopiche	120
4.3 Rivelatori tradizionali Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt dell'ACRORAD	122
4.3.1 Misure su rivelatori tradizionali Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt dell'ACRORAD	123
4.4. Rivelatori a CdTe con contatti a crescita epitassiale	124
4.4.1 Misure con le sorgenti X sui rivelatori con contatti a crescita epitassiale	127
4.4.2 Misure con le particelle alfa sui rivelatori con contatti a crescita epitassiale	129
Conclusioni	130
Bibliografia	131

Introduzione

Le radiazioni ionizzanti sono utilizzate in medicina e nell'industria per produrre immagini 2D o 3D. La qualità delle immagini dipende dalla risoluzione spaziale e energetica dei rivelatori utilizzati. È importante che vi sia particolare attenzione nei confronti dei materiali e dei processi chimico-fisici con cui si realizzano i rivelatori. In questo lavoro l'interesse scientifico è rivolto allo studio di rivelatori a semiconduttore. In particolare, i rivelatori a semiconduttore composto, come il CdTe e il CdZnTe possono operare a temperatura ambiente senza dover essere raffreddati criogenicamente attraverso costose e ingombranti apparecchiature. C'è da sottolineare che nonostante il notevole progresso raggiunto nei processi di crescita dei cristalli, che ha portato ad un significativo miglioramento della qualità dei materiali disponibili, caratterizzati da un elevato grado di purezza, le proprietà di trasporto della carica di questi semiconduttori composti sono ancora lontane dalla condizione ottimale per applicazioni nella spettroscopia dei raggi X e γ se confrontate con quelle dei rivelatori a Si e Ge. I maggiori problemi sono rappresentati dalla relativamente alta corrente di fuga e dal trapping che ne limitano la qualità spettroscopica a temperatura ambiente. Alla relativa alta corrente di leakage si sta cercando di porre rimedio con i rivelatori p-i-n con contatti bloccanti invece che ohmici. Una delle possibili soluzioni per risolvere il problema legato al trapping è migliorare le tecniche di cristallizzazione e purificazione dei materiali e il metodo che meglio risponde a questa esigenza è rappresentato sicuramente dalla crescita epitassiale. Per ridurre gli effetti del trapping esistono numerose tecniche elettroniche, sia hardware che software, oltre all'impiego di tecniche come la geometria di irraggiamento e la realizzazione di anodi particolari che sono stati presi in considerazione in questo lavoro.

L'uso di rivelatori a semiconduttore composto per raggi X e Gamma è sempre più frequente nel campo della fisica atomica fondamentale e in varie applicazioni quali:

- Astrofisica, con lo sviluppo di nuova strumentazione attiva nell'intervallo di energie tra qualche keV e pochi MeV per lo studio su satellite di sorgenti cosmiche di radiazione;
- Radiologico per applicazione biomediche, per lo sviluppo di diagnostiche per immagini bidimensionali 2D, come radiografia X e scintigrafia e per quelle tridimensionali 3D note come tomografie (Computer Tomography, Positron Emission Tomography, Single Photon Emission);

Non meno importanti ed in grande sviluppo:

- Radiografia digitale per applicazioni industriali (analisi non distruttiva per la rivelazione di difetti strutturali in materiali ad alto numero atomico Z e densità) per i controlli di qualità;
- Dispositivi portatili nel campo della conservazione dei beni culturali;
- Dispositivi in campo della sicurezza aeroportuale per l'ispezione dei bagagli.

Le motivazioni che conducono alla scelta di rivelatori a semiconduttore per la rivelazione della radiazione X e gamma, con energia compresa tra qualche keV e circa un MeV, sono legate alle loro caratteristiche rappresentate da alta efficienza (>90%), compattezza, elevata risoluzione energetica e spaziale. Il campo che maggiormente può beneficiare dall'introduzione di questi rivelatori, tra le varie applicazioni dei raggi X, è senza dubbio quello in cui si sfruttano tecniche di imaging per l'analisi dei dati. Nel campo medico, ad esempio, migliorare le tecniche di imaging significa migliorare la qualità delle indagini e fornire diagnosi sempre più precise ed accurate. Infatti non si può sottovalutare il beneficio che è stato introdotto dai rivelatori elettronici: la digitalizzazione del segnale. Questa, rispetto alle tecniche convenzionali che necessitano dell'impiego delle lastre radiografiche, consente il trattamento fuori linea dei dati acquisiti, permettendo un miglioramento della qualità delle immagini ottenibili.

I materiali comunemente utilizzati per la realizzazione di rivelatori, nella regione di radiazione indicata, sono il silicio e il germanio per le loro buone proprietà di trasporto della carica. Tali materiali presentano, però, alcuni inconvenienti. Il silicio ha un basso numero atomico ($Z = 14$), quindi, una bassa efficienza per i fotoni d'energia superiori a 30 keV e una bassa band gap (1.12 eV). Il germanio ha un numero atomico maggiore ($Z = 32$) rispetto al silicio ma una *bandgap* ancora più piccola (0.67 eV). Allora tali rivelatori devono essere raffreddati per ridurre la corrente di fuga, dovuta al moto dei portatori di carica liberati per effetto termico. Questa richiesta costituisce quindi uno svantaggio per applicazioni di lungo periodo nello spazio così come un limite per la realizzazione di

sonde diagnostiche. I semiconduttori composti CdTe, CdZnTe e HgI₂ posseggono caratteristiche essenziali; infatti sono caratterizzati da una *bandgap* rispettivamente di 1.47 eV, circa 1.57 eV a seconda della percentuale stechiometrica di Zn, e 2.13 eV a T = 300° K, sufficientemente elevata da renderli operativi anche a temperatura ambiente, alta densità (circa 6 g cm⁻³ per il CdTe) che determina un elevato stopping power, elevato numero atomico medio ($Z_{Cd}=48$, $Z_{Te}=52$, $Z_{Zn}=30$, $Z_I = 53$ e $Z_{Hg} = 82$) che garantisce un'alta efficienza per effetto fotoelettrico ad alte energie, basse tensioni di polarizzazione ed alta resistività. I rivelatori a CdTe/CdZnTe (CZT), i cui portatori di carica presentano una migliore mobilità rispetto all'HgI₂ pur in presenza di valori più contenuti del campo elettrico applicato, hanno suscitato notevole interesse per le buone prestazioni spettroscopiche e per la possibilità di essere miniaturizzati, consentendo la realizzazione di rivelatori sensibili alla posizione compatti ed affidabili.

Attualmente esistono un'ampia bibliografia ed un elevato numero di produttori a testimonianza del notevole interesse suscitato da questi rivelatori. C'è da sottolineare che le caratteristiche di questi rivelatori, basati sui materiali esaminati, li rendono candidati di elezione per la realizzazione di sonde diagnostiche e per la realizzazione di piani di rivelazione a bassa energia, ad esempio sono utilizzati nello strumento IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite) a bordo del satellite INTEGRAL (INTERNATIONAL Gamma Ray Astrophysics Laboratory), l'osservatorio spaziale dell'ESA, lanciato nel 2001 ed è costituito da due piani paralleli di pixel uno sovrapposto all'altro: 16384 rivelatori a CdTe) in modo da garantire la rivelazione di fotoni in un ampio range energetico. Un altro esempio è fornito dal *Burst Alert Telescope* di *Swift*, missione della NASA operativa dalla fine del 2004.

A fronte di tali vantaggi il maggiore difetto dei rivelatori a CdTe è legato alla scarsa proprietà di trasporto delle lacune. La causa è la presenza di centri di intrappolamento prodotti da impurità, mancanza di stechiometria e da deformazioni plastiche dovute a danni meccanici che si producono durante la fabbricazione. Queste impurità possono agire come *trappole* dei portatori di carica immobilizzando per un certo tempo le lacune o gli elettroni catturati. Sebbene il centro d'intrappolamento possa rilasciare il portatore alla banda iniziale, il tempo di ritardo è spesso sufficientemente lungo da impedire alla carica di contribuire al segnale. L'effetto principale è di ridurre la concentrazione dei portatori e la loro vita media nel cristallo, riducendo così il segnale d'uscita del rivelatore. Questo causa inoltre una dipendenza del segnale indotto dalla posizione in cui la carica è stata

prodotta; tale dipendenza è il principale fattore che contribuisce alla degradazione della risoluzione energetica.

Il maggiore difetto dei rivelatori a CdTe è, quindi, legato alla scarsa proprietà di trasporto delle lacune. Nel caso dei rivelatori a CdTe, il basso prodotto mobilità-vita media delle lacune ($\mu_h\tau_h \approx 10^{-5}$ - 10^{-4} cm² V⁻¹), rispetto a quello degli elettroni ($\mu_e\tau_e \approx 10^{-4}$ - 10^{-3} cm² V⁻¹), aumenta la probabilità di ricombinazione e di trapping delle lacune e solo una frazione del segnale di carica generato viene indotto sugli elettrodi del rivelatore.

A causa del trapping delle lacune, all'aumentare dell'energia dei fotoni, delle maggiori impurezze chimiche e della minore mobilità delle lacune rispetto agli elettroni c'è una continua degradazione dello spettro di energia rilevabile dai seguenti aspetti:

- a) Asimmetria del picco di piena energia;
- b) Formazione di un'ampia coda di bassa energia;
- c) Diminuzione del rapporto picco/valle;
- d) Diminuzione della photofraction.

Nonostante la ben consolidata tecnologia, l'impiego di questo materiale ha fino ad oggi sofferto per la difficoltà di avere prestazioni spettroscopiche uniformi e non degradate dalla scarsa mobilità dei portatori di carica e dalle correnti di fuga. Per superare le deficienze descritte si richiede l'impiego di difficili tecniche adatte. La raccolta di carica potrebbe essere migliorata significativamente innalzando la tensione di polarizzazione ma, nonostante il CdTe abbia una resistività alta ($\approx 4 \times 10^9$ Ω cm), ciò determinerebbe un aumento della corrente di leakage e del rumore elettronico.

Invece di forzare una migliore raccolta delle lacune, diversi gruppi di ricerca hanno tentato un approccio differente, realizzando rivelatori in cui il segnale dovuto al contributo delle lacune è relativamente piccolo. Per minimizzare gli effetti dannosi del *trapping* delle lacune le strutture di molti nuovi rivelatori sfruttano il concetto di *one carrier collection*. Questa soluzione punta sul design del rivelatore piuttosto che su correzioni esterne del segnale. Per sfruttare il concetto di *one carrier collection* le dimensioni trasverse dell'anodo devono essere minori di un decimo dello spessore del rivelatore. Quindi questa tecnica risulta particolarmente utile per rivelatori spessi. Un modo alternativo per ottenere questo miglioramento è realizzare anodi di dimensioni molto ridotte, in strip o in pixel, rispetto al catodo (small pixel effect); questo produce nel volume del rivelatore un campo elettrico non uniforme, che cresce rapidamente vicino all'anodo. Così, quando un elettrone è vicino all'anodo, passerà attraverso un campo elettrico molto più alto dando un contributo significativo al segnale. Questo effetto può essere descritto dalla intensa

modifica del potenziale pesante vicino all'anodo rispetto all'intero volume del rivelatore. Il potenziale pesante è una tecnica che consente di ricavare il campo elettrico effettivo all'interno del volume del rivelatore e permette di stabilire la forma delle linee di forza in vicinanza degli elettrodi come sarà descritto nel corso della tesi.

Gli elementi innovativi delle linee di ricerca proposti in questo lavoro di tesi per superare le difficoltà descritte possono essere così riassunti :

- Utilizzo delle tecniche "one carrier" con nuove geometrie anodiche (anodo a strip o a pixel) per miglioramenti spettroscopici anche su rivelatori spessi;
- Realizzazione di nuove configurazioni di irraggiamento, con rivelatori "tiltati". Il rivelatore è sempre irraggiato dal lato del catodo ma a differenti angoli. In questo modo, lo spessore di assorbimento massimo del rivelatore aumenta migliorando l'efficienza di rivelazione; allo stesso tempo, la distanza di raccolta delle lacune, per una data profondità d'interazione, diminuisce andando a migliorare le prestazioni spettroscopiche ad alte energie.
- Realizzazione di rivelatori con strati epitassiali drogati al di sotto degli elettrodi per ridurre l'iniezione di carica e quindi le correnti di fuga ed il rumore.

Per sfruttare la tecnica *one carrier* sono stati realizzati e caratterizzati spettroscopicamente, sfruttando le nuove geometrie di irraggiamento (*tilting*), rivelatori a CdTe con anodo segmentato in microstrip. Valori ricavati dalle simulazioni hanno indicato le configurazioni geometriche per gli elettrodi che consentivano le migliori prestazioni spettroscopiche. Le simulazioni numeriche di raccolta di carica utilizzate si basano sul teorema di Ramo e, mediante tecniche Monte-Carlo, descrivono la generazione di carica e i processi stocastici di trapping/detrapping dell'interazione dei portatori di carica.

La seconda linea di ricerca tenta di superare i problemi provenienti dal fatto che i rivelatori a CdTe, attualmente in uso, presentano giunzioni realizzate con elettrodi metallici posizionati direttamente sul semiconduttore. Poiché sui contatti si viene a creare una caduta di tensione, il campo elettrico efficace viene ad essere minore del campo nominale, nel volume del rivelatore, inducendo così un peggioramento delle caratteristiche spettroscopiche del rivelatore. Per superare i problemi introdotti dall'interfaccia metallo-semiconduttore il nostro gruppo di ricerca ha proposto la realizzazione di rivelatori a CdTe con struttura p-i-n a giunzione omoepitassiale. Il principio è quello di depositare gli elettrodi su strati epitassiali sottili di CdTe drogati (p o n), aggiunti su entrambi i lati di un wafer monocristallino di CdTe semiisolante (tecnologia MOVPE), evitando così la

deposizione dei contatti metallici direttamente sul cristallo bulk e la conseguente diminuzione del campo elettrico all'interno del volume del rivelatore. La struttura p-i-n proposta ha il vantaggio di presentare correnti di leakage limitate in condizioni di polarizzazione inversa.

Il risultato di questa linea di ricerca potrebbe rappresentare un'ottima risposta alle richieste di rivelatori a piano focale dei futuri telescopi per raggi X basati su specchi a multistrati come il telescopio da pallone (HEXIT, 2006), precursore di XEUS (SIMBOL-X, 2008-2010) e, in una prospettiva di tempo maggiore la missione ESA/XEUS (2015).

Nel primo capitolo si è ritenuto opportuno premettere all'esposizione delle motivazioni fisiche e alla presentazione delle misure effettuate una descrizione sintetica e semplificata delle proprietà fisiche, dei vantaggi e degli svantaggi dei rivelatori a semiconduttore composto, dei metodi di accrescimento e purificazione, delle tecniche di deposizione degli elettrodi nonché delle possibili applicazioni del tellururo di cadmio (CdTe).

Lo scopo del secondo capitolo è di presentare le diverse tecniche adottate per migliorare le prestazioni spettroscopica dei rivelatori a semiconduttore composto. Si è affrontato anche il problema dei contatti metallo-semiconduttore sia di tipo raddrizzante che di tipo ohmico utilizzato per la realizzazione dei rivelatori con contatti ohmici. Si presentano i dati relativi alle simulazioni che hanno suggerito i rivelatori a microstrip che sono stati realizzati.

I risultati raggiunti, seguendo le linee di ricerca descritte, e le caratteristiche tecniche e geometriche dei rivelatori a multistrip progettati e realizzati ad hoc sono discussi nel terzo capitolo. Il quarto capitolo di questa tesi è dedicato, invece, alla descrizione delle misure svolte e alla discussione dei risultati ottenuti per i rivelatori di nuova generazione con contatti a crescita epitassiale.

C'è da sottolineare che questo lavoro di ricerca è ottimamente inserito a livello internazionale. Esistono infatti collaborazioni con Istituti di ricerca quali l'INAF/IASF di Bologna, il CNR/IMM e l'Università di Lecce, l'Istituto CNRS/PHASE, l'EURORAD di Strasbourg e l'ACRORAD giapponese, leader mondiali nella produzione di rivelatori a CdTe, la eV PRODUCTS americana all'avanguardia nella produzione dei rivelatori CdZnTe insieme alla e l'Istituto BSI di Riga (Lettonia) ben inserito in ambito internazionale per quanto riguarda lo sviluppo e la produzione di sistemi basati su questo tipo di rivelatori.

Capitolo 1

Rivelatori di radiazione CdTe: caratteristiche e proprietà

La versatilità dei rivelatori a semiconduttore permette il loro impiego in svariati campi dalla scienza alla tecnologia, dalla fisica nucleare all'astrofisica X, dalla medicina ai test sui materiali.

La conoscenza delle proprietà fondamentali dei semiconduttori, in particolare dei semiconduttori composti, è un prerequisito essenziale per lo studio dei rivelatori a semiconduttore. Scopo del presente capitolo è accennare alle caratteristiche della fisica e delle proprietà dei semiconduttori composti, e in particolare del materiale utilizzato, il tellururo di cadmio (CdTe), dei metodi di accrescimento, purificazione, delle tecniche di deposizione degli elettrodi nonché delle possibili applicazioni del (CdTe).

1.1 Rivelatori di radiazione.

I principali più comuni rivelatori di radiazione si dividono in tre categorie: rivelatori a gas, a scintillazione e a semiconduttore[1].

In particolare gli scintillatori inorganici sono stati per molti anni i rivelatori di “default” per raggi X duri. I più importanti di questa classe sono costituiti da cristalli di sali inorganici attivati da impurità che costituiscono i centri di luminescenza. Il quanto di radiazione primario eccita elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione. Se il cristallo fosse puro la diseccitazione avverrebbe con l'emissione di un fotone di alta

energia e non di luce visibile. Se, invece, il materiale è drogato, le impurità creano livelli energetici all'interno del gap proibito e l'elettrone durante la diseccitazione passa attraverso questi stati intermedi emettendo fotoni nel visibile. All'interno di questo gruppo lo ioduro di sodio attivato al tallio, NaI(Tl), è il più conosciuto per la sua eccellente resa in termini di emissione luminosa insieme ad un'ottima linearità di risposta in un ampio range energetico. Il maggior inconveniente è che il cristallo, cresciuto in lingotti di notevoli dimensioni, risulta igroscopico, fragile e sensibile a shock termici e meccanici. Una valida alternativa è rappresentata dallo ioduro di cesio attivato al tallio CsI(Tl) o sodio CsI(Na), meno fragile del precedente. Lo Ioduro di Cesio presenta un alto coefficiente d'assorbimento gamma per un'unità di superficie, che lo rende adatto a quelle applicazioni in cui i limiti di dimensioni e peso sono un vincolo (ad esempio strumenti su satelliti spaziali). I rivelatori a scintillazione richiedono un'energia di 20 – 30 eV per creare una coppia elettrone-lacuna, e considerando la scarsa efficienza quantica che peggiora la statistica delle misure spettroscopiche, possiamo affermare che il rumore statistico è particolarmente elevato e di conseguenza gli spettri gamma ottenibili con detti rivelatori presentano una scarsa risoluzione energetica. I moderni sistemi di rivelazione X e gamma sensibili alla posizione impiegano matrici di cristalli di CsI aventi sezioni dell'ordine di circa 1-3 cm² o meno. In questo caso l'uso dei fotomoltiplicatori non è più adatto, poiché essi rappresentano il miglior sistema di conversione della luce di scintillazione in un segnale di corrente quando i singoli elementi hanno sezioni di diversi cm², operando ad energie di qualche keV e fornendo una risoluzione energetica di circa l'8% a 122 keV e 5.6% a 662 keV. Il miglior accoppiamento ottico si ha, invece, con fotodiodi di silicio, che presentano un'alta efficienza quantica, non richiedono un'elevata tensione di polarizzazione e sono immuni dagli effetti dei campi magnetici. Rispetto ai fotomoltiplicatori hanno, però, lo svantaggio di non avere guadagno interno e di richiedere pertanto l'uso di un preamplificatore di carica, con conseguente aumento del rumore elettronico, della soglia energetica e peggioramento della risoluzione energetica. Una valida alternativa è costituita dai fotodiodi a deriva, che presentano un rumore elettronico inferiore ai fotodiodi convenzionali permettendo di estendere verso il basso la soglia di rivelazione e migliorare la risoluzione energetica ottenuta con cristalli scintillatori. I fotodiodi a deriva sono prodotti come rivelatori di raggi X a bassa energia [1]; è possibile, quindi, impiegarli come rivelatori diretti della radiazione distinguendo, tramite l'analisi di forma, il segnale da quello proveniente dallo ioduro di cesio. In questo caso la soglia energetica è pari a 1.5 keV per interazioni nel Si e 16 keV per interazioni nel CsI, la

risoluzione energetica è $\sim 1.2\%$ a 59.54 keV e 5.8% a 5.9 keV quando l'interazione dei raggi X avviene nel Si la risoluzione è 6.9% a 662 keV nel CsI.

Per ridurre il rumore statistico di fondo occorre impiegare rivelatori il cui numero di portatori di carica prodotti, a parità d'energia depositata, sia più elevato come nel caso dei rivelatori a semiconduttore.

I materiali a stato solido tradizionalmente impiegati nella fabbricazione di rivelatori per spettroscopia gamma sono il silicio e il germanio per la loro elevata risoluzione energetica. Particolarmente diffusi sono i rivelatori di germanio iperpuro (HPGe). Sia il silicio che il germanio sono caratterizzati da buone proprietà del trasporto della carica, ma hanno un basso numero atomico e, quindi, una bassa efficienza per i fotoni di energia superiori a 60 keV.

La corrente di fuga di origine termica a temperatura ambiente nel germanio e nel silicio è alta a causa della bassa energia che contraddistingue la *bandgap*; l'utilizzo del germanio e del silicio è, quindi, subordinato alla necessità di raffreddarli alla temperatura dell'azoto liquido (77 K), procedimento lungo e costoso che ne limita l'applicazione.

L'interesse si è maggiormente focalizzato sui rivelatori che possono operare a temperatura ambiente, poiché vengono eliminate le costose e ingombranti apparecchiature di raffreddamento, poco agevoli soprattutto in campo spaziale, grazie ad una *bandgap* più elevata che riduce il rumore termico anche a scapito di una risoluzione energetica inferiore poiché si osserva una tendenza a mobilità ridotte per i portatori, che rende più difficile raccogliere le cariche. Una *bandgap* più grande è connessa ad un aumento dell'energia media necessaria per la generazione di coppie elettrone-lacuna che riduce l'ampiezza dell'impulso e peggiora il rapporto segnale/rumore. I materiali che meno presentano queste caratteristiche sono i semiconduttori di tipo composto come HgI₂, CdTe, GaAs soggetti a intensi studi da parte della comunità scientifica.

I requisiti chiave dei semiconduttori composti sono l'elevato numero atomico medio, per fornire un sufficiente *stopping power*, l'uniformità della risposta spaziale e spettrale e buone proprietà di trasporto della carica. I migliori risultati in spettroscopia si ottengono con HgI₂, CdTe e CdZnTe [2]. La corrente di fuga a temperatura ambiente nel CdTe è dell'ordine del nA, mentre nell'HgI₂ è dell'ordine del pA e, quindi, non oscura il segnale in uscita dal rivelatore. I numeri atomici elevati del CdTe e HgI₂ permettono di realizzare rivelatori molto sottili con una buona efficienza di rivelazione, grazie all'alta densità dei materiali. L'arseniuro di gallio è un altro semiconduttore che può operare a temperatura ambiente, essendo l'ampiezza della *bandgap* di 1.43 eV [1]. Questo semiconduttore è

tecnologicamente uno dei più importanti materiali elettronici, utilizzato nella fabbricazione di dispositivi attivi molto veloci (ad esempio gli HEMT, High Electron Mobility Transistors, che costituiscono gli elementi basilari su cui sono costruiti gli amplificatori per frequenze dell'ordine di GHz o superiori). Anche se la risoluzione energetica dell'arseniuro di gallio è limitata, la risposta veloce e la possibilità di essere realizzato su larga scala ne aumentano l'importanza.

Per quanto riguarda il $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, è stato aggiunto dello zinco al CdTe per modificarne le proprietà elettriche. La *bandgap* è leggermente più elevata di quella del CdTe e la resistività maggiore. Ciò comporta che la corrente di fuga del CdZnTe è più bassa e le sue prestazioni spettroscopiche sono potenzialmente migliori. Come si può notare dalla tabella 1.1, aumentando la frazione di zinco da 0 a 0.2, la resistività del cristallo aumenta di circa due ordini di grandezza, con equivalente diminuzione della corrente di fuga del rivelatore.

Si può capire l'importanza di ciò se si considera che due dei fattori dominanti nella limitazione delle prestazioni di questi rivelatori sono la raccolta incompleta della carica e il rumore elettronico associato alla corrente di fuga ed al primo stadio d'amplificazione del segnale.

L'allargamento del fotopicco causato dalla raccolta incompleta dei portatori di carica diminuisce all'aumentare della tensione applicata, mentre la corrente di fuga aumenta con questa. È necessario trovare un compromesso tra questi parametri competitivi, per cui esisterà una tensione ottimale per la quale la risoluzione energetica spettrale è migliore. La maggior resistività del CZT rispetto a quella del CdTe porta la tensione di alimentazione a valori più elevati garantendo migliori caratteristiche spettroscopiche legate ad una più efficiente raccolta della carica. Purtroppo durante il processo di crescita dei cristalli di CZT la frazione di Zn può variare tra le diverse regioni del campione. È opportuno porre un limite alle dimensioni dei singoli cristalli (al massimo 2''), per evitare elevate disomogeneità del campione e avere buone proprietà spettroscopiche; infatti, all'interno del volume attivo del rivelatore, variazioni della *bandgap*, legate al rapporto Cd:Zn, si manifestano in differenti posizioni del picco dovute alla regione di produzione dei portatori, e causano una degradazione dello spettro integrale.

Recenti miglioramenti delle proprietà di trasporto della carica sono stati ottenuti grazie ai progressi nella purezza dei cristalli di CZT, in quanto gli stati difettivi sono responsabili della limitazione della mobilità e del tempo di vita medio dei portatori. Anche se purificati la presenza di impurezze nei cristalli di CZT è inevitabile. Queste impurezze influenzano le proprietà elettriche agendo da siti di intrappolamento o da difetti compensatori.

Composizione	Resistività (Ω cm)
CdTe	$3.0 \cdot 10^9$
$\text{Cd}_{0.96} \text{Zn}_{0.04} \text{Te}$	$2.5 \cdot 10^{10}$
$\text{Cd}_{0.8} \text{Zn}_{0.2} \text{Te}$	$2.5 \cdot 10^{11}$

Tabella 1.1 Resistività in rivelatori di $\text{Cd}_{1-x} \text{Zn}_x \text{Te}$ al crescere della frazione di zinco nella lega.[2]

Ultimamente sono stati fatti notevoli progressi nella fabbricazione di rivelatori di HgI_2 , che è un eccellente materiale per rivelare raggi X.

Il Si, il Ge e il CdTe sono regolarmente impiegati come rivelatori commerciali di radiazioni; il silicio è il materiale semiconduttore usato maggiormente per rivelare i raggi X di bassa energia e le particelle ionizzanti; il germanio viene impiegato per prestazioni ad alta risoluzione, mentre si utilizza il CdTe/CZT per applicazioni a temperatura ambiente che richiedono buone prestazioni spettroscopiche, alta sensibilità e piccole dimensioni dei pixel per la realizzazione di rivelatori sensibili alla posizione, compatti ed affidabili. Nella tabella 1.2 sono riportate le principali proprietà dei semiconduttori citati.

1.2 Proprietà fisiche dei semiconduttori

Si ritiene opportuno introdurre brevemente una descrizione sintetica e semplificata delle proprietà fisiche dei rivelatori a semiconduttore composto: CdTe.

1.2.1. Semiconduttori intrinseci, estrinseci o drogati

Un semiconduttore assolutamente puro e privo di ogni difetto strutturale è detto *intrinseco*. Alla temperatura limite di $T = 0^\circ \text{K}$ i cristalli presentano una struttura ideale e si comportano come isolanti: la banda di valenza è completamente satura, mentre quella di conduzione è vuota. Nei semiconduttori puri gli elettroni di conduzione e le lacune hanno origine unicamente dalla rottura di legami per effetto termico; ne segue che in un semiconduttore intrinseco la concentrazione degli elettroni di conduzione n_e è uguale alla concentrazione n_h delle lacune

$$n_e = n_h = n_i \quad (1.1)$$

dove n_i è detta concentrazione intrinseca ed è funzione della temperatura e dell'ampiezza della banda proibita E_g :

$$n_i = AT^2 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (1.2)$$

con A costante che varia da elemento a elemento.

In condizioni di equilibrio termico, il prodotto delle concentrazioni dei portatori liberi è una costante (legge di azione di massa)

$$n_e n_h = n_i^2 \quad (1.3)$$

	Si	Ge	CdTe	Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te	HgI ₂
Numero atomico Z	14	32	48-52	48-30-52	80-53
Densità a 300 K (g cm ⁻³)	2.33	5.33	5.78	5.78	6.40
<i>Bandgap</i> a 300 K (eV)	1.12	0.67	1.44	1.572	2.15
Fattore di Fano	0.085	0.063		0.1	0.12
Energia di ionizzazione (eV)	3.62	2.96 (77 K)	4.43	4.64	4.20
Resistività (Ω cm)	<10 ⁴	50	10 ⁹	3 10 ¹⁰	
Mobilità elettrone a 300 K (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	1400	3900	1100	1000	100
Mobilità lacuna a 300 K (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	480	1900	100	50-80	4
Vita media elettrone (s)	> 10 ⁻³	> 10 ⁻³	3 10 ⁻⁶	3 10 ⁻⁶	10 ⁻⁶
Vita media lacuna (s)	2 10 ⁻³	10 ⁻³	2 10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵
$\mu\tau_e$ (cm ² /V)	> 1	> 1	3.3 10 ⁻³	(3-5) 10 ⁻³	10 ⁻⁴
$\mu\tau_h$ (cm ² /V)	≈1	>1	2 10 ⁻⁴	5 10 ⁻⁵	4 10 ⁻⁵
Costante dielettrica	11.7	16	11	10.9	8.8

Tabella 1.2 Proprietà principali di Si, Ge, CdTe/CZT e HgI₂ [2]

Naturalmente, com'è noto, il concetto di cristallo assolutamente perfetto è una pura astrazione: la purezza di un cristallo è limitata dai processi di accrescimento del cristallo

stesso che lasciano inevitabilmente impurità residue indesiderate. Allo scopo di modificare le proprietà elettriche del cristallo, si possono introdurre di proposito delle opportune impurità: si parla in questo caso di semiconduttori *estrinseci o drogati*.

In particolare si dicono donatori gli atomi che possiedono un elettrone di valenza in più rispetto al numero necessario per saturare tutti i legami del reticolo. L'elettrone in eccesso è debolmente legato e occupa un livello energetico leggermente inferiore al fondo della banda di conduzione, pertanto è sufficiente fornire una piccola quantità di energia per ionizzare l'impurità. Viceversa gli atomi accettori hanno un elettrone in meno e provocano così l'introduzione di un livello energetico permesso appena al di sopra della banda di valenza, che rende possibile la creazione indiretta di lacune in eccesso (figura 1.1).

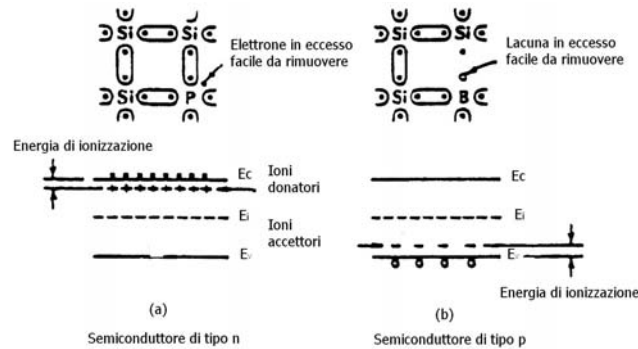


Figura 1.1: Rappresentazione schematica a bande di energia per semiconduttori estrinseci [1].

Le concentrazioni dei portatori n_e ed n_h sono ovviamente correlate alle concentrazioni delle impurità donatrici N_D ed accettrici N_A dalla relazione di neutralità elettrica:

$$N_D + n_h = N_A + n_e \quad (1.4)$$

Il processo opposto al drogaggio, impiegato per uguagliare le concentrazioni di donatori ed accettori in modo da ottenere un semiconduttore intrinseco, è chiamato *compensazione*.

È evidente che parlare di semiconduttori realmente intrinseci è irrealistico, tuttavia attraverso opportune tecniche, quali ad esempio la deriva di litio, si possono ottenere regioni ottimamente compensate.

La configurazione dei livelli energetici di un semiconduttore può essere modificata non solo dalla presenza nel reticolo cristallino di impurità chimiche sostituzionali (atomi donatori ed accettori), ma anche dai più o meno numerosi difetti di tipo strutturale [4].

Esaminiamo brevemente i soli difetti strutturali di punto, ossia quei difetti che presentano dimensioni confrontabili con il passo reticolare (figura 1.2):

- *Vacanze*: con il termine vacanza si indica semplicemente l'assenza di un atomo dalla posizione che dovrebbe occupare in una configurazione reticolare perfetta.
- *Interstiziali*: un interstiziale è invece un atomo del cristallo presente in uno degli interstizi della struttura reticolare.
- *Difetti di Frenkel*: il difetto di Frenkel è infine determinato dall'assenza di un atomo dalla sua posizione regolare nel reticolo cristallino e dal suo inserimento in uno degli interstizi della struttura reticolare: è quindi, sia una vacanza sia un interstiziale.

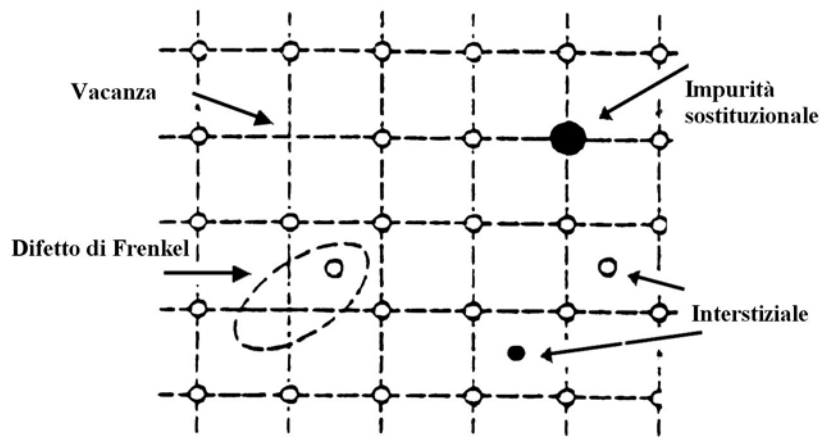


Figura 1.2: Illustrazione dei principali difetti reticolari [2].

Anche i difetti strutturali, al pari delle impurità sostituzionali, introducono nuovi livelli energetici all'interno della *gap* proibita; si deve, infatti, a Tamm [2] la dimostrazione che qualunque causa di rottura della periodicità del reticolo provoca la presenza di livelli localizzati nella banda proibita. In particolare vacanze ed interstiziali possono comportarsi come centri donatori o accettori secondo i valori di elettronegatività degli atomi componenti il cristallo.

Oltre ai livelli superficiali (*shallow*) quali sono i livelli donatori o accettori, esistono anche livelli profondi (*deep*) collocati in prossimità del centro della *gap* proibita; questi ultimi contribuiscono scarsamente alla conduttività del cristallo poiché l'energia di ionizzazione richiesta è troppo elevata; influenzano però le proprietà elettriche dei semiconduttori poiché rivestono una grande importanza nei fenomeni di *ricombinazione* e di *trapping*, discussi nel paragrafo 1.2.3.

1.2.2 Principi di trasporto della carica nei semiconduttori

A differenza dei metalli per i quali il trasporto della carica è di tipo *unipolare*, cioè basato su portatori di carica di un solo segno, gli elettroni, i semiconduttori presentano un meccanismo *bipolare* di conduzione al quale contribuiscono sia portatori negativi, gli elettroni, che positivi, le lacune. In un semiconduttore inoltre esistono due meccanismi fondamentali di trasporto dei portatori: la *deriva* e la *diffusione*.

- **Deriva**

Si consideri, per semplicità, un semiconduttore non drogato, in assenza di campo elettrico esterno. In tal caso, il continuo moto di agitazione termica degli elettroni, in direzione del tutto casuale, interrotto solo da collisioni con atomi del reticolo (figura 1.3(a)), fornisce nel tempo una corrente mediamente nulla.

Se si applica al campione un campo elettrico d'intensità E , con conseguente accelerazione puntuale di modulo $a = qE / m_e$, ogni elettrone acquista una componente ordinata di velocità nella direzione del campo elettrico ed in verso opposto (figura 1.3(b)). Questa componente ordinata della velocità è detta di *deriva* (figura 1.3(c)).

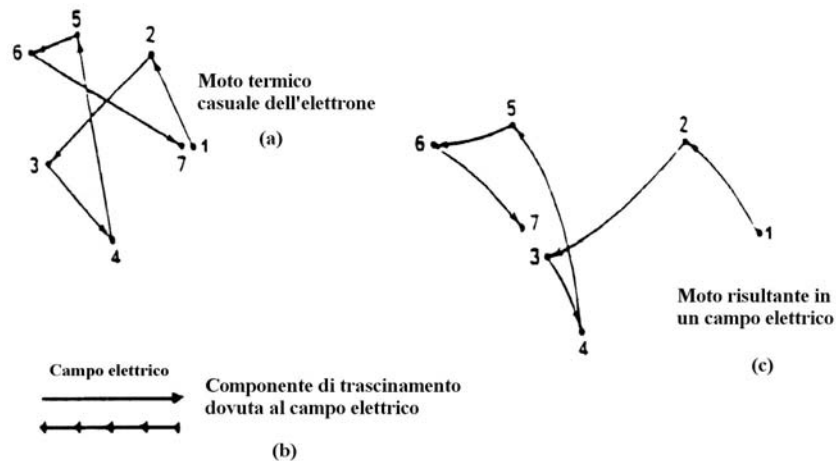


Figura 1.3: Illustrazione del moto di un elettrone in un cristallo [2].

L'effetto della presenza simultanea di una forza esterna e di un gran numero di interazioni con il mezzo è duplice: da una parte esiste un effetto di diffusione isotropa, responsabile della casualità in assenza di campo esterno e rappresentabile da una forza *stocastica* dipendente dagli urti, mentre dall'altra esiste un effetto di attrito schematizzabile con una forza *deterministica* funzione della velocità. La soluzione dell'equazione del moto di un

elettrone in presenza di queste forze, in un sistema unidimensionale, fornisce per la velocità di deriva la seguente espressione:

$$v_d = \frac{qt_{coll}}{m_e} \quad (1.5)$$

dove t_{coll} è il tempo medio tra due collisioni.

Si definisce *mobilità elettronica* μ_e la velocità media di deriva degli elettroni per unità di campo elettrico:

$$\mu_e = \frac{v_e}{E} = \frac{qt_{coll}}{m_e} \quad (1.6)$$

In modo analogo si definisce la mobilità delle lacune come:

$$\mu_h = \frac{v_h}{E} \quad (1.7)$$

La probabilità che si verifichi una collisione nell'unità di tempo, $1/t_{coll}$, dipende da due fondamentali meccanismi di diffusione: quella da impurità e quella da reticolo:

$$\frac{1}{t_{coll}} = \frac{1}{t_{coll,I}} + \frac{1}{t_{coll,R}} \quad (1.8)$$

Conseguentemente la mobilità dei portatori sarà influenzata dai due differenti meccanismi di diffusione secondo la relazione:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{coll,I}} + \frac{1}{\mu_{coll,R}} \quad (1.9)$$

La diffusione da impurità, di tipo coulombiano, è dovuta alla presenza di particelle cariche fisse, ovvero alla presenza di accettori e donatori ionizzati. La relativa probabilità di diffusione dipende dalla concentrazione totale delle impurità ionizzate N presenti nel cristallo con un andamento del tipo:

$$\mu_{coll,I} \propto \frac{T^{3/2}}{N} \quad (1.10)$$

La diffusione da reticolo è invece dovuta alla vibrazione termica degli atomi del cristallo che perturbando la periodicità della struttura, disturbano il moto elettronico. L'analisi teorica mostra che $\mu_{coll,R} \propto 1/T^{3/2}$. Risulta evidente la conclusione che alle basse temperature il libero cammino medio è limitato dalla collisione dei portatori con le impurezze ionizzate mentre prevale via via l'interazione con il reticolo al crescere della temperatura.

In definitiva, in un semiconduttore, la densità di corrente dovuta al moto di deriva dei portatori può essere espressa dalla semplice relazione:

$$j_{drift} = (n_e \mu_e + n_h \mu_h) q E \quad (1.11)$$

dove la quantità:

$$\sigma = (n_e \mu_e + n_h \mu_h) q \quad (1.12)$$

è detta conduttività ed è il reciproco della resistività del materiale:

$$\rho = \frac{1}{(n_e \mu_e + n_h \mu_h) q} \quad (1.13)$$

- **Diffusione**

A differenza di quanto si verifica nei metalli, per i quali il trasporto delle cariche è affidato unicamente alla corrente di deriva, nel caso dei semiconduttori gioca un ruolo importante anche il meccanismo di diffusione, per effetto del quale accade che, se la concentrazione degli elettroni non è uniforme, essi diffondono proporzionalmente al gradiente di concentrazione secondo la legge di Fick:

$$j_{diff} = -q D_e \frac{dn_e}{dx} \quad (1.14)$$

dove D_e (cm²/s) è detta costante di diffusione degli elettroni ed è legata alla mobilità dalla relazione di Einstein:

$$D_e = \frac{kT \mu_e}{q} \quad (1.15)$$

Analoghe considerazioni valgono per il trasporto delle lacune.

È ovviamente possibile che in un semiconduttore si presentino contemporaneamente un gradiente di energia potenziale ed un gradiente di concentrazione dei portatori. In tal caso la corrente complessiva è data dalla somma della corrente di deriva (eq. 1.11) e della corrente di diffusione (eq. 1.14), ovvero:

$$j = j_e + j_h \quad (1.16)$$

con

$$j_e = n_e \mu_e q E + q D_e \frac{dn_e}{dx} \quad (1.17)$$

$$j_h = n_h \mu_h q E - q D_h \frac{dn_h}{dx} \quad (1.18)$$

1.2.3 Fenomeni di ricombinazione e di trapping

Qualitativamente la legge di azione di massa (eq. 1.3) s'interpreta osservando che la concentrazione dei portatori dipende dall'equilibrio dinamico tra due processi competitivi: *generazione* e *ricombinazione*. La *generazione* delle coppie di portatori ha origine dalla migrazione di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione; in assenza di perturbazioni esterne, questo fenomeno si verifica semplicemente per effetto termico. Il tasso di generazione G (numero di coppie generate/cm³s), per un dato materiale, è quindi funzione della temperatura.

Per fenomeno di *ricombinazione* s'intende invece una perdita di energia da parte di un elettrone con conseguente ristabilimento di un legame. Il modello più semplice per questo processo è la cosiddetta *ricombinazione diretta* o di tipo *banda a banda* che consiste nella cattura di un elettrone dalla banda di conduzione alla banda di valenza con conseguente annullamento reciproco e scomparsa dei due portatori. Il tasso di ricombinazione R (numero di ricombinazioni/cm³s) dipende quindi non solo dalla temperatura ma anche dalle concentrazioni di equilibrio dei portatori n_e e n_h .

La condizione generale di equilibrio termico (eq. 1.3) per cui il prodotto delle concentrazioni dei portatori liberi è una costante comporta quindi che:

$$G(T) = R(n_{e0}, n_{h0}, T) \quad (1.19)$$

Appare dunque chiaro che ad un aumento della concentrazione degli elettroni liberi, originato dalla ionizzazione delle impurità, corrisponde un aumento della velocità di ricombinazione degli elettroni con le lacune.

In realtà, la ricombinazione diretta ha una probabilità modesta di verificarsi rispetto al complesso degli altri meccanismi di ricombinazione legati perlopiù alla presenza di centri di cattura o trappole costituite da vari elementi che alterano la perfetta periodicità del reticolo: impurità (ionizzate o meno), difetti strutturali. I livelli corrispondenti localizzati nella *gap* proibita, agiscono da “*punti di appoggio*” nelle transizioni da una banda all'altra (figura 1.4). La funzione dei centri di cattura è anche quella di cedere o assorbire la quantità di moto necessaria a soddisfare le condizioni di conservazione richieste dai fenomeni di varia natura che accompagnano il processo di ricombinazione.

Il rilascio di energia dovuto alla transizione può avvenire mediante emissione di fotoni (ricombinazioni radiative), oppure per cessione di energia al reticolo cristallino (emissione di fononi), o ancora per rilasci di energia a portatori secondari: può accadere infatti, che

l'energia in eccesso sia ceduta ad un secondo elettrone nella banda di conduzione o ad una lacuna nella banda di valenza (ricombinazione Auger). In particolare occorre sottolineare che le ricombinazioni di tipo radiativo *banda a banda* si presentano in proporzione significativa solamente nei semiconduttori a *gap diretta*, come CdTe, HgI₂, GaAs, nei quali il minimo della banda di conduzione E_C ed il massimo della banda di valenza E_V si presentano in corrispondenza dello stesso valore \mathbf{k} ($\mathbf{k}=0$) della funzione d'onda di Bloch che descrive il moto elettronico nel modello di Kronig Penney [2].

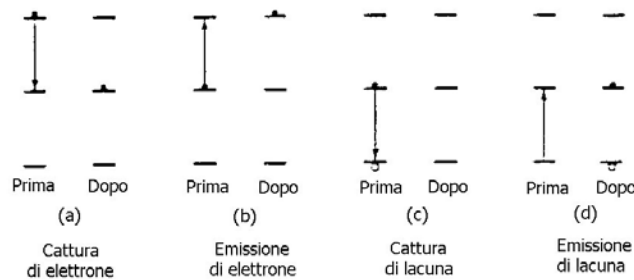


Figura 1.4: Ricombinazione tramite centri intermedi [2].

In una struttura a bande di questo tipo, la ricombinazione diretta elettrone-lacuna con emissione di un fotone di energia $E_g = h\nu$ è rappresentata da una linea verticale nel piano E-k: l'impulso si conserva (figura 1.5(a)). Nei semiconduttori a *gap indiretta* come Si e Ge, invece, E_C ed E_V non corrispondono allo stesso valore di \mathbf{k} ; in questo caso la ricombinazione tra due portatori che si trovano nei rispettivi estremi di banda non assicura la conservazione della quantità di moto (linea obliqua nel piano E-k): la differenza è assorbita da altri processi, tipicamente non radiativi (interazione con i fononi del reticolo) (figura 1.5(b)).

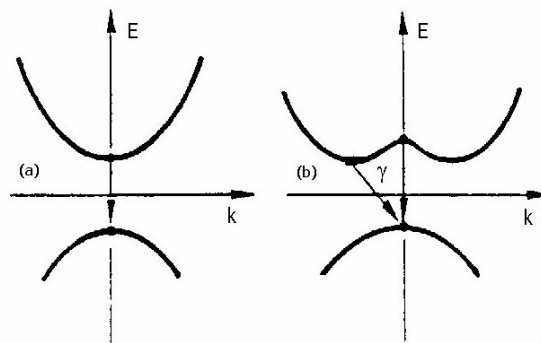


Figura 1.5: Modello unidimensionale delle ricombinazioni in un semiconduttore a “*gap diretta*” (a); e a “*gap indiretta*” (b) [3].

I centri di cattura sono comunemente classificati in due gruppi [2]:

- centri di intrappolamento (*trapping*)
- centri di ricombinazione.

Nel primo caso il portatore catturato ha un'elevata probabilità di essere nuovamente eccitato allo stato di portatore libero per effetto termico (fenomeno di *detrapping*), mentre nel secondo caso è maggiore la probabilità di ricombinazione che non quella di "rilascio" del portatore.

Per formulare questo concetto in termini matematici, la probabilità di ricombinazione P_R e la probabilità di emissione termica P_T di un elettrone che ha subito un processo di cattura, possono essere espresse nella forma:

$$P_R = n_T n_h v \sigma_h \quad (1.20)$$

$$P_T = n_T \sigma_e v N_C e^{-\frac{E_T}{kT}} \quad (1.21)$$

dove:

n_T = densità dei centri occupati da un elettrone

n_h = densità delle lacune in banda di valenza

v = velocità termica di un elettrone libero ($v = (2kT / m_e)^{1/2} \cong 10^7$ cm/s a $T = 300^\circ$ K)

σ_h = sezione d'urto di cattura per una lacuna libera da parte di un centro occupato da un elettrone

σ_e = sezione d'urto di cattura per un elettrone libero da parte di un centro occupato da una lacuna

N_C = densità effettiva degli stati in banda di conduzione

E_T = energia di attivazione della trappola (pari alla distanza del livello localizzato dalla banda di conduzione)

$e^{-\frac{E_T}{kT}}$ = fattore di Boltzmann che rappresenta la probabilità per un elettrone di essere liberato dalla trappola.

Si può quindi affermare che un centro si comporta da trappola per gli elettroni qualora $P_R \ll P_T$ mentre agisce da vero e proprio centro di ricombinazione se $P_R \gg P_T$.

Sebbene sia più probabile che un centro con un livello *shallow* si comporti come una trappola piuttosto che come un centro di ricombinazione, e viceversa per un livello *deep*, la distinzione fra trappole e centri di ricombinazione non è basata sulla natura intrinseca dei

centri stessi ma solo su un criterio relativo legato al valore dei parametri delle relazioni (1.20) e (1.21).

Si definisce *tempo di vita medio* il tempo medio in cui il portatore è libero di muoversi nella banda permessa e quindi di contribuire alla conduttività [2].

Si definisce *tempo di trapping* τ_+ il tempo di vita medio caratteristico di un portatore libero prima di essere intrappolato:

$$\tau_+ = \frac{1}{v\sigma N_T} \quad (1.22)$$

dove v è ancora la velocità termica del portatore, σ è la sezione d'urto di cattura per quel tipo di portatore e N_T è la densità dei centri di intrappolamento. Se si trascura la probabilità di riemissione termica, la vita del portatore termina nell'istante di intrappolamento, in questo caso il tempo di *trapping* coincide con il tempo di vita medio. La sezione d'urto di cattura di un centro è determinata dalla variazione del potenziale in prossimità del centro ed ha un valore elevato quando i centri esercitano un'attrazione coulombiana sui portatori liberi. Nell'ipotesi che la cattura avvenga se il portatore si avvicina alla trappola al punto che l'energia dovuta all'attrazione del centro è $\geq kT$, è possibile una semplice stima della sezione d'urto di cattura σ ponendo (con ϵ costante dielettrica del mezzo):

$$\frac{e^2}{r\epsilon} = kT \quad (1.23)$$

da cui $r = \frac{e^2}{\epsilon kT}$ e quindi a $T = 300$ K si ha:

$$\sigma = \pi r^2 \cong \frac{10^{-10}}{\epsilon^2} \text{ cm}^2 \quad (1.24)$$

Per una costante dielettrica (relativa) $\epsilon \cong 10$ (10.3 per il CdTe) si ottiene per σ un valore massimo di circa 10^{-12} cm^2 . Valori normali di σ per centri elettricamente neutri sono dell'ordine delle dimensioni atomiche ($\sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2$); per i centri repulsivi si ottengono valori più piccoli ($\sigma = 10^{-22} \text{ cm}^2$).

Inserendo nella (1.21) valori realistici $\sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2$, $N_T = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $v = 10^7 \text{ cm/s}$ si trovano per τ_+ valori dell'ordine dei 100 ns. Si tratta di una stima verosimile, anche se i

valori sperimentali del tempo di *trapping*, valutati per vari semiconduttori, s'inseriscono in un *range* estremamente ampio: da 10^{-5} a 10^{-9} s.

Al contrario si definisce *tempo di detrapping* τ_D il tempo richiesto in media ai portatori per sfuggire alle trappole:

$$\tau_D = \frac{1}{\nu e^{-\frac{E_T}{kT}}} \quad (1.25)$$

dove ν è detta “frequenza del tentativo di fuga dalla trappola” (*attempt to escape frequency*) e rappresenta il numero di volte in cui il portatore intrappolato può assorbire quanti di energia vibrazionale del cristallo (fononi) moltiplicato per la probabilità di transizione in banda di conduzione (di valenza se si tratta di una lacuna). Il massimo valore di ν è il massimo valore della frequenza di vibrazioni di un cristallo $\approx 10^{13}$ s⁻¹ (ν è ovviamente una funzione della temperatura).

L'effetto principale dei centri di intrappolamento e di ricombinazione è di ridurre la concentrazione dei portatori. È dunque possibile definire una mobilità ridotta μ_R [1] tale che la conduttività osservata (data dalla densità effettiva dei portatori che si muovono con la mobilità μ_0 caratteristica dei portatori liberi), sia uguale alla conduttività che ci si aspetterebbe se tutti i portatori rimanessero liberi e si muovessero con mobilità μ_R :

$$(n + n_T)\mu_R = n\mu_0 \quad (1.26)$$

con n densità dei portatori liberi e n_T densità dei portatori intrappolati.

Tenendo conto dei molteplici eventi di *trapping* e *detrapping*, la mobilità ridotta sarà inferiore a quella ordinaria di un fattore strettamente legato ai parametri τ_+ e τ_D :

$$\mu_R = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\tau_D}{\tau_+}} \quad (1.27)$$

1.2.4 CdTe: proprietà fisiche, difetti reticolari e livelli energetici

Il Tellururo di Cadmio, CdTe, è un semiconduttore composto dal cadmio, elemento del II gruppo B, e dal tellurio, elemento del VI gruppo A, rispettivamente di numero atomico 48 e 52. Il cadmio presenta una configurazione elettronica della *shell* esterna del tipo s^2 , mentre il tellurio possiede 6 elettroni s^2p^4 nell'ultima *shell*. Il tellurio è più elettronegativo

del cadmio, e quindi la nuvola elettronica è più spostata verso il primo, dando origine ad un legame parzialmente ionico e parzialmente covalente.

A temperatura ambiente il CdTe presenta una struttura cristallografica caratteristica, detta sfalerite (*zincblende structure*), in cui ogni atomo di un elemento si trova al centro di un tetraedro regolare, ai vertici del quale sono situati gli atomi dell'altro elemento (Fig. 1.6).

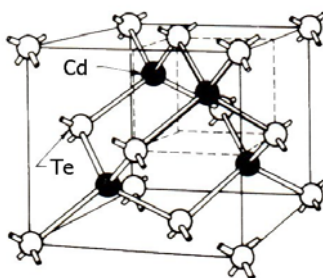


Figura 1.6: Cella elementare di CdTe a temperatura ambiente [2].

In tabella 1.3 sono riportate alcune importanti proprietà fisiche e strutturali del CdTe.[2]

Numero atomico Cd	48
Numero atomico Te	52
Struttura del cristallo	Sfalerite
Intervallo energetico tra bande (eV)	1.52
Costante reticolare (Angstrom)	6.481
Densità (g/cm ³)	6.06
Costante dielettrica	10.3
Volume molare (cm ³)	40.99
Coefficiente di espansione lineare (K ⁻¹)	4.9×10 ⁻⁶
Punto di fusione (°C)	1092

Tabella 1.3. Proprietà fisiche e strutturali del CdTe.

Per quanto riguarda le proprietà elettriche di questo semiconduttore, esse sono naturalmente determinate dalla struttura delle bande elettroniche, che fissa la concentrazione dei portatori intrinseci, dai modi di vibrazione del reticolo, che fissano un

limite superiore alla mobilità dei portatori, e dalle impurità e dai difetti della struttura reticolare, che introducono trappole per i portatori.

Nel CdTe le imperfezioni sono sia di tipo strutturale sia costituite da impurità o da complessi che hanno origine dalla combinazione dei precedenti difetti.

Sono state sviluppate diverse tecniche spettroscopiche per investigare la presenza di livelli localizzati o “trappole”, tra cui ricordiamo la TSC (*Thermally Stimulated Current*), la TSL (*Thermally Stimulated Luminescence*) e la PICTS (*Photo Induced Current Transient Spectroscopy*). Un modello realistico dei fenomeni termicamente stimolati richiede almeno quattro tipi di livelli nella *gap* proibita, se si prende in considerazione un solo tipo di portatori, per esempio gli elettroni.

Facendo riferimento alla figura 1.7, si distingue il livello superficiale distante E_t dalla banda di conduzione, presente nel cristallo con una concentrazione N_t ; esso è responsabile della TSC osservata. Inizialmente, i portatori sono eccitati a bassa temperatura da una sorgente di radiazione opportuna; durante questa fase, gli elettroni sono catturati dai livelli E_t ad un tasso determinato dal coefficiente di *trapping* β , in modo tale da riempire le trappole.

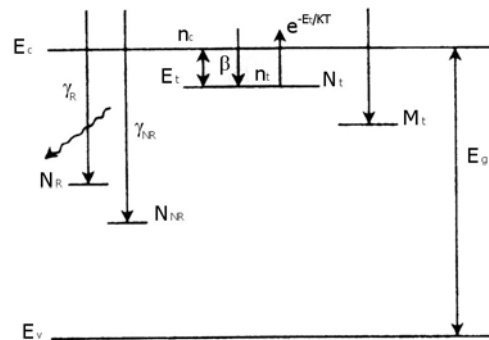


Figura 1.7: Illustrazione del modello per i fenomeni termicamente stimolati dovuti all’interazione degli elettroni con le trappole superficiali N_t , con le trappole profonde “termicamente sconnesse” M_t e con i centri di ricombinazione N_R e N_{NR} [4].

Gli elettroni subiscono anche l’intrappolamento da parte dei livelli profondi caratterizzati dalla concentrazione M_t , che tuttavia sono detti “termicamente sconnessi” perché troppo distanti dalla banda di conduzione affinché un successivo riscaldamento provochi un rilascio elettronico significativo. Il campione viene, infatti, in seguito isolato completamente dalla luce e rapidamente riscaldato; quando l’energia termica accumulata dai portatori è sufficiente a svuotare le trappole, gli elettroni rilasciati dai livelli di tipo E_t

sono osservati come un aumento della corrente di buio (TSC). I centri di cattura che interessano la tecnica TSL sono invece centri di ricombinazione, che possono essere sia di tipo radiativo, con un coefficiente di ricombinazione γ_R ed una concentrazione N_R , sia di tipo non radiativo, con un coefficiente γ_{NR} e una concentrazione N_{NR} .

In questo caso, i livelli di cattura sono caratterizzati da un punto di vista energetico attraverso l'osservazione della luminescenza termicamente stimolata (TSL) in seguito alle ricombinazioni radiative che avvengono presso i centri N_R . È forse opportuno sottolineare come un materiale complesso come il CdTe contenga necessariamente una molteplicità di livelli e di trappole, e quindi N_t , M_t , N_R e N_{NR} sono termini collettivi che comprendono tutti i vari livelli che appartengono alle quattro classi descritte secondo il *range* di temperature d'interesse. Per esempio, aumentando ancora la temperatura nella fase del riscaldamento rapido, è possibile che alcuni livelli termicamente sconnessi producano TSC, e che pertanto non vengano più considerati di tipo N_t bensì di tipo M_t .

Misure effettuate con le diverse tecniche spettroscopiche mostrano per il CdTe circa 20-30 livelli differenti dovuti ai vari difetti. Tra questi ne riportiamo alcuni di grande importanza [5], [6]:

- Livello $E_V + 0.14$ eV : questo importante livello è stato studiato a lungo e in precedenza attribuito a molti difetti differenti da parte di autori diversi; è ora in ogni caso generalmente ammesso che si tratti di un complesso ionizzato vacanza di cadmio-donatore (V_{Cd}^{2-}, X^+).
- Livello $E_V + 0.38$ eV : è attribuito ad una vacanza di cadmio semplicemente carica (V_{Cd}^-). Per alcuni $E_V + 0.43$ eV sarebbe una stima più appropriata.
- Livello $E_C - 0.56$ eV : è generalmente attribuito al cadmio interstiziale (Cd_i^{2+}).
- Livello $E_C - 0.6(0.7)$ eV : sembra dovuto ad una vacanza di cadmio doppiamente carica (V_{Cd}^{2-}).
- Livello $E_C - 0.06$ eV : è dovuto ad un complesso neutro vacanza di cadmio-donatore ($V_{Cd}^{2-}, 2X^+$)⁰
- Livello $E_C - 0.02$ eV : è dovuto alla presenza di vari atomi donatori (Cl, In, Br, Al).

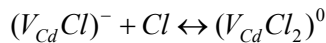
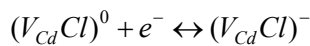
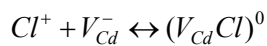
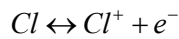
Da sottolineare come una tale assegnazione dei livelli sia da ascrivere ad una convinzione generale supportata da prove indiziarie piuttosto che assolute.

È comunque generalmente riconosciuta l'importanza dei livelli profondi nella caratterizzazione delle proprietà semi-isolanti dei semiconduttori; in particolare, quando la concentrazione degli accettori profondi supera il valore della differenza tra le concentrazioni dei donatori e degli accettori superficiali, il livello di Fermi scende fin quasi al livello degli accettori profondi dove rimane "inchiodato" (*pinning del livello di Fermi*) conferendo al materiale caratteristiche di isolante. Un livello profondo del tipo $E_V + 0.95 \text{ eV}$, corrispondente ad una vacanza di Cd, è responsabile del *pinning* del livello di Fermi a circa metà della *gap* nel CdTe.

Un'analisi teorica degli equilibri stechiometrici in un cristallo assolutamente puro, in cui sono presenti solamente difetti strutturali di tipo Frenkel, fornisce un sistema non lineare di sei equazioni in altrettante incognite, rappresentate dalle concentrazioni dei difetti presenti ($[V_{cd}^-], [V_{cd}^{2-}], [Cd_i^+], [Cd_i^{2+}]$) e dei portatori generati dal disordine termico ($n_e = [e], n_h = [h]$).

La soluzione del sistema, dovuta a De Nobel, fornisce un valore teorico per la resistività del CdTe dell'ordine di $4 \times 10^8 \Omega\text{cm}$. Questo significa che teoricamente è possibile realizzare un materiale semi-isolante attraverso il solo processo di purificazione. In realtà, le misure sperimentali mostrano, per il CdTe al massimo grado di purezza ottenibile con le attuali tecniche di accrescimento, un valore di resistività dell'ordine di $10^6 \Omega\text{cm}$. Valori superiori della resistività possono però essere raggiunti con tecniche di compensazione.

Nel caso particolare del CdTe è possibile ottenere una zona intrinseca attraverso un opportuno drogaggio con atomi di alogeni, in particolare di cloro. Tali atomi assumono il ruolo di donatori e sono pertanto in grado di compensare le vacanze di cadmio secondo i processi riportati:



La prima funzione del cloro è in realtà quella di produrre una purificazione del semiconduttore tramite la generazione di complessi con le impurità dovute a residui chimici. L'effetto di compensazione comincia solo in seguito all'eliminazione delle impurità.

Nella caratterizzazione di dispositivi usati per radiazione poco penetrante, la velocità di ricombinazione superficiale è a volte un parametro di grande interesse. La fotoluminescenza a basse temperature è uno dei metodi più usati per caratterizzare tale parametro. Per esempio, la dipendenza dell'efficienza della raccolta di cariche dalla profondità di interazione dei raggi X mediamente penetranti o di raggi gamma di bassa energia a varie energie è un metodo per misurare lo spessore dello "strato morto". Nel CdTe, la velocità di ricombinazione superficiale sia delle lacune che degli elettroni viene determinata misurando l'efficienza di raccolta come funzione del campo elettrico applicato. Il confronto dei valori ottenuti con quelli relativi al trapping, per entrambi i portatori di carica, ha portato alla conclusione che, nel CdTe, la raccolta degli elettroni è limitata principalmente dalla ricombinazione superficiale mentre quella delle lacune dal trapping. Uno degli aspetti più critici nella fabbricazione di un rivelatore è quello di ottenere degli appropriati contatti conduttivi. In linea di principio, almeno uno dei contatti dovrebbe formare una barriera Schottky bloccante o rettificante per creare una regione di svuotamento e minimizzare la corrente di perdita dovuta alla iniezione di carica. Il CdTe forma contatto ohmico con metalli come il platino; Mergui et al. [7] trovarono che i contatti di oro depositati chimicamente esibivano una più bassa corrente di leakage e un maggiore comportamento ohmico rispetto ai contatti di oro evaporati o elettroliticamente applicati. In un altro studio, condotto da Verger et al. [8], si è trovato che i contatti di palladio depositati chimicamente sul CdTe drogato con il cloro presentano correnti di leakage più basse e un maggiore comportamento ohmico rispetto ai contatti di oro sputterati o evaporati. Comunque uno studio più approfondito sui contatti metallo-semiconduttore sarà condotto nei prossimi paragrafi.

1.3 Analisi del processo di fabbricazione

Analizziamo brevemente il processo di fabbricazione dei rivelatori a semiconduttore composto, in particolare dei rivelatori CdTe [9] utilizzati in questo lavoro di tesi, i rivelatori a CdTe a microstrip, Pt/CdTe/ e In/CdTe/Pt prodotti dall'ACRORAD ed infine i rivelatori con contatti a crescita epitassiale.

Il processo tecnologico della fabbricazione di rivelatori a semiconduttore composto comprende una serie di operazioni. Le prestazioni del rivelatore ultimato dipendono dalla

qualità di ognuno di questi passaggi. Il tipico percorso tecnologico della fabbricazione di questi rivelatori segue i seguenti passaggi:

- la crescita del cristallo;
- il “cutting” del cristallo;
- l’ispezione preliminare dei difetti e dei parametri del materiale;
- il “lapping” e la pulitura del cristallo selezionato;
- la deposizione e il collegamento dei contatti;
- la misura finale delle prestazioni del rivelatore.

1.3.1 Metodi di crescita e di purificazione dei cristalli di CdTe

Il cadmio ed il tellurio con elevati gradi di purezza, pari a 5N (99,999%) o 6N sono disponibili commercialmente. Valori di quest’ordine, spesso sufficienti da un punto di vista chimico, sono purtroppo ancora inadeguati per i rivelatori dove sono richieste ulteriori una o due decadi di purezza. Ottenere semiconduttori con elevato grado di purezza (7N) non è però banale e richiede costi elevati e complicate tecniche di trattamento. Coloro che si occupano di crescita di cristalli devono quindi porsi spesso il problema della purificazione. Monocristalli di CdTe sono stati cresciuti fin dal 1958 da De Nobel [10], Kyle [11], Triboulet [12] ed altri mediante metodi classici via via adattati e perfezionati per tenere conto dell’elevata volatilità del CdTe e quindi della sua estrema instabilità alle alte temperature. Le tecniche di crescita possono essere divise in due categorie: quella stechiometrica e quella in soluzione. Della prima fanno parte il metodo zone melting e i metodi vertical, horizontal e high pressure Bridgman, mentre alla seconda appartiene il metodo Traveling Heater. In particolare analizzeremo il metodo Traveling Heater utilizzato per la crescita dei cristalli di CdTe impiegati per i nostri rivelatori.

Metodo *Traveling Heater* (THM)

Uno dei metodi di crescita da solvente del CdTe più utilizzato è *il Traveling Heater Method* (THM). Il THM prevede che il cadmio ed il tellurio siano fusi in un’ampolla di quarzo a temperature comprese tra i 300 e i 500°C (figura 1.8) ed in seguito mescolati meccanicamente e lentamente portati a temperature più elevate (900°C) per la formazione del composto. L’ampolla viene poi successivamente trasferita in una fornace dove il CdTe è fuso a circa 1200°C. Il THM è ora impiegato per eliminare le impurità di quarzo introdotte durante il processo ad alta temperatura. L’ampolla di purificazione contiene sul fondo una soluzione di Te e sopra il lingotto di CdTe. La soluzione di Te viene riscaldata

tramite una resistenza elettrica (*ordinary-THM*) o un generatore di radiofrequenza (*Radio-frequency THM*). Questa soluzione di Te dissolve sufficientemente nel CdTe da renderlo saturo di Te. Quando l'ampolla è abbassata (Figura 1.9) il fondo della soluzione si raffredda: il CdTe solido e policristallino precipita mentre la soluzione di Te rimane in superficie trattenendo la maggioranza delle impurità. Il processo finale del drogaggio è simile a quello descritto: il cloro nella forma di CdCl_2 è aggiunto ai componenti iniziali nella zona del Tellurio. Diversi risultati mostrano che la maggior parte dei donori introdotti agisce come purificante tramite la generazione di complessi con le impurità dovute a residui chimici [18], [19].

L'analisi dei risultati sperimentali, riportati in letteratura, mostra che ogni metodo influenza le caratteristiche finali del materiale cresciuto. Ad esempio, nel metodo "zone melting" i cristalli di CdTe ottenuti presentano elevate concentrazioni di portatori ed il materiale può risultare di tipo p, ma a bassa resistività; con il **THM**, variante della crescita da solvente, si ottiene invece ancora materiale di tipo p, ma ad alta resistività.

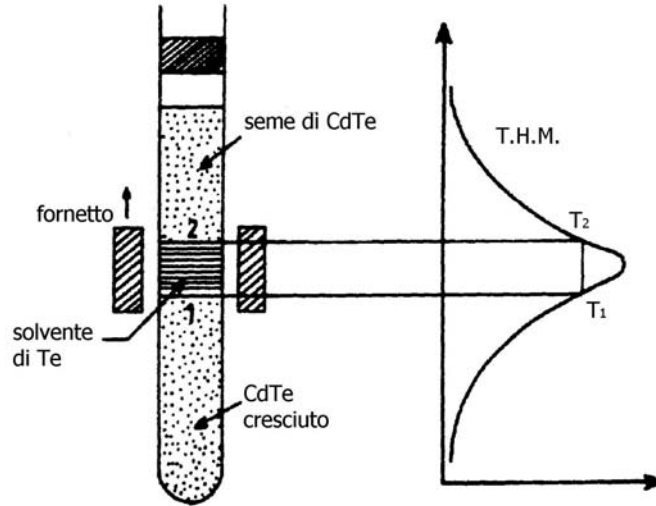


Figura 1.8: Schema del processo di crescita *THM* [14].



Figura 1.9: Foto di una fornace dove il CdTe è fuso durante il processo ad alta temperatura.

1.3.2 Preparazione dei rivelatori a CdTe

Successivamente alla fase di crescita il cristallo deve essere tagliato in forma di lamina, facendo in modo che il taglio avvenga lungo i piani di sfaldamento del cristallo. La fase di taglio del cristallo può essere eseguita con una macchina dedicata: il cristallo viene posto su un supporto micrometrico, regolabile con gran precisione, e tagliato nella forma desiderata. Le superfici ottenute con questo metodo sono lisce e non presentano difetti visibili ad occhio nudo. Attualmente il metodo più usato consiste nel taglio del cristallo mediante un filo d'acciaio (*wire sawing*), il quale prima di toccare il cristallo si imbeve di una soluzione che asporta le parti di materiale con cui viene a contatto. Questa tecnica permette di tagliare singoli cristalli o cristalli policristallini e produrre wafer con spessori da qualche millimetro a poche centinaia di micron con una alta riproducibilità. Uno schema della tecnica di *wire sawing* è mostrata in fig. 1.10. Nel *wire sawing*, una singola corda di un filo sottile (circa 175 μm di diametro) si muove da una bobina alimentatrice ad una bobina avvolgitrice. Il filo è avvolto attorno a delle guide in modo da formare una fitta rete di fili paralleli. Il lingotto di cristallo è fissato nella rete insieme ad una sostanza

abrasiva, SiC, in modo da produrre il taglio [20]. Questo metodo è di tipo chimico, per cui danneggia il cristallo in modo minore rispetto a processi meccanici.

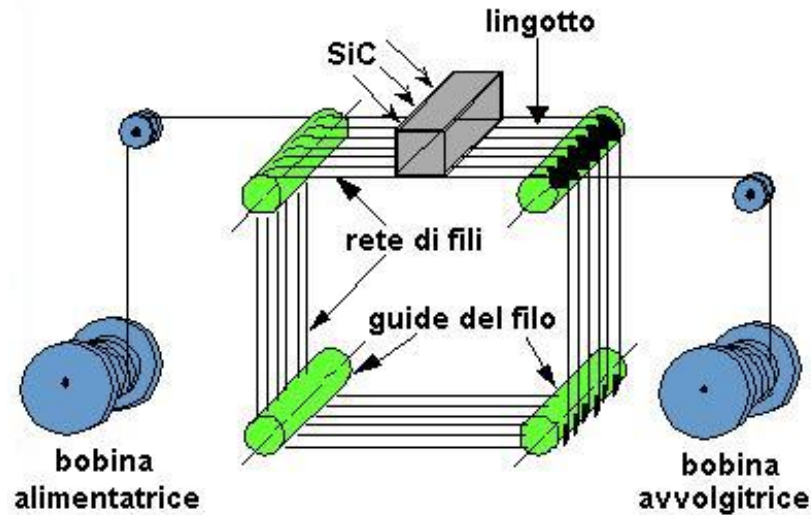


Figura 1.10: Schema della tecnica del *wire sawing*.

Dopo che i cristalli sono stati tagliati in lamine si riscontrano difetti che si possono classificare in base alle loro dimensioni e alla loro forma:

- difetti di punto, che riguardano un solo atomo o sito (tipo “vacanze” o “interstiziali”) benché anche gli atomi dell’immediato intorno del difetto subiscano qualche perturbazione;
- difetti di linea, cioè dislocazioni, che corrispondono a file di atomi che non presentano la corretta coordinazione;
- difetti di piano, che comportano la presenza di interi piani cristallini difettivi e comprendono diversi tipi di imperfezioni (grain boundaries, cioè boundaries tra piccoli cristalliti, stacking faults, crystallographic shear planes, twin boundaries e antiphase boundaries).
- difetti di volume, formati da agglomerati di difetti puntuali.

I difetti più comuni sono difetti di punto, mostrati in figura 1.11. Tali difetti possono essere distribuiti a caso nel cristallo o in modo ordinato [9].

I cristalli sono trattati con soluzioni, solitamente di bromo/metanolo, che eliminano le imperfezioni superficiali dovute alla fase del taglio e le eventuali impurità presenti sulle superfici. Questa fase si chiama lappatura. Queste operazioni vengono svolte manualmente

o automaticamente; il processo manuale è più lento ma più sicuro contro il rischio di danni come graffi o scheggiature.

La pulitura, meccanica e chimica, è necessaria per preparare i cristalli alla deposizione dei contatti. Infatti, la fase successiva consiste nella deposizione degli elettrodi.

Uno dei primi metodi sperimentali consisteva nella deposizione di carbonio colloidale (acquadag) sulle superfici sulle quali si intendeva realizzare l'elettrodo. La deposizione veniva eseguita manualmente. Quindi l'elettrodo non si presentava uniforme; inoltre, dopo un certo periodo di tempo, esso si staccava dal rivelatore rendendolo inutilizzabile. Per ottenere alte prestazioni spettroscopiche i rivelatori devono avere dei contatti che assicurino bassa corrente di leakage, devono essere stabili nel tempo e non introdurre ulteriore rumore. Un'altra caratteristica importante è la resistenza meccanica dei contatti. Per questo motivo si è proceduto allo sviluppo di altre metodologie: una di queste è la deposizione sottovuoto. Tale tecnica prevede l'evaporazione del materiale, con cui si deve realizzare l'elettrodo, all'interno di un recipiente in cui è stato fatto il vuoto. Nel recipiente stesso è posto il rivelatore che viene tenuto a una temperatura più bassa dell'ambiente che lo circonda così che il materiale evaporato si possa depositare su di esso.

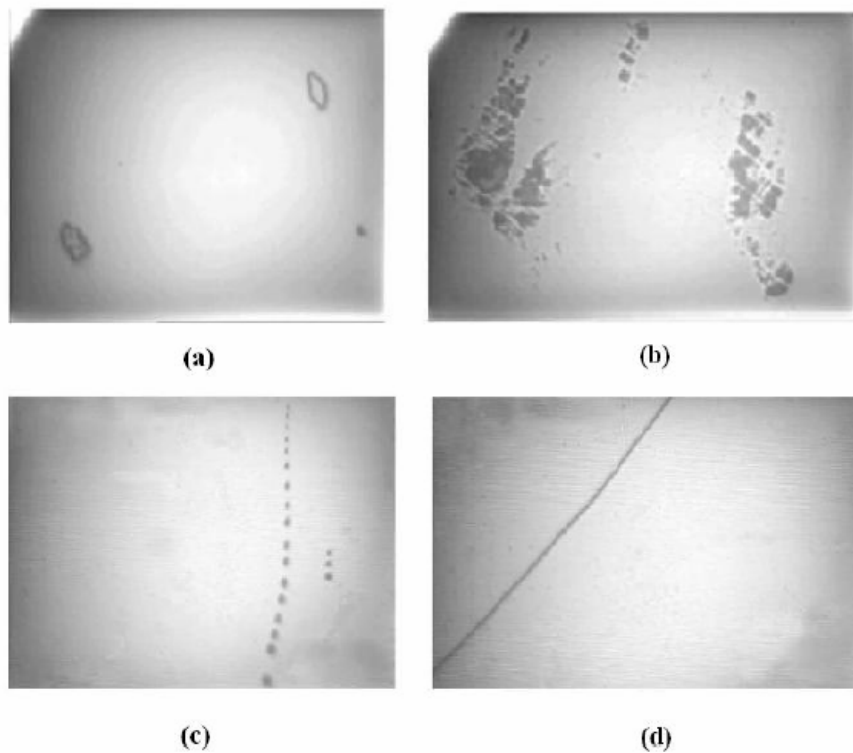


Figura 1.11: Difetti del cristallo: (a): inclusioni; (b): cave; (c): difetti di punto; (d): twin.

Questa tecnica permette di ottenere un film resistente alla alta pressione a cui sono sottoposti durante la successiva fase del wirebonding. [21].

Il wirebonding, cioè il collegamento dei contatti, si può ottenere con tre diverse tecniche:

- la termocompressione, cioè effettuando una forte pressione sulla superficie ad alte temperature, attorno ai 300°C;
- l'ultrasonica, in cui alla forte pressione si aggiunge una vibrazione ultrasonica (tipicamente di 60kHz);
- la termosonica, in cui si combinano le due tecniche appena descritte.

La tecnica usata dall'ACRORAD è quella ultrasonica, che assicura un'alta riproducibilità .

La tecnica fotolitografica, anch'essa molto diffusa, consiste invece nella deposizione di maschere di materiale fotosensibile sul rivelatore; in seguito sono esposte alla luce le zone su cui si deve realizzare l'elettrodo ed il materiale con cui si deve realizzare il contatto viene evaporato oppure deposto per sputtering.

Poiché il CdTe ha un punto di fusione molto basso, i fili di connessione, che solitamente sono d'oro, non possono essere collegati agli elettrodi mediante saldatura a caldo né ad ultrasuoni, perciò sono adoperate colle conduttrici a base epossidica.

Infine si passa alla fase di ricopertura del rivelatore con sostanze appropriate (coating). Le sostanze idonee per il coating devono essere caratterizzate da un'alta resistività, superiore a quella del CdTe, altrimenti potrebbero originare una corrente di fuga tale da non permettere un uso efficiente del rivelatore; inoltre il materiale prescelto deve permettere la ricopertura del dispositivo con strati molto sottili, allo scopo di non fermare la radiazione a bassa energia incidente sul rivelatore.

Il discorso appena fatto vale in maniera generale per i rivelatori fabbricati con tecniche tradizionali, quindi nel caso specifico per i rivelatori Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt prodotti dall'ACRORAD e per i rivelatori a multistrip. Per i rivelatori a crescita epitassiale il discorso è diverso. Prima dell'inizio del processo di crescita sulla superficie del cristallo bulk tutti i substrati sono sottoposti a due importanti trattamenti:

- Etching del substrato in Bromo-Metanolo;
- Thermal annealing (ricottura) del substrato.

Il trattamento di etching viene utilizzato per rimuovere il primo strato del wafer che solitamente è danneggiato dai processi di lucidatura e lappatura (levigatura). Infatti, questi trattamenti meccanici possono produrre dei graffi sulla superficie del wafer che influiscono negativamente sulla qualità dell'interfaccia.

Dopo il trattamento di etching, si possono formare sul wafer uno strato di ossidi nativi, che è possibile eliminare con un trattamento di thermal annealing sotto un flusso di H₂ dentro la camera del reattore utilizzato per la crescita. Una tipica crescita MOVPE è composta dalle seguenti procedure:

1. Caricare il substrato nella camera del reattore;
2. Fare fluire l'H₂ nella camera
3. Riscaldare il campione fino alla temperatura di annealing del substrato (TA);
4. Fare l'annealing del substrato con flusso di H₂;
5. Riscaldare il campione fino alla temperatura finale di crescita (TG);
6. Impostare il setup del valore di flusso e aprire la dummy flow line nella camera di crescita;
7. Fare entrare l'H₂ nei bubblers contenenti le sorgenti che devono essere utilizzate per la crescita;
8. Fare fluire le linee metallorganiche nel by-pass per 1 min;
9. Spostare le linee metallorganiche nella camera e spostare un flusso silenzioso nel by-pass;
10. Crescita dello strato II-VI;
11. Chiudere le valvole pneumatiche, spostare le linee metallorganiche nel by-pass e un flusso silenzioso nella camera;
12. Fare fluire l'H₂ nella camera per 1 min alla temperatura di crescita;
13. Raffreddare il campione a temperatura inferiore a quella ambiente;
14. Alla temperatura di 90° del substrato, regolare tutti i flussi e le valvole;
15. Prelevare il campione dopo averlo portato a una temperatura inferiore a quella ambiente.

Lo Step 2) è necessario per rimuovere ogni residuo di ossigeno, tracce di umidità e altre impurità che si possono formare nella camera di crescita dopo che è stata aperta per disporre il campione. Gli Step 3) e 4) sono legati alla rimozione degli ossidi dal substrato. Dallo Step 5) al 9) vengono impostate le condizioni di crescita: temperatura di crescita, cambiamenti di flussi e valvole in accordo con quanto detto nella descrizione del reattore. Gli Step 11) e 12) sono legati alla conclusione del processo di crescita. La procedura appena descritta è stata utilizzata per i rivelatori CT35, CT36, CT40 utilizzati in questo lavoro di tesi dei quali discuteremo nel quarto capitolo. Le condizioni sperimentali, la procedura di crescita e, infine, le condizioni sperimentali per il drogaggio di tali rivelatori sono riassunte nello schema riportato in figura 1.12. Il passo successivo è stato la

deposizione dei contatti. Dopo la crescita del film di n-CdTe sul bulk di CdTe, viene depositato per sputtering l'Al. Sulla faccia opposta del CdTe bulk è stato depositato il Platino per evaporazione. Per sagomare gli elettrodi è stato necessario stendere uno strato di fotoresist ed effettuare un lift off. Uno schema dei passaggi per la deposizione degli elettrodi è mostrato in figura 1.13. [22]

Condizioni di crescita
Precursori utilizzati: $(\text{CH}_3)_2\text{Cd}$, $(\text{C}_3\text{H}_7)_2\text{Te}$
Gas di trasporto: H_2
T annealing = 350°C
T crescita: 330°C
F (Cd) = $55 \mu\text{mol}/\text{min}$
F(Te) = $55 \mu\text{mol}/\text{min}$ Te/Cd = 1
F(Te) = $27,5 \mu\text{mol}/\text{min}$ Te/Cd = 0.5
Procedura di crescita
Etching del substrato in Br-Met. al 2%
Caricamento nel reattore sotto flusso di H_2
Trattamento termico 10 min a 350°C in H_2
Trattamento termico 5 min a 350°C in H_2 e Me_2Cd
Deposizione strato di CdTe
Raffreddamento ed estrazione
Condizioni sperimentali del drogaggio
Precursore utilizzato: $(\text{C}_2\text{H}_5)\text{I}$
Flusso molare drogante : $2,5 \mu\text{mol}/\text{min}$
$T_G = 330^\circ\text{C}$
Te/Cd = 1, 0.5

Figura 1.12 Schema sulle condizioni di crescita, procedura di crescita e condizioni del drogaggio dei rivelatori utilizzati.

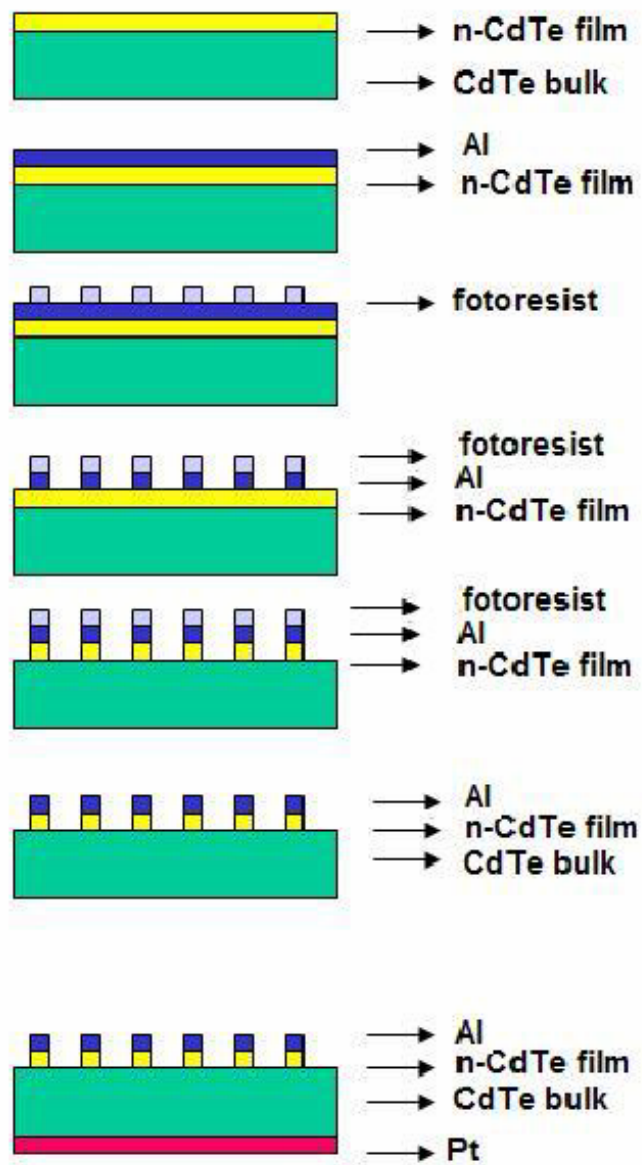


Figura 1.13 Rappresentazione schematica dei vari passaggi per la deposizione degli elettrodi.

1.4 L'importanza degli elettrodi: contatto metallo-semiconduttore

Ogni dispositivo a semiconduttore singolo, così come i circuiti integrati, necessita di contatti metallici per realizzare le connessioni con altri dispositivi del sistema elettronico. In questo paragrafo prenderemo in considerazione proprio i diversi tipi di contatto metallo-semiconduttore. Verranno descritti brevemente i diagrammi di bande di energia e le caratteristiche corrente-tensione dei contatti metallo-semiconduttore sia di tipo raddrizzante che di tipo ohmico.

Quando un metallo e un semiconduttore vengono posti a contatto comunemente si forma un contatto Schottky rettificato che inibisce la corrente attraverso l'interfaccia metallo-semiconduttore [23].

È opportuno esaminare il comportamento di un metallo e un semiconduttore progressivamente avvicinati fino a formare un contatto elettrico. Consideriamo, per semplicità, il caso ideale in cui all'interfaccia non siano presenti elementi estranei come impurezze o altro. Esaminiamo la figura 1.14, che illustra un sistema metallo-semiconduttore di tipo n nei vari casi:

1. Prima del contatto. Esiste un dislivello tra i livelli di Fermi E_F dei due solidi che sono stati allineati in modo da avere in comune il livello di vuoto. (Per livello di vuoto si intende la minima energia possibile per un elettrone estratto indifferentemente dall'uno o dall'altro dei due solidi. χ è l'affinità elettronica del semiconduttore ed è pari alla distanza tra il livello di vuoto e il fondo della banda di conduzione E_{CO}).

2. Un contatto è stabilito attraverso un circuito esterno. Dato che il livello di Fermi E_F esprime l'energia media totale posseduta dagli elettroni sia nei metalli sia nei semiconduttori, ciò fa intuitivamente prevedere che, nel momento in cui si stabilisce un contatto tra i due materiali (giunzione metallo-semiconduttore), la differenza di energia posseduta causerà un trasferimento di elettroni dal semiconduttore al metallo. Questo processo si fermerà non appena i due livelli di Fermi si saranno allineati. Questo "travaso" di elettroni dal semiconduttore al metallo provoca una differenza di potenziale tra i due solidi, con il metallo carico negativamente. La superficie del semiconduttore, per effetto di attrazione elettrostatica, si carica positivamente; ciò è rivelato dalla curvatura delle bande verso l'alto, che suggerisce un decremento della densità degli elettroni presso l'interfaccia.

Naturalmente, se la separazione δ tra i due solidi è grande, questo effetto è trascurabile e tutta la caduta di potenziale si manifesta all'intercapedine.

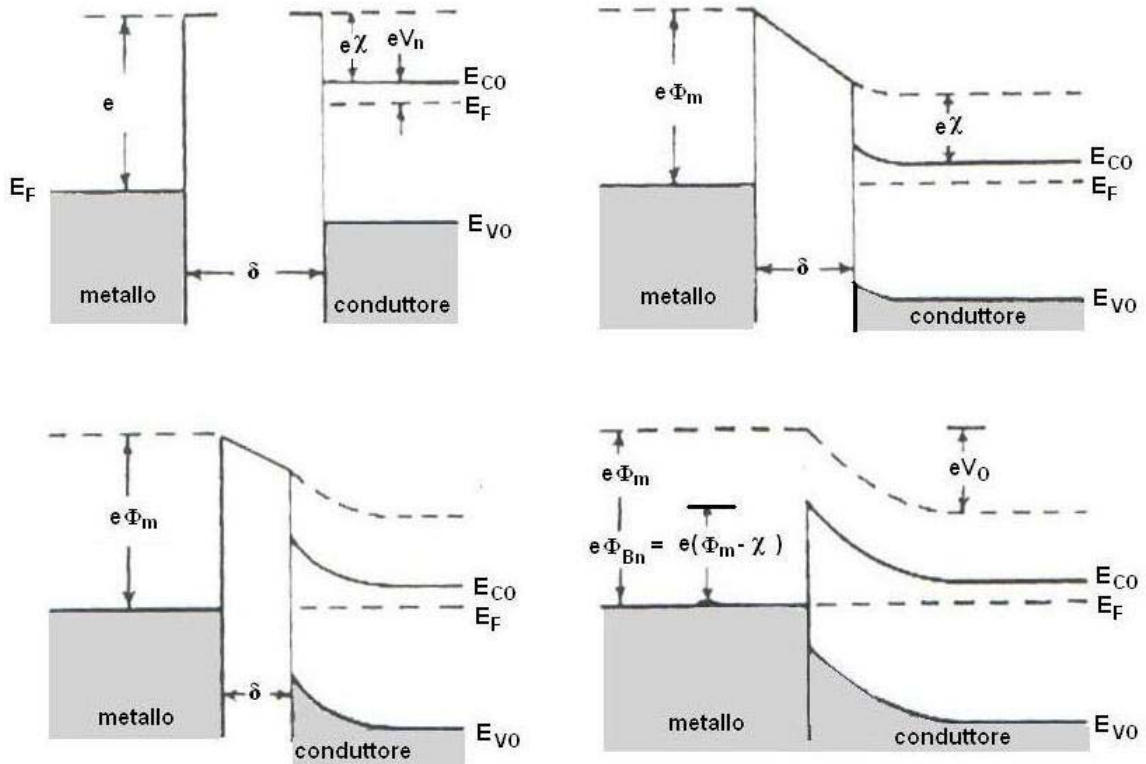


Figura 1.14: Contatto metallo-semiconduttore, in assenza di stati di superficie, per diversi spessori dell'intercapedine isolante.

3. La distanza tra i due solidi viene progressivamente ridotta, in modo che una frazione sempre maggiore della caduta di potenziale ha luogo sullo strato superficiale del semiconduttore.

4. I due materiali sono in contatto, oltre che attraverso il circuito esterno, anche all'interfaccia. Tutta la caduta di potenziale è evidentemente pari alla differenza di energia tra i due livelli di Fermi iniziali, cioè:

$$\Delta E_F = eV_0$$

e la barriera vista da un elettrone nel metallo, nel caso finale di $\delta = 0$, è data da:

$$e\phi_{Bn} = e(\phi_m - \chi)$$

dove ϕ_m è la funzione lavoro del metallo (la funzione di lavoro è pari alla differenza tra il livello di vuoto e il livello di Fermi) e ϕ_{Bn} quella del semiconduttore n. Per un semiconduttore di tipo p è, in modo analogo:

$$e\phi_{Bp} = E_G - e(\phi_m - \chi)$$

dove E_G è l'ampiezza della banda proibita ($E_G = E_{C0} - E_{V0}$). Si ha sempre, nel caso limite ideale qui discusso,

$$e\phi_{Bp} + e\phi_m = E_G$$

Consideriamo ora il caso in cui alla giunzione venga applicata una differenza di potenziale: nel semiconduttore si manifesta una regione di carica spaziale che, nel caso di polarizzazione inversa, è uno strato di svuotamento. In figura 1.15 sono mostrati i diagrammi dei livelli energetici per diverse tensioni applicate.

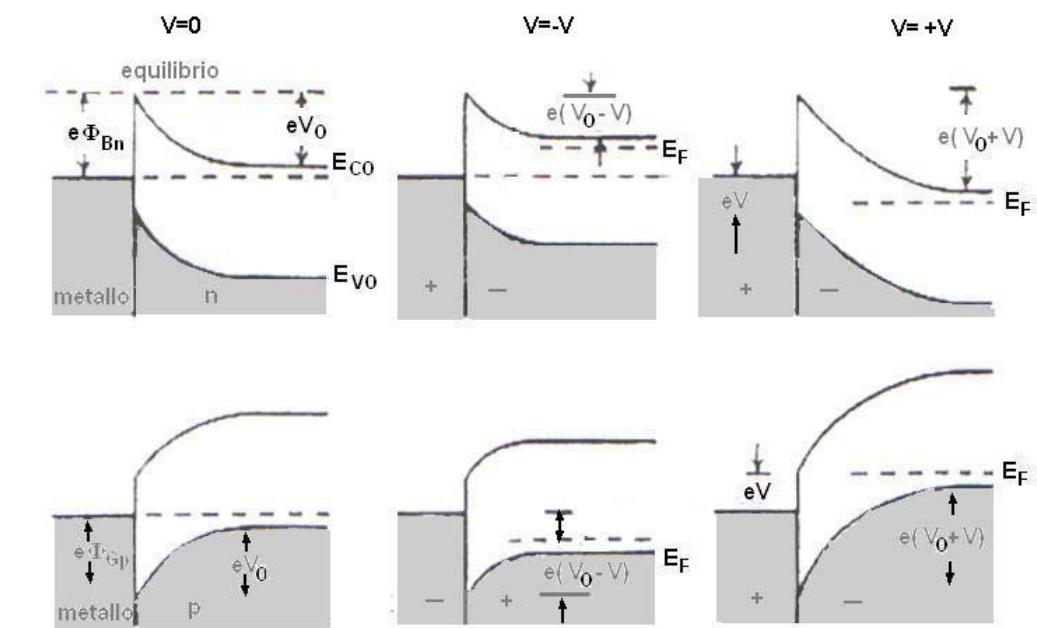


Figura 1.15: Schema delle bande in un sistema metallo-semiconduttore ideale, cioè privo di stati di interfaccia, in diverse condizioni di polarizzazione.

Il caso ideale trattato non corrisponde, nella realtà, alla situazione di interfaccia. In effetti, alla superficie di un semiconduttore sono sempre presenti i cosiddetti “*stati di*

superficie". Si tratta di livelli energetici che cadono per lo più all'interno della banda proibita e sono generalmente associati a difetti superficiali del semiconduttore, ad esempio estremità di dislocazioni, ioni impurezze, danno meccanico e altro.

Nel limite opposto a quello precedentemente discusso, nel caso cioè in cui la densità degli stati superficie sia estremamente elevata, al diminuire di δ l'incurvamento delle bande già esistente varia, questa volta, in modo trascurabile: infatti ogni tentativo di alterare la carica spaziale nella regione di superficie del semiconduttore, e quindi il campo elettrico, è frustrato dal fatto che la densità della carica spaziale (ioni donatori e portatori mobili) si riaggiusta sempre al valore iniziale con un'appropriata variazione della popolazione degli stati di superficie. Ciò è vero a condizione ovviamente che la densità degli stati sia adeguatamente elevata; per piccole densità, si avrà un comportamento intermedio tra questo e quello ideale in assenza di stati.

In linea di principio un contatto tra un metallo e un semiconduttore si dice ohmico quando non è un contatto iniettante e presenta una caratteristica I-V lineare e simmetrica in entrambi i sensi di scorrimento della corrente. In pratica un contatto si considera ohmico quando la caduta di tensione ai suoi capi, per i due versi opposti di corrente, risulta trascurabile rispetto alla tensione applicata al resto del semiconduttore, in modo da non influenzare significativamente le caratteristiche del rivelatore. Ecco perchè un rivelatore di tipo fotoresistivo deve avere contatti il più possibile puramente ohmici: essi consentono alla corrente di attraversarli con una caduta di tensione sufficientemente bassa, rispetto a quella che ha luogo sul fotoresistore, ed in questo modo risulta possibile una misura agevole delle variazioni di conduttività di quest'ultimo. Proprio allo scopo di stabilire come sia possibile realizzare un contatto ohmico riferiamoci alla figura 1.15 per $V=0$. Nel caso n, se $\phi_m \leq \chi$, non si ha alcuna barriera per gli elettroni e il contatto risulta ohmico. Nel caso di un semiconduttore di tipo p, la condizione per un contatto ohmico sarà

$$\phi_m \geq \frac{E_G}{e} + \chi$$

Sembrerebbe quindi possibile, scegliendo un metallo di opportuna funzione di lavoro, ottenere contatti ohmici. In realtà, a causa degli stati di interfaccia la barriera risulta fortemente condizionata dal drogaggio e dalle proprietà della superficie.

Per ottenere un buon contatto ohmico è necessario seguire un metodo diverso; in genere si interpone tra il metallo e il semiconduttore uno strato di semiconduttore dello stesso tipo, drogato degenere in modo da ottenere strutture M - n⁺ - n (Metallo-semiconduttore drogato degenere-semiconduttore n) o M - p⁺ - p (Metallo-semiconduttore drogato degenere-

semiconduttore p) e rendere la barriera Schottky talmente sottile da poter essere attraversata dalle cariche per effetto tunnel. Questa tecnica diventa di più difficile applicazione nei semiconduttori con largo intervallo di energie proibite, come i composti II-VI. In tali composti c'è una forte tendenza all'autocompensazione; infatti si è osservato che l'introduzione di un certo tipo di impurezze provoca la nascita di difetti di segno opposto che tendono a compensare le impurezze originarie.

Un metodo alternativo usato per realizzare contatti ohmici è quello di creare all'interfaccia un numero assai elevato di centri di ricombinazione, che si dimostrano efficaci nel rendere rettilinea la caratteristica corrente-tensione. L'effetto può essere ottenuto tramite trattamenti della superficie del semiconduttore, quali sabbiatura o abrasione meccanica, oppure con l'introduzione di opportune impurezze. La superficie viene successivamente ricoperta, per deposizione galvanica, con uno strato metallico che funge da elettrodo. Da sottolineare come attualmente i cristalli di tipo p vengano generalmente preferiti per le loro migliori caratteristiche di alta resistività e bassa rumorosità e dunque rappresentino la scelta più frequente dei produttori.

1.5 Applicazioni del CdTe

L'uso di rivelatori per raggi X e gamma, basati su semiconduttori composti come HgI_2 , CdTe, CdZnTe è sempre più frequente sia nel campo della fisica atomica fondamentale, sia in varie applicazioni, soprattutto in campo spaziale e radiologico per applicazione biomediche. Le agenzie spaziali indicano, nelle linee guida per l'astronomia X e gamma, lo sviluppo di nuova strumentazione attiva nell'intervallo di energie tra qualche keV e pochi MeV. Altri campi di applicazioni, non meno importanti ed in grande sviluppo, sono quelli della radiografia digitale per applicazioni industriali (analisi non distruttiva per la rivelazione di difetti strutturali in materiali ad alto Z e densità) per la realizzazione di dispositivi portatili nel campo della conservazione dei beni culturali, per dispositivi in campo della sicurezza (es. aeroporti) etc.

Il CdTe è uno dei materiali semiconduttori più interessanti in questa prospettiva essendo l'alto numero atomico medio, l'ampiezza della band gap, stabilità chimico-fisica e termomeccanica condizioni necessarie per ottenere alte efficienze di rivelazione e operatività a temperature non criogeniche. I rivelatori a semiconduttore come CdTe e CdZnTe non sono ancora stati utilizzati in tutti quei campi per i quali dovrebbero essere,

almeno in linea di principio, idonei. Tuttavia a poco a poco essi hanno cominciato a ritagliarsi sempre maggiore spazio soprattutto in campi di avanzata tecnologia: nucleare, medico e spaziale. Attualmente esiste un'ampia bibliografia ed un elevato numero di produttori a testimonianza del notevole interesse e impiego di questi rivelatori. Il recente sviluppo di strutture emisferiche, strutture p-i-n, celle Peltier di raffreddamento e processi elettronici hanno permesso l'uso del CdTe anche in campo spettrometrico, dove fino ad oggi, questi rivelatori non hanno trovato molte applicazioni.

Ad esempio, il CdTe viene utilizzato per il monitoraggio delle barre di uranio e del combustibile esaurito, nonché per le analisi chimiche direttamente nei pozzi di trivellazione in situ della presenza di uranio e di petrolio da estrazione [24, 25] o per l'identificazione del metano nella degassificazione delle miniere di carbone [26]. Interessante è anche l'utilizzo di questo materiale in dosimetria. Per molti anni sono stati preferiti rivelatori al Si che, grazie ad un numero atomico basso, risultano più idonei nel simulare il corpo umano; si è poi rivolta l'attenzione alle potenzialità dell'alto Z del CdTe e alla più alta sensibilità a basse dosi, risolvendo con filtraggi o post-processamenti il problema della dose equivalente ai tessuti. In un lavoro di Nagarkar [27] si trova, ad esempio, la descrizione dettagliata di un dosimetro a CdTe per gli equipaggi delle compagnie aeree professionalmente esposti alla radiazione naturale X, gamma e protonica. Il campo medico rappresenta sicuramente la migliore opportunità per i rivelatori a CdTe grazie all'elevata sezione d'urto di assorbimento, l'abilità a lavorare a temperature ambiente, basse tensioni di polarizzazione e piccole dimensioni. Gli studi condotti da Mayer, Martini e Sternberg (1972) sulle sonde diagnostiche realizzate con CdTe hanno permesso, negli ultimi anni, uno sviluppo nella strumentazione e produzione di queste sonde per diagnosi di infezioni dentali a problemi cardiovascolari [28], valutazioni di densitometria ossea e polmonare negli studi, rispettivamente, di osteoporosi e edema polmonare. Più recentemente, un gran numero di pubblicazioni hanno puntato l'attenzione sulla realizzazione di array resistivi di rivelatori per la localizzazione di tumori, emorragie cerebrali, reflussi gastrici o per il monitoraggio funzionale di reni o cuore [26]. Si possono realizzare array resistivi di rivelatori per la localizzazione di tumori, emorragie cerebrali, reflussi gastrici o per il monitoraggio funzionale di reni o cuore [26] [29] [30].

I rivelatori a CdTe trovano impiego anche nella realizzazione di scanner di notevoli dimensioni utilizzati principalmente in campo industriale: dall'ispezione dei bagagli negli aeroporti all'indagine del contenuto di interi container [31]. Il campo di applicazione più interessante è senza dubbio legato alle missioni spaziali. Si è puntato, infatti, nella

realizzazione di sensori inviati su satellite. Con questi sensori si unirà ad un'alta risoluzione l'abilità di produrre immagini ad elevata definizione in modo da identificare e studiare le sorgenti celesti di radiazione.

Capitolo 2

Tecniche per migliorare la risoluzione energetica

Il limite maggiore dei rivelatori a CdTe è la scarsa raccolta del segnale dovuto alle lacune causata dai difetti del materiale. Scopo di questo capitolo è approfondire questo aspetto e presentare le tecniche adottate per affrontare il problema e per migliorare le prestazioni spettroscopiche. Inoltre, in questo capitolo si presentano i risultati delle simulazioni numeriche di raccolta di carica che spiegano la scelta delle dimensioni dell'area, delle strip e del pitch dei rivelatori realizzati.

2.1 Trapping e rivelatori a singola raccolta di carica

2.1.1 CdTe: trasporto di elettroni e lacune

Il trasporto della carica in un semiconduttore è caratterizzato dai parametri introdotti come: la velocità di deriva, la mobilità dei portatori, i tempi di *trapping* e *detrapping*. Merita una trattazione più approfondita la dipendenza della velocità di deriva v_d degli elettroni dal campo elettrico [32].

Un rapido sguardo comparativo alle curve sperimentali ottenute per silicio e tellururo di cadmio evidenzia la grande differenza di comportamenti. Nel silicio (figura 2.1), come

nella maggior parte dei semiconduttori, la velocità di deriva mostra un andamento lineare per valori del campo inferiori a 10^3 V/cm (regione ohmica) per poi progressivamente tendere ad un valore asintotico, dell'ordine dei 10^7 cm/s.

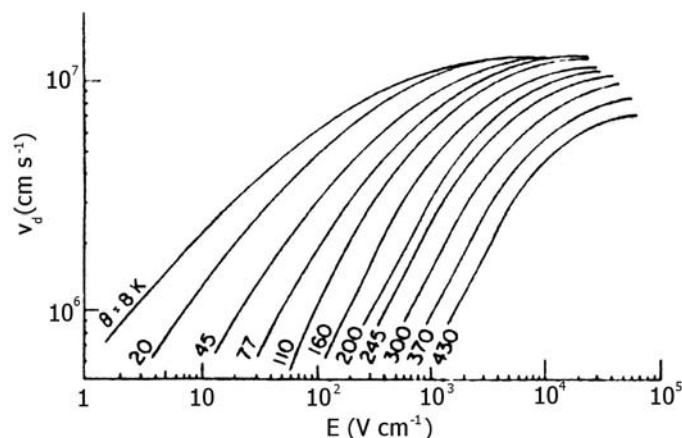


Figura 2.1: Curve sperimentali della velocità di deriva elettronica nel silicio come funzione del campo elettrico applicato a differenti temperature [1].

Il caso del CdTe, invece (figura 2.2), presenta un aumento della velocità di deriva fino ad un certo valore E_m del campo elettrico per poi mostrare una regione a mobilità differenziale negativa.

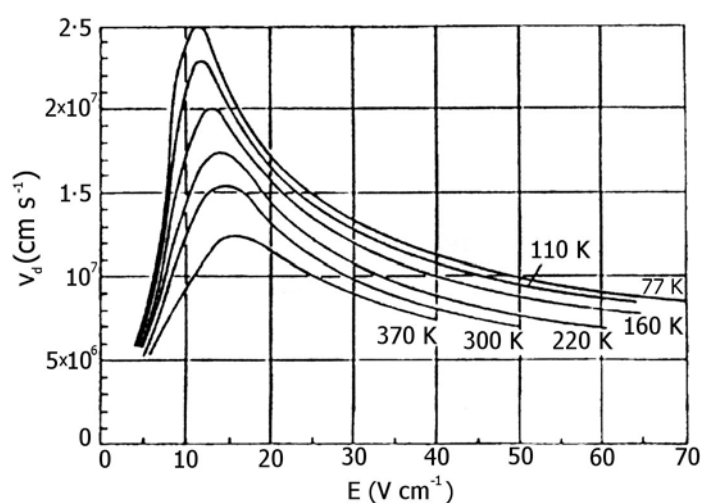


Figura 2.2: Curve sperimentali della velocità di deriva elettronica nel CdTe come funzione del campo elettrico applicato a differenti temperature [1].

L'aumento di velocità nella regione di campo elettrico inferiore ad E_m risulta, per valori di temperatura inferiori ai 370 K, più rapido di un andamento lineare (regione superohmica) probabilmente a causa di una sovrapposizione di fenomeni di diffusione da impurità ionizzate e da fononi reticolari. Alle basse temperature si osserva inoltre una differenza significativa nell'andamento della velocità per campioni di CdTe caratterizzati da diversi valori del tempo di *trapping* e quindi della concentrazione delle impurezze (figura 2.3). Tale comportamento indica una volta di più che, per valori di campo di modesta entità, al diminuire della temperatura la diffusione dovuta ad impurità va a prevalere su quella da reticolo.

All'aumentare del campo applicato gli elettroni acquistano maggiore energia e, nonostante le perdite legate alla diffusione da fononi, la loro velocità raggiunge un massimo in corrispondenza del valore di soglia E_m , per poi diminuire a causa di transizioni elettroniche cosiddette di tipo “*intervalle*”. Alcuni studi [33] hanno infatti mostrato che la banda di conduzione del CdTe non mostra un unico minimo in corrispondenza del centro della zona di Brillouin ma presenta una “*struttura multivalle*” dotata di numerosi minimi secondari. All'aumentare del campo al di sopra del valore E_m si verifica un incremento della popolazione elettronica nelle valli secondarie con un effetto netto di riduzione della velocità di deriva complessiva.

Importante è anche l'analisi del trasporto delle lacune, dal momento che le prestazioni degli spettrometri X di CdTe risultano limitate prevalentemente dalla ridotta mobilità di tali portatori. Dati sperimentali mostrano una diminuzione della mobilità qualora i valori di temperatura o campo elettrico vengano ridotti [34], [35]. Un tale comportamento non è peraltro interpretabile semplicemente in termini di processi di *scattering* elettronico. La giustificazione di un siffatto andamento trova invece sostegno se si prendono in considerazione i fenomeni di *trapping* responsabili di una riduzione della mobilità delle lacune e se non si trascura l'effetto del campo elettrico su tale fenomeno (*effetto Poole-Frenkel*). Per effetto *Poole-Frenkel* si intende essenzialmente un abbassamento della barriera coulombiana dei centri di intrappolamento per azione del campo elettrico.

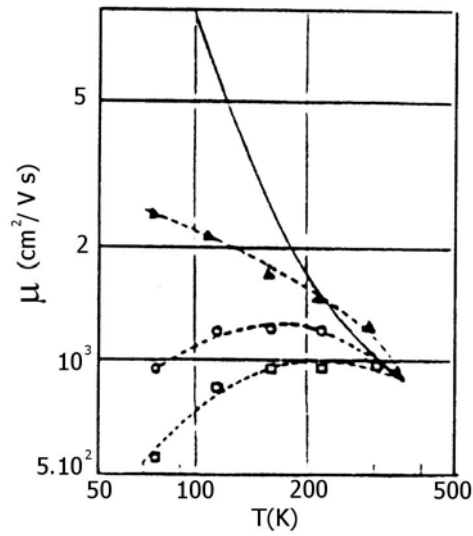


Figura 2.3: Andamento della mobilità elettronica in funzione della temperatura. La linea continua è relativa all'andamento teorico calcolato per un cristallo privo di impurità. Il simbolo o corrisponde a campioni di CdTe con un valore di τ^+ dell'ordine di 100 ns; il simbolo \square a campioni con τ^+ dell'ordine di 10 ns. Entrambe le curve sono relative ad un valore del campo $E = 2$ kV/cm. Il simbolo \blacktriangle corrisponde invece a un valore del campo $E = 10$ kV/cm per cui non sono distinguibili le differenze legate a valori diversi di tempo di *trapping* [1].

In assenza di campo applicato, il rapporto $\tau^+(0)/\tau_D(0)$ - se con $\tau_D(0)$ si indica il tempo medio di intrappolamento di una lacuna prima della ionizzazione (tempo di *detrapping*) e con $\tau^+(0)$ il tempo mediamente trascorso nella banda di valenza prima di venire intrappolata (tempo di *trapping*) - è dato dal classico fattore di Boltzmann:

$$\frac{\tau^+(0)}{\tau_D(0)} = \frac{N_V}{N_T} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \quad (2.1)$$

con N_V densità effettiva degli stati nella banda di valenza, N_T densità delle trappole ed E_T energia di attivazione della trappola.

L'applicazione di un campo elettrico E ha l'effetto di distorcere il profilo del potenziale coulombiano diminuendo l'energia potenziale di una quantità $\Delta E_T = \beta\sqrt{E}$ dove β è detta costante di *Poole-Frenkel* ($\beta = 2.83 \times 10^{-4}$ eV V^{-1/2} cm^{-1/2} per il CdTe). La (2.1) diverrà allora:

$$\frac{\tau^+(E)}{\tau_D(E)} = \frac{N_v}{N_T} \exp\left(-\frac{E_T - \beta\sqrt{E}}{kT}\right) \quad (2.2)$$

con $\tau^+(E)$ e $\tau_D(E)$ rispettivamente tempo di *trapping* e *detrapping* in presenza di campo elettrico. Più in generale:

$$\frac{\tau^+(E)}{\tau_D(E)} = \frac{\tau^+(0)}{\tau_D(0)} H^{-1}\left(\frac{\beta\sqrt{E}}{kT}\right) \quad (2.3)$$

con H^{-1} che si riduce ad un semplice esponenziale nel caso unidimensionale esplicitato nella (2.2).

Ricordando la definizione di mobilità ridotta $\mu_R = \mu_0(1 + \tau_D / \tau^+)^{-1}$ e considerata la (2.3) si giunge alla relazione:

$$\mu_R = \mu_0 \left(1 + \frac{N_T}{N_v} e^{\frac{E_T}{kT}} H\left(\frac{\beta\sqrt{E}}{kT}\right) \right)^{-1} \quad (2.4)$$

L'andamento della mobilità delle lacune previsto dalla (2.4) e riportato in figura 2.4 mostra un perfetto accordo con le curve sperimentali, ottenute con tecniche di tempo di volo.

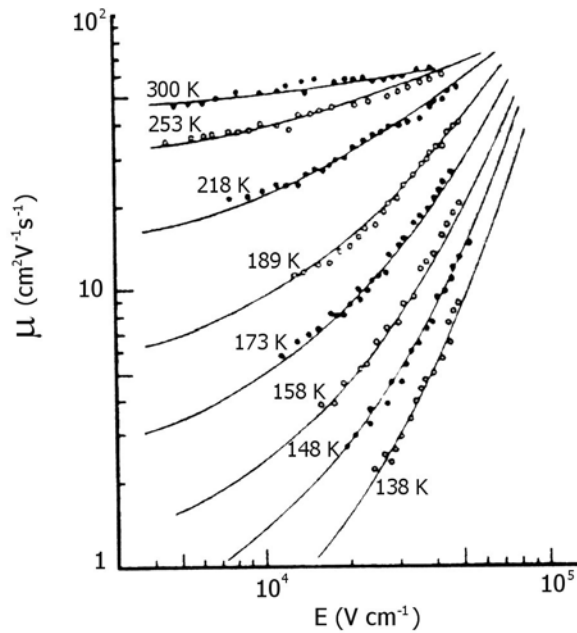


Figura 2.4: Mobilità delle lacune in funzione del campo elettrico a differenti temperature in un campione di CdTe. Le curve sono relative all'andamento previsto dalla relazione (2.4).

2.1.2 La raccolta della carica

Quando è applicato un campo elettrico ad un rivelatore esposto a radiazione ionizzante, le coppie elettrone-lacuna si separano e si dirigono verso gli elettrodi opposti. Ciò induce un segnale la cui ampiezza è proporzionale all'energia depositata dal fotone incidente. Per un'accurata determinazione dell'energia di tale fotone, è auspicabile che tutte le coppie elettrone-lacuna siano raccolte in modo da contribuire alla formazione del picco di piena energia. Il trapping causa variazioni dell'efficienza di raccolta della carica per diverse profondità d'interazione, che si manifestano con un allargamento asimmetrico del picco spettrale e con una riduzione dell'efficienza di rivelazione. La raccolta della carica può essere significativamente migliorata semplicemente aumentando la tensione ai capi del rivelatore, ma la massima tensione operativa è limitata dalle correnti di perdita e dal breakdown. Nei casi in cui un portatore di carica (tipicamente una lacuna) soffre particolarmente del trapping e l'altro esibisce un buon trasporto, una buona efficienza può essere ottenuta, per radiazioni di bassa energia, irradiando dal lato dell'elettrodo (catodo) su cui vengono raccolte le cariche che esibiscono un trasporto peggiore, in quanto la maggior parte delle cariche è prodotta in prossimità di tale elettrodo.

2.1.3 Efficienza di raccolta della carica.

La carica indotta sugli elettrodi è la somma dei contributi degli elettroni e delle lacune raccolte. Mentre l'efficienza di raccolta degli elettroni è abbastanza adeguata in molti materiali semiconduttori, l'efficienza di raccolta delle lacune è peggiore. Infatti il prodotto $\mu\tau$ (μ e τ rispettivamente mobilità e vita media del portatore di carica) per le lacune è tipicamente di un ordine di grandezza più piccolo di quello degli elettroni. Questo rappresenta uno dei maggiori problemi nell'uso di questo tipo di rivelatori per la spettroscopia gamma dato che i fotoni per energia al di sopra dei 100 keV sono assorbiti debolmente e tendono ad interagire su tutto il volume del rivelatore. La risultante variazione nell'ampiezza del segnale degrada seriamente la risoluzione energetica del rivelatore. La situazione peggiora a energie più alte dato che il coefficiente di assorbimento diminuisce e sono necessari rivelatori più spessi per raggiungere efficienze di rivelazione significative [36].

C'è una continua degradazione dello spettro di energia al crescere dell'energia dei fotoni. Questa degradazione si manifesta in quattro modi [37]:

- il picco di piena energia non è simmetrico;
- si genera nello spettro una coda a basse energie a sinistra del picco di piena energia;
- il rapporto picco-valle diminuisce;
- la photofraction (eq. 3.3) diminuisce.

Questi effetti sono descritti dall'equazione di Hecht [38] che esprime la frazione di carica raccolta $\eta(x)$ come funzione della profondità d'interazione, x , nel rivelatore:

$$\eta(x) = \frac{\lambda_e}{D} \left(1 - \exp\left(-\frac{(D-x)}{\lambda_e}\right) \right) + \frac{\lambda_h}{D} \left(1 - \exp\left(-\frac{(-x)}{\lambda_h}\right) \right) \quad 2.5$$

dove D è lo spessore del rivelatore e λ_e e λ_h sono il libero cammino medio rispettivamente degli elettroni e delle lacune e x è misurato dall'elettrodo negativo.

Dato che λ_e e λ_h in un campo elettrico costante possono essere espressi come:

$$\lambda_e = (\mu\tau)_e \frac{V}{D} \quad 2.6$$

$$\lambda_h = (\mu\tau)_h \frac{V}{D} \quad 2.7$$

dove V è la tensione applicata al rivelatore, $\eta(x)$ può essere espressa come:

$$\eta(x) = \frac{V}{D^2} \left[(\mu\tau)_e \left(1 - \exp\left(-\frac{(D-x)}{(\mu\tau)_e \frac{V}{D}}\right) \right) \right] + (\mu\tau)_h \left(1 - \exp\left(-\frac{(-x)}{(\mu\tau)_h \frac{V}{D}}\right) \right) \quad 2.8$$

L'efficienza di raccolta di carica dipende quindi non solo da λ_e e λ_h , ma anche dal punto in cui è stata creata la carica. Dato che i punti d'interazione dei fotoni incidenti sono essenzialmente casuali, essendo pesati dalla legge dell'assorbimento esponenziale, la larghezza del picco nello spettro di energia subisce uno allargamento governato da $\frac{\lambda_e}{D}$ e

$$\frac{\lambda_h}{D}.$$

È facile verificare che la 2.8 presenta un massimo nel punto

$$x_m = D \frac{\lambda_h}{\lambda_h + \lambda_e} \quad 2.9$$

Un'ottimizzazione dell'efficienza di raccolta richiederebbe, dunque, un'interazione il più possibile vicina al punto x_m . Risulta evidente che la configurazione tradizionale *Planar Parallel Field* (PPF) del rivelatore non consente alcuna selezione del punto d'interazione, essendo questo strettamente legato al processo fisico di assorbimento della radiazione. Al contrario, l'introduzione di un nuovo tipo di configurazione, denominata *Planar Transverse Field* (PTF) o a fiammifero, nella quale la radiazione incide perpendicolarmente al campo elettrico applicato, consente di collimare il fascio direttamente nella regione vicina al punto x_m con grande guadagno di efficienza di raccolta di carica. In generale, mentre la spettroscopia X a bassa energia ($E_X < 50 \text{ keV}$) trova nei rivelatori in classica geometria PPF dei validi candidati in termini di efficienza e risoluzione energetica, lo stesso non può dirsi per le energie più elevate. Infatti la necessità di maggiori spessori di assorbimento della radiazione si traduce in un insidioso aumento della probabilità di *trapping/detrapping* e ricombinazione, dovuto alle ormai note scarse caratteristiche di mobilità dei portatori. La configurazione PTF nasce proprio perché l'ortogonalità tra direzione di irraggiamento e campo elettrico consente un idoneo aumento dello spessore di assorbimento preservando una ridotta distanza tra gli elettrodi di raccolta. Si tratta in sostanza di un accorgimento tecnico per il disaccoppiamento e l'ottimizzazione di due fondamentali parametri: la risoluzione energetica e l'efficienza di rivelazione.

2.1.4 Effetto del trapping sulla forma degli spettri

È, a questo punto, di grande interesse comprendere in che modo la dipendenza dell'efficienza di raccolta della carica dalla posizione di interazione influisca sulla forma dello spettro in generale e del fotopicco in particolare. A questo scopo si consideri una sezione Δx del rivelatore posto tra x e $x+\Delta x$. Alla luce delle considerazioni fatte in precedenza sappiamo che la funzione $\eta(x)$ dell'efficienza di raccolta (eq.(2.5)), fornisce l'altezza di un impulso corrispondente ad un evento generato nel punto x . Poiché Δx è piccolo ($\eta(x)$ è costante in Δx), si può supporre che le altezze degli impulsi corrispondenti ad eventi indipendenti di assorbimento totale che si verificano nella sezione Δx , siano distribuiti secondo una gaussiana di semiapertura σ , attorno al valore medio $\eta(x)$. La proporzionalità tra l'altezza dell'impulso e l'energia misurata indica poi come anche le energie osservate seguano una distribuzione della stessa forma:

$$\left(\frac{dN(E)}{dE}\right) = F(x)\Delta x \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(x)} \exp\left[-\frac{(E - \eta(x)E_0)^2}{2\sigma^2(x)}\right] \quad 2.10$$

dove $F(x)\Delta x$ fornisce la frazione di eventi che si verificano tra x e $x + \Delta x$. In particolare $F(x)\Delta x$ vale $1/L$ se la radiazione è uniforme su tutto il volume del rivelatore, è invece $e^{-\mu x/L}$ con μ coefficiente di attenuazione lineare, nel caso di fotoni di basse energie [39].

$$\sigma(x) = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{el}^2 + \sigma_{tr}^2} \quad 2.11$$

dove σ_{stat} e σ_{el} hanno origine rispettivamente statistica ed elettronica, mentre σ_{tr} è la componente dovuta al trapping. A differenza delle altre componenti, σ_{tr} varia in relazione alla posizione di interazione del fotone, in quanto i parametri di trapping non sono costanti lungo la regione sensibile del rivelatore (ricordiamo che λ_e e λ_h sono valori medi).

Lo spettro totale prodotto sarà quindi dato dalla somma degli spettri parziali relativi ad ogni singola sezione Δx_i ,

$$\frac{dN}{dE} = \sum_{i=1}^M \left(\frac{dN}{dE}\right)_{\Delta x_i} \quad 2.12$$

con $M \Delta x_i = L$.

Nel limite in cui $\Delta x \rightarrow 0$ e $M \rightarrow \infty$, avrà la forma:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{1}{\sigma(x)} F(x) \exp\left[-\frac{(E - \eta(x)E_0)^2}{2\sigma^2(x)}\right] dx \quad 2.13$$

L'eq. 2.35 tiene quindi conto sia dell'allargamento simmetrico dello spettro (spread), descritto da σ_{stat} e σ_{el} , sia dello spostamento verso le basse energie (shift) dovuto al trapping, descritto da σ_{tr} . La soluzione della (2.13) presuppone ovviamente la conoscenza della forma di σ_{tr} .

La forma del picco di piena energia non può essere derivata analiticamente; tuttavia è possibile, se pur soltanto in linea qualitativa, prevedere l'effetto della raccolta incompleta della carica prodotta. La posizione dell'ampiezza più probabile nello spettro cadrà in prossimità di $\eta(x)E_0$ e lo spettro trovato avrà un picco dove l'efficienza η è massima, e sarà asimmetricamente spostato verso le basse energie.

In particolare si può approssimare la variazione nelle altezze degli impulsi, che si traduce nella coda alle basse energie del picco, alla differenza tra η_{max} e η_{min} [40]. Quando la radiazione incidente interagisce in prossimità dell'elettrodo negativo, soltanto gli elettroni contribuiscono al segnale in uscita dal rivelatore, e l'efficienza sarà pari a $\eta(0)$.

Inversamente, $\eta(L)$ è l'efficienza per la raccolta delle sole lacune, corrispondente al caso di interazione della radiazione incidente vicino all'elettrodo positivo.

L'eq. (2.11) può essere calcolata numericamente, e può essere misurata la FWHM del picco di piena energia. La deviazione standard della distribuzione del termine di trapping, normalizzata all'energia della radiazione ionizzante E_0 , è data dall'espressione [41]:

$$\left(\frac{\sigma_{tr}}{E_0}\right)^2 = \frac{2\lambda_e^2\lambda_h^2}{L^3(\lambda_r - \lambda_h)} - \frac{1}{L^4} \left[\lambda_e^2(e^{-\frac{L}{\lambda_e}} - 1) + \lambda_h^2(e^{-\frac{L}{\lambda_h}} - 1) \right]^2 - \frac{\lambda_e^3}{2L^3}(e^{-\frac{2L}{\lambda_e}} - 1) - \frac{\lambda_h^3}{2L^3}(e^{-\frac{2L}{\lambda_h}} - 1) \quad (2.14)$$

per $\lambda_e \neq \lambda_h$.

La rappresentazione grafica dell'eq. (2.14) è mostrata nella figura 2.5 per differenti valori del parametro η_{max} . Le curve sono disegnate in funzione di λ_e/L . L'andamento di λ_e/L in funzione di λ_h/L è mostrato nella figura 2.6.

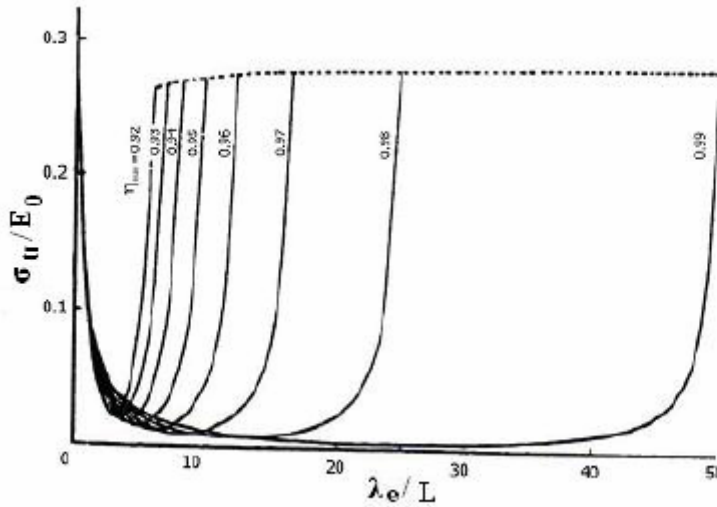


Figura 2.5: Dipendenza del parametro σ_{tr} / E_0 da λ_e/L per diversi valori di η_{max} . [39]

Allo scopo di limitare la degradazione della risoluzione causata dai fenomeni di trapping, sono stati sviluppati degli amplificatori, convenzionalmente denominati PSD (Pulse Shape Discriminator), che operano una selezione degli impulsi prodotti dalla radiazione incidente in base al tempo di salita del segnale. I tempi di salita più lunghi corrispondono ad eventi di generazione delle cariche che avvengono nella profondità del volume sensibile, e che determinano più facilmente una raccolta incompleta della carica. Stabilendo una soglia

superiore per i tempi di salita è possibile migliorare la risoluzione; questa scelta operativa comporta, d'altra parte, una perdita di conteggi e quindi una diminuzione dell'efficienza.

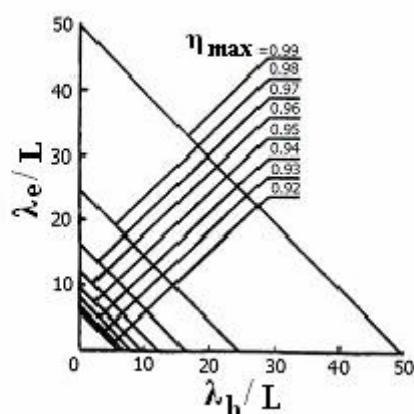


Figura 2.6: Dipendenza del parametro λ_c/L da λ_h/L per diversi valori di η_{max} . [39]

È possibile, peraltro, fare uso di circuiti di compensazione della perdita dovuta al trapping in modo tale da non compromettere l'efficienza del sistema in maniera eccessiva. Il funzionamento di questi circuiti di elaborazione dell'impulso è basato su una relazione lineare che è stata stabilita tra la perdita relativa di carica e il tempo di raccolta; gli amplificatori vengono realizzati in modo da fornire una tensione corretta di uscita del tipo $V_{out} = V_{max}(1 + kt_{rise})$, dove V_{max} è la massima altezza dell'impulso fornito dal preamplificatore, t_{rise} è il tempo di salita dell'impulso e k è un fattore di guadagno compensatore. Detto ciò, il trapping dei portatori di carica, nonostante i possibili accorgimenti operativi per la limitazione della degradazioni spettroscopiche da esso introdotte, rimane comunque una delle più insidiose fonti di rumore nelle catene di misura basate su dispositivi a semiconduttore [41] [42] [43] [44] [45].

2.2 Rivelatori a singola raccolta di carica

Le strutture di molti nuovi rivelatori sfruttano il concetto di *one carrier collection* per minimizzare gli effetti dannosi del trapping delle lacune. Questa soluzione punta sul design del rivelatore piuttosto che su correzioni esterne. Invece di forzare una migliore raccolta di carica per le lacune, diversi gruppi di ricerca hanno tentato un approccio differente, realizzando rivelatori in cui il segnale dovuto dalle lacune è relativamente piccolo.

Illustriamo di seguito i principi di funzionamento di rivelatori con differenti geometrie degli elettrodi.

2.2.1 Rivelatori a elettrodi planari

La tipica configurazione di un rivelatore a elettrodi planari è illustrata nella figura 2.7a. Quando una carica si muove in un campo elettrico verso un elettrodo, una carica immagine si crea su quell'elettrodo. La corrente I indotta sull'elettrodo dovuta al moto della carica si ottiene dal Teorema di Ramo [45]:

$$\Delta Q_L = \int_i^f q E_0 dx = -q [\varphi_0(x_f) - \varphi_0(x_i)] \quad (2.15)$$

da cui si ricava:

$$I = E_0 q v \quad (2.16)$$

dove v è la velocità istantanea della carica q , E_0 è il campo pesante e φ_0 il potenziale pesante. Si definisce il campo pesante come il campo che esisterebbe nella posizione istantanea dell'elettrone sotto la seguente condizione: la carica q è rimossa, l'elettrodo selezionato posto a potenziale unitario e tutti gli altri elettrodi a massa. Il potenziale pesante descrive l'accoppiamento elettrostatico tra la carica in movimento e l'elettrodo sensibile. In base al teorema di Ramo la corrente indotta dipende dal potenziale elettrico e dal potenziale pesante attraverso cui la carica si muove. Il potenziale elettrico è funzione della forma del rivelatore e della posizione degli elettrodi. Il potenziale pesante, in un rivelatore planare, è semplicemente una funzione lineare della profondità che varia da 0 a d , dove d rappresenta lo spessore del rivelatore, cioè dalla superficie del catodo a quella dell'anodo come mostrato in figura 2.7 b [46].

$$\varphi_0(x) = z \quad (2.17)$$

$$0 \leq z \leq d \quad (2.18)$$

Se la perdita di portatori di carica viene trascurata, la variazione di carica totale, dovuta alle n lacune che si muovono da $z = x_i$ a 0 e agli n elettroni che si muovono da $z = x_i$ a d può essere calcolata dalla seguente equazione:

$$\Delta Q \approx -q [\varphi_0(x_f) - \varphi_0(x_i)] = -(ne_0)(0 - x_i) + (ne_0)(d - x_i) = ne_0 d \quad (2.19)$$

essendo e_0 la carica elettronica e x_i la profondità d'interazione del fotone incidente. Il primo termine è dovuto al contributo delle lacune e il secondo termine a quello degli

elettroni. ΔQ è sempre proporzionale al numero di coppie elettrone-lacune creato, che è proporzionale all'energia depositata ed è indipendente dalla profondità d'interazione. Per un'energia depositata costante E , l'ampiezza del segnale d'uscita del rivelatore è anch'essa costante come mostrato in figura 2.7 b e varia solo a causa delle fluttuazioni dovute al rumore elettronico e statistico. Naturalmente, quando le lacune si muovono molto poco rispetto allo spessore del rivelatore ($\Delta x_i \ll d$), la carica indotta è

$$\Delta Q \approx ne_0(d - x_i) \quad (2.20)$$

che invece dipende dalla profondità d'interazione. Se il fascio incidente interagisce casualmente su tutto lo spessore del rivelatore, la carica indotta varierà da 0 a ne_0d in accordo all'equazione 2.19. In queste condizioni non può essere ottenuta un'informazione spettroscopica dall'ampiezza dell'impulso del rivelatore.

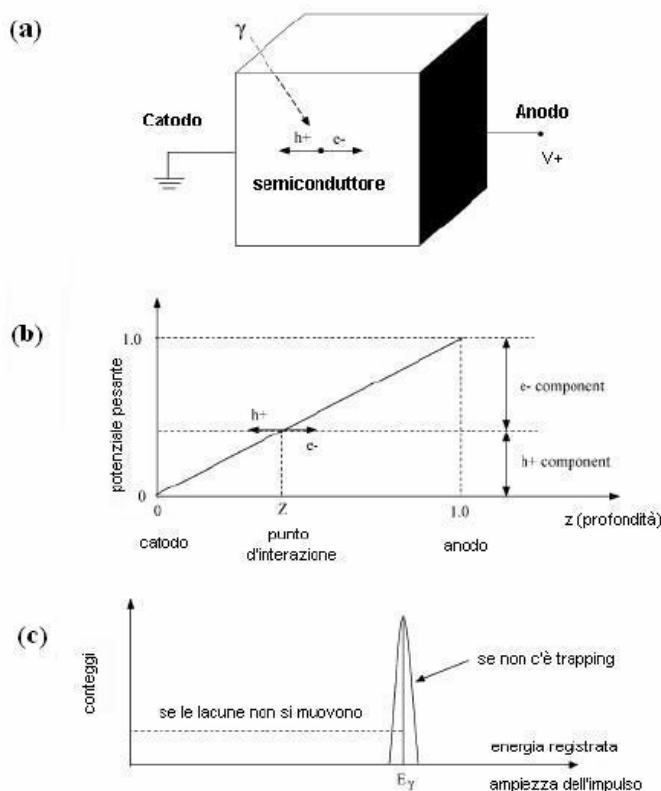


Figura 2.7: (a): Schema di un rivelatore a elettrodi planari. (b): Potenziale pesante dell'anodo e le componenti del segnale dovute agli elettroni e alle lacune. (c): Spettro d'energia atteso per una fissata deposizione di energia quando la profondità d'interazione del fotone è distribuita uniformemente tra il catodo e l'anodo.[46]

L'altezza dell'impulso corrispondente a questo caso è riportata in figura 2.7 c come confronto.

Il Teorema di Ramo inoltre spiega l'effetto sullo spettro per un rivelatore con un campo elettrico non uniforme. Un semplice rivelatore planare ha un campo uniforme e gli elettrodi sono grandi rispetto al volume occupato dalla carica elettrica per cui la risposta è in tutti i punti lineare. In tal modo, tutti gli elettroni e tutte le lacune contribuiscono al segnale. Un rivelatore con un anodo segmentato in piccole *strip* o pixel avrà un campo elettrico che cresce rapidamente vicino a quell'elettrodo. Così, quando un elettrone è vicino all'anodo, passerà attraverso un campo elettrico molto più alto e genererà un segnale più grande. In questo modo il segnale è dovuto principalmente agli elettroni e l'effetto della scarsa raccolta delle lacune è mitigato [47].

Da lavori precedenti, ottenuti dal confronto sperimentale di rivelatori a elettrodi planari e a *strip* e da simulazioni, si è potuto constatare la bontà dei rivelatori a *strip* [48]. Il confronto effettuato con le simulazioni fra rivelatori con varie geometrie degli elettrodi ha permesso inoltre di sottolineare l'importanza del ruolo della dimensione delle *strip* e della distanza fra le *strip*.

2.2.2 Elettrodi a strip.

I rivelatori a semiconduttore con elettrodi a *strip* sono stati usati principalmente come rivelatori sensibili alla posizione [46]. Infatti in molteplici applicazioni si ha l'esigenza di poter disporre di dispositivi in grado non solo di rivelare la radiazione, ma anche di fornire informazioni sul punto in cui tale radiazione colpisce la superficie del rivelatore e interagisce all'interno del volume sensibile. Questa esigenza è sentita in particolare nelle applicazioni di imaging medico, in campo astrofisico, nelle analisi non distruttive in campo industriale.

Nei rivelatori a *strip* uno degli elettrodi è costituito da un numero di segmenti separati e paralleli tra loro (*strip*): la regione sottostante a ciascuna *strip* dell'elettrodo si comporta come un rivelatore separato. Infatti, poiché le coppie elettrone-lacuna create nel volume sensibile del rivelatore sono raccolte dalla corrispondente *strip* lungo le linee del campo elettrico, il segnale sarà registrato solo dalle *strip* che sono direttamente interessate dalla raccolta della carica. Questa configurazione permette di identificare una sola coordinata spaziale del punto di interazione della radiazione incidente sulla superficie del rivelatore.

L'individuazione di una coordinata spaziale comporta l'inconveniente di dover utilizzare una maggiore quantità di elettronica di lettura rispetto ai rivelatori planari poiché ad ogni *strip* deve essere connessa una catena elettronica e ciò comporta un aumento di costi, di potenza dissipata, di ingombro e di elaborazione dei dati. Se si è interessati alla sola informazione posizionale, si può utilizzare elettronica digitale. Se invece si desidera, oltre ad una buona sensibilità alla posizione anche una buona risoluzione energetica, è necessario accettare la penalizzazione di più catene elettroniche analogiche dotate di buona linearità. La risoluzione energetica dei rivelatori a *strip* è solitamente migliore di quella dei rivelatori planari [48]. Per quanto riguarda la risoluzione spaziale, questa è funzione della larghezza del passo (rappresentato dall'insieme della larghezza della *strip* e del corrispondente gap). Se ci si limita solo all'informazione di *strip* colpita, la risoluzione spaziale corrisponde proprio al *pitch*. Se si intende ottenere un'informazione con maggiore dettaglio rispetto alla posizione di impatto della radiazione, si può utilizzare una tecnica di partizione di carica tra *strip* adiacenti, utilizzando il rapporto tra i segnali analogici letti per individuare la posizione intermedia di interazione tra le due *strip*. È opportuno, in questo caso, interporre tra le due *strip* strati resistivi per una corretta partizione della carica, poiché l'alta resistività del cristallo limita i processi di diffusione laterale dei portatori di carica. Risoluzioni spaziali particolarmente spinte possono essere ottenute, alternativamente, realizzando *pitch* molto piccoli cioè rivelatori a *microstrip*.

Per ottenere informazioni bidimensionali i due elettrodi sono costituiti da *strip* disposte ortogonalmente una rispetto all'altra sulle due facce. Questa disposizione delle *strip* dà luogo ad un reticolo cartesiano in cui possono essere individuate le righe e le colonne. L'informazione bidimensionale sulla posizione si ottiene individuando, mediante un circuito elettronico di coincidenza, la riga e la colonna interessate dalla raccolta della carica. In generale, essendo n il numero di *strip*, il numero di linee di lettura in questo caso risulta pari a $2n$.

I rivelatori con elettrodi a *strip* sono stati utilizzati come strumenti sensibili ad un solo tipo di portatore di carica. La carica indotta su ogni singola *strip* è molto bassa quando i portatori di carica si muovono lontano dall'elettrodo. Questo può essere compreso ricavando il potenziale pesante di ogni *strip* dell'elettrodo.

2.2.3 Elettrodi e griglie complanari.

La tecnica one carrier collection è stata utilizzata per rivelatori con elettrodi a griglie complanari da Luke [36, 51]. La configurazione è illustrata in figura 2.8 (a). Le *strip*, in questo caso, vengono collegate in modo alternato allo scopo di ottenere un sistema a due pettini contrapposti (elettrodo 2 ed elettrodo 3). Viene applicata una differenza di potenziale tra questi due sistemi in modo che i portatori di carica scelti (in questo caso gli elettroni) sono sempre raccolti da uno solo dei due sistemi di elettrodi, nel nostro caso l'elettrodo 2 [36]. Il potenziale pesante ϕ_2 dell'elettrodo 2, all'interno del rivelatore, è calcolato ponendo il potenziale sull'elettrodo 2 uguale ad uno e i potenziali sugli elettrodi 1 e 3 uguale a zero e risolvendo l'equazione di Laplace (dato che non c'è carica spaziale). In modo analogo si calcola il potenziale pesante ϕ_3 dell'elettrodo 3 ponendo l'elettrodo 3 ad un potenziale uguale a uno e i potenziali sugli altri elettrodi uguale a zero. La figura 2.8 (b) mostra i potenziali pesanti di ogni elettrodo lungo la direzione perpendicolare alla superficie degli elettrodi e intersecante il centro della *strip* dell'anodo raccoglitore. Per semplicità si assume che le dimensioni del rivelatore parallele alle superficie dell'elettrodo sono molti più grandi del suo spessore. Facendo riferimento alla figura 2.8 anche per i simboli, si nota che l'andamento di ϕ_2 e ϕ_3 è praticamente identico per $0 < z < 1 - P$ e che ϕ_2 tende a uno mentre ϕ_3 va a zero per $z < 1 - P$. P è il *pitch* del rivelatore, cioè la distanza centro-centro tra due *strip* alla stessa tensione di alimentazione, ed è molto più piccolo dello spessore del rivelatore. Il potenziale pesante per l'elettrodo 2 è mostrato in figura 2.9.

La caratteristica forma dei potenziali pesanti riflette il fatto che le cariche indotte sugli elettrodi 2 e 3 aumentano allo stesso modo a causa della simmetria tra i due anodi complanari quando gli elettroni si muovono nella zona con $0 < z < 1 - P$. Questo regime è seguito da una rapida salita sull'elettrodo 2 e una discesa sull'elettrodo 3 verso zero quando gli elettroni si avvicinano all'elettrodo 2 e deviano dall'elettrodo 3 in $z < 1 - P$ per effetto del campo elettrico applicato. La raccolta di un solo tipo di portatori è ottenuta leggendo in uscita la differenza di segnale fra l'elettrodo 2 (anodo raccoglitore) e l'elettrodo 3 (anodo non raccoglitore). Questa differenza di segnale corrisponde al potenziale pesante ($\phi_2 - \phi_3$). È zero per $0 < z < 1 - P$ e cresce fino ad uno quando la carica viaggia da $z = 1 - P$ a 1.

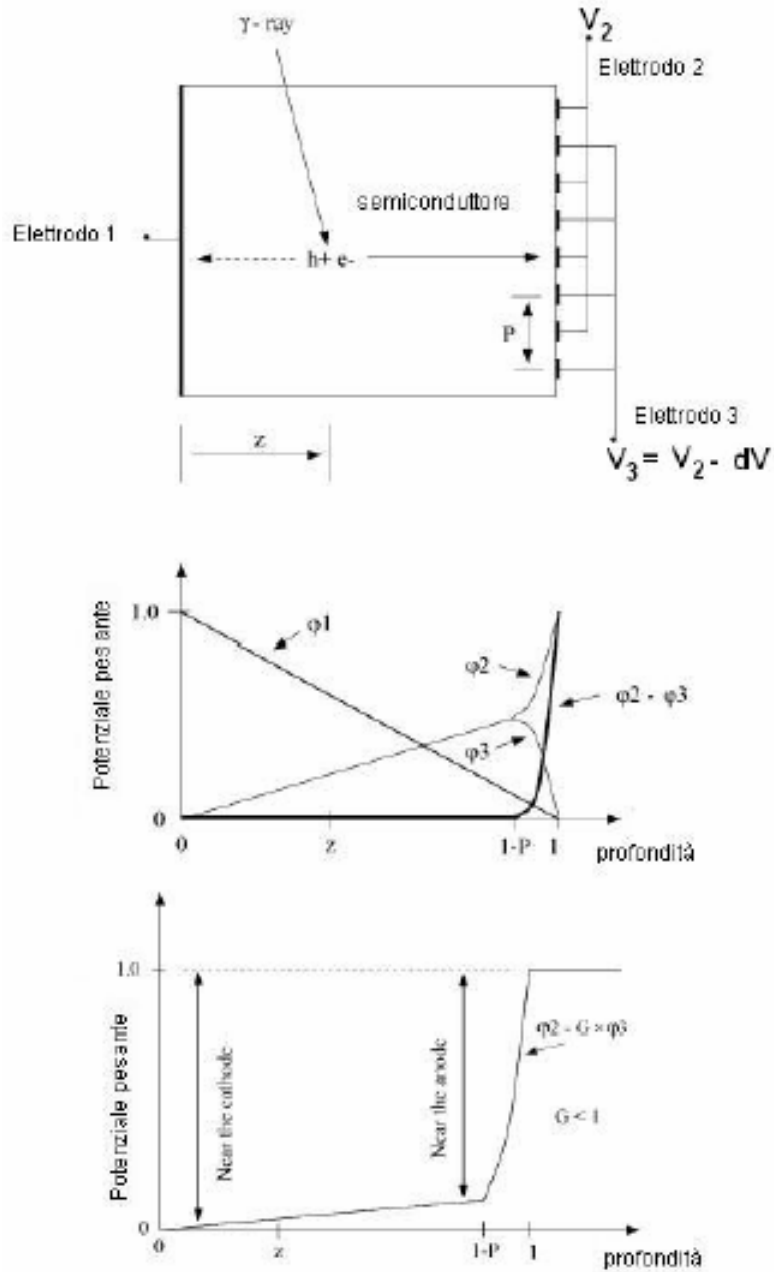


Figura 2.8 Struttura base delle griglie complanari. Carica indotta sull'elettrodo A (q_A), sull'elettrodo B (q_B) e il segnale differenza ($q_A - q_B$) in funzione della distanza attraversata da una carica Q che è infine raccolta sull'elettrodo A [36].

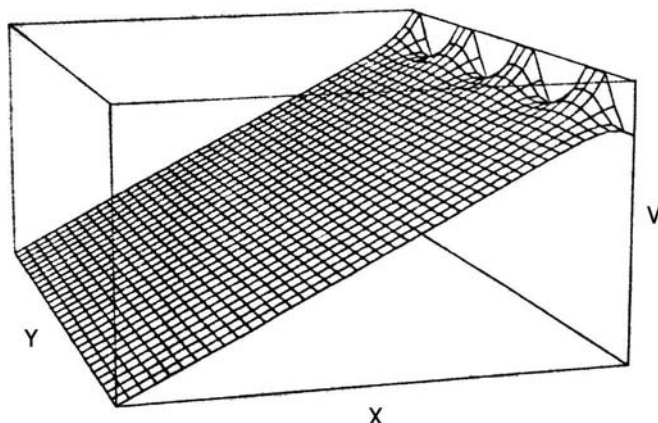


Figura 2.9: Distribuzione del potenziale pesante per uno degli elettrodi griglia nella configurazione a griglie complanari [36].

Il potenziale ($\varphi_2 - \varphi_3$) è molto simile a quello dell'anodo di un rivelatore a gas con griglia di Frisch [49]. Facendo riferimento alla figura 2.8, se tutti gli elettroni sono raccolti dall'anodo raccoglitore e la profondità d'interazione del fotone è compresa nella regione con $0 < z < 1 - P$, l'ampiezza del segnale differenziale è proporzionale a $\Delta Q_2 - \Delta Q_3$ e può essere ottenuto dalla seguente equazione:

$$\Delta Q_{complanare} = \Delta Q_2 - \Delta Q_3 = ne_0 \{ [\varphi_2(z=1) - \varphi_2(z=Z)] - [\varphi_3(z=1) - \varphi_3(z=Z)] \} \quad (2.21)$$

dato che $\varphi_2(z=1)=1$ e $\varphi_3(z=1)=0$ e $\varphi_2(z=Z)=\varphi_3(z=Z)$ si ottiene

$$\Delta Q_{complanare} = ne_0 \quad (2.22)$$

dove n è il numero di elettroni che arrivano sulla superficie degli anodi complanari.

La carica indotta dalle lacune è eliminata dato che si muovono nella regione lineare dei potenziali pesanti ($0 < z < 1 - P$). Dato che gli elettroni sono raccolti dall'anodo raccoglitore a causa della differenza di tensione tra gli anodi complanari, φ_2 è sempre uguale a uno e φ_3 è uguale a zero per $z=1$.

Se il trapping degli elettroni è trascurabile, l'ampiezza del segnale differenziale è indipendente dalla profondità d'interazione ed è proporzionale all'energia depositata dalla radiazione incidente. Si può notare che l'ampiezza del segnale differenziale è uguale a quella del segnale di un rivelatore planare quando il trapping viene trascurato. L'eliminazione della sensibilità ai portatori positivi non causa alcuna perdita nel segnale

indotto. In realtà anche il trapping degli elettroni non può essere trascurato. Di conseguenza un buon spettrometro di raggi X e gamma deve essere capace di eliminare anche il problema del trapping degli elettroni.

Nel circuito differenziale di Luke [51] viene applicato un guadagno (G) minore di uno all'anodo non raccoglitore, prima della sottrazione, al fine di eliminare il trapping degli elettroni. Questa tecnica può essere compresa osservando il potenziale pesante $\phi_2 - G\phi_3$ corrispondente al segnale d'uscita.

Quando gli elettroni sono intrappolati, l'ampiezza del segnale differenza diminuirà all'aumentare della distanza di raccolta degli elettroni (figura 2.10). Le variazioni risultanti nell'ampiezza del segnale in funzione della posizione influenzano direttamente la risoluzione energetica del rivelatore. Pertanto, si può comprendere che una parte più grande del segnale differenza è derivata dal segnale prelevato dall'elettrodo non collettore quando il punto d'interazione si sposta più vicino agli elettrodi segmentati. Allora, riducendo il guadagno dei segnali dell'elettrodo non collettore rispetto alla condizione di guadagno ideale, le variazioni d'ampiezza nei segnali differenza dovute al trapping degli elettroni possono essere eliminate. Questo effetto di compensazione è stato verificato osservando che, abbassando la tensione di polarizzazione del rivelatore e quindi aumentando il trapping degli elettroni, il guadagno del segnale dell'elettrodo non collettore deve essere ridotto al fine di mantenere ottimale la risoluzione energetica. Ovviamente, questo metodo fornisce soltanto una correzione lineare con la distanza ed è allora efficace solo rispetto al trapping degli elettroni che non è molto grave ed è spazialmente uniforme. In un normale rivelatore a *strip* l'effetto di compensazione non può essere effettuato quindi presentano prestazioni spettroscopiche inferiori rispetto a rivelatori a griglie complanari. In figura 2.11 si riporta l'andamento delle linee di campo in funzione della configurazione del rivelatore.

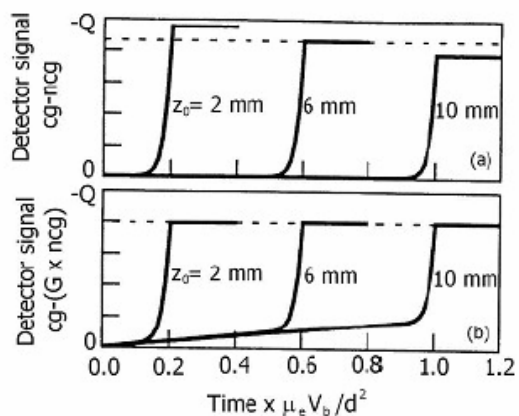


Figura 2.10: (a): Impulsi del rivelatore formati dalla sottrazione diretta del segnale dell'elettrodo non collettore dal segnale dell'elettrodo collettore. (b): Impulsi del rivelatore formati quando il guadagno differenziale tra il segnale dell'elettrodo collettore e il segnale dell'elettrodo non collettore prima della sottrazione è stato ottimizzato allo scopo di minimizzare la variazione dell'altezza d'impulso con la profondità d'interazione causata dal trapping elettronico. Il guadagno differenziale ottimale per il rivelatore provato è $G=0.58$.

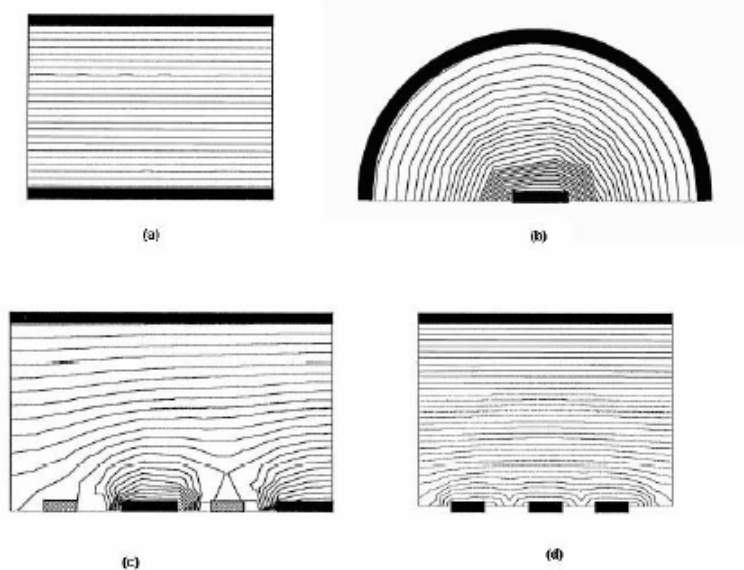


Figura 2.11: Geometrie e linee del campo equipotenziale di rivelatori CdTe con configurazione: (a) planare; (b) emisferico; (c) a griglie complanari; (d) pixel o *strip*. [49].

2.3 Simulazioni delle proprietà di raccolta per rivelatori con differenti geometrie degli elettrodi.

La tecnica della *one carrier collection* è stata già utilizzata per rivelatori a CdZnTe con l'impiego di due anodi complanari (a pettine o a griglia) e ha mostrato formidabili prestazioni spettroscopiche per sensori dello spessore fino a 1 cm ottenendo la raccolta della carica tramite la sottrazione dei segnali provenienti dall'anodo collettore e dall'anodo acceleratore. Per questa configurazione però si è avuta una complicazione proveniente dalla necessità della duplicazione dell'elettronica per la lettura della carica proveniente dai due anodi e dell'impiego del sottrattore. Per questi dispositivi è stato scelto il CdZnTe, in alternativa al CdTe, come materiale di base perché questo materiale presenta resistività più elevate rispetto al CdTe, consentendo l'impiego di campi elettrici di raccolta notevolmente più intensi, con deciso miglioramento della qualità di raccolta di carica. L'applicazione del doppio anodo a pettine, che doveva essere l'estensione dell'idea della griglia di Frisch applicata ai semiconduttori, si è rivelata però inefficace per lo stesso tipo di sensori dello spessore ridotto (circa 2 mm) ai fini del miglioramento delle caratteristiche spettroscopiche.

Questo risultato, peraltro in linea con analoghe osservazioni effettuate su dispositivi al CdTe, ha reso necessario pensare a geometrie alternative degli elettrodi su rivelatori a CdTe e CdZnTe di piccoli spessori (pari o al di sotto di 2mm) che rappresenta il tema del primo progetto per il miglioramento delle caratteristiche spettroscopiche affrontato in questa tesi.

Le nuove geometrie studiate per rivelatori CdTe a *multistrip* apporteranno, inoltre, una notevole semplificazione all'elettronica di lettura, rispetto a quelle basate sull'impiego di anodi a griglie complanari, perché non sarà più necessario fare la sottrazione dei segnali provenienti dai due anodi per ottenere l'informazione energetica con buona risoluzione. Gli elettrodi, con geometrie differenti, hanno il compito di modificare il campo elettrico per migliorare la raccolta della carica.

Prima di realizzare i rivelatori a *multistrip* è stata effettuata una valutazione delle performance spettroscopiche di varie configurazioni geometriche per gli elettrodi attraverso simulazioni numeriche di raccolta di carica, mediante tecniche Monte-Carlo, basate sul teorema di Ramo che descrive i processi stocastici di trapping e detrapping dei portatori di carica. Sono stati analizzati gli effetti della variazione di parametri geometrici

rilevanti nei rivelatori a *multistrip* cioè la dimensione della *strip* e della *gap*. Non ci soffermeremo troppo sull'aspetto analitico del metodo usato, ma è interessante riportare i risultati ottenuti, al fine di sottolineare i vantaggi di una configurazione degli elettrodi come quella da noi adottata e di giustificare le dimensioni scelte. Per ottimizzare la configurazione della geometria degli elettrodi dei rivelatori a *multistrip* sono stati sfruttati i risultati di simulazioni eseguite variando la larghezza delle *strip* e delle *gap* fra di esse [52].

Ricordiamo che lo spessore del rivelatore simulato è pari a 2mm. Le simulazioni si riferiscono al rivelatore polarizzato a 100V ed irraggiato con sorgente di ^{57}Co attraverso il catodo (in modo uniforme lungo la direzione x larghezza del rivelatore). Al momento l'attenzione è stata incentrata sugli spettri dei 'singoli' quindi non sono state effettuate analisi di coincidenza.

In un primo momento, si è considerato il caso con un *pitch* fissato a 1mm e con una larghezza delle *strip* variabile da 100 μm a 900 μm . Per ognuna delle diverse larghezze sono stati ricavati i valori della LCCE e i corrispondenti spettri, riportati in figura 2.13 a.

Strip sottili migliorano la raccolta della carica rispetto a quelle larghe, come risulta dal miglioramento del valore medio e della deviazione standard delle rispettive distribuzioni. Questo comportamento può essere attribuito ad una più alta uniformità della raccolta degli elettroni insieme ad una netta soppressione del contributo delle lacune. Successivamente si è considerato il caso MultiSTRIP con la larghezza delle *strip* fissa a 100 μm e variando il *pitch* da 400 μm a 2000 μm . I risultati corrispondenti sono stati riportati in fig. 2.13 b. Il diverso numero di conteggi è dovuto alla differente area attiva. Per *strip* molto vicine nello spettro appare un picco abbastanza largo. Per distanze più grandi, la distribuzione della carica raccolta lentamente tende ad assottigliarsi e la posizione del picco si sposta verso valori più bassi. Per *pitch* più grandi, appare una coda per valori bassi della carica raccolta.

Come si nota dalla fig. 2.14 b, un aumento del *pitch* comporta una diminuzione del valore medio della carica raccolta, mentre si ha un ottimo valore della deviazione standard attorno a 1mm. Dato che valori più alti della raccolta sono dovuti sostanzialmente agli elettroni, un aumento della distanza tra le *strip* ha l'effetto di diminuire la raccolta degli elettroni. Per distanze più grandi, le regioni della *gap* perdono efficienza. Questo effetto, dovuto ad un cammino dei portatori più lungo, risulta nella diminuzione della coda a bassi valori della carica raccolta. Per *pitch* più piccoli, il rapporto della larghezza della regione attiva sulla larghezza della *strip* non è grande e, in questo caso, il contributo delle lacune non è più trascurabile rispetto a quello degli elettroni, introducendo la coda nel relativo

spettro. Concludendo, possiamo riassumere in tre punti fondamentali i risultati riguardanti l'anodo a *multistrip*:

- segmentando l'anodo il segnale proviene principalmente dagli elettroni e questo migliora la raccolta di carica con una lenta diminuzione del massimo della LCCE nella regione prossima al catodo e un aumento del minimo del LCCE nella regione prossima all'anodo. L'effetto complessivo è un andamento del LCCE molto più uniforme e con valori medi più alti.

- l'assottigliamento delle *strip* anodiche estende il cammino dei portatori nelle regioni delle *gap* dove il campo elettrico è non uniforme e più basso di quello in corrispondenza delle *strip*. L'effetto complessivo è l'aumento del *trapping*, causando così, a basse energie, la comparsa della coda nello spettro. Quindi il rapporto tra la larghezza della *strip* e lo spessore del rivelatore non deve essere troppo piccolo. Cioè quanto più piccola è la dimensione della *strip* tanto più piccola deve essere la dimensione della *gap*.

- l'utilizzo delle *multistrip* è molto vantaggioso, infatti un'appropriata diminuzione del *pitch* delle *strip* riduce le regioni laterali di bassa efficienza di raccolta, migliorando così l'uniformità del LCCE. Questo si riflette in un'ottimizzazione della risoluzione energetica del rivelatore.

2.3.1 Effetto del pitch

Analizziamo con maggiore dettaglio i risultati della simulazione in funzione della larghezza delle *strip* e dei *pitch*. Come prevedibile, l'aumento del *pitch* causa una riduzione del campo pesante. Nel senso che esso risulta meno confinato al di sotto della *strip*. Questo effetto però non sembra avere conseguenze particolarmente gravi, soprattutto per quanto riguarda l'omogeneità spaziale dell'efficienza di raccolta di carica.

Va premesso che i risultati sono estremamente dipendenti dal prodotto $\mu\tau$ degli elettroni che nel nostro caso non è particolarmente brillante. Siamo cioè in presenza di un rivelatore in cui gli elettroni fotogenerati sono abbastanza soggetti alla cattura. Questo complica un po' le cose: se osserviamo la mappa dell'efficienza locale (figura 2.14) nel caso del rivelatore con *pitch*=300 μm e *w*=150 μm (P 300, W 150) notiamo che l'efficienza è alta in prossimità della *strip* (sulla destra), ma c'è un'alta disuniformità di raccolta ed è inoltre rilevabile lo sfrangiamento della raccolta verso il catodo dovuto alla diffusione.

Possiamo quindi aspettare da un simile rivelatore uno sparpagliamento della carica raccolta e quindi cattive prestazioni spettroscopiche, a tutte le energie.

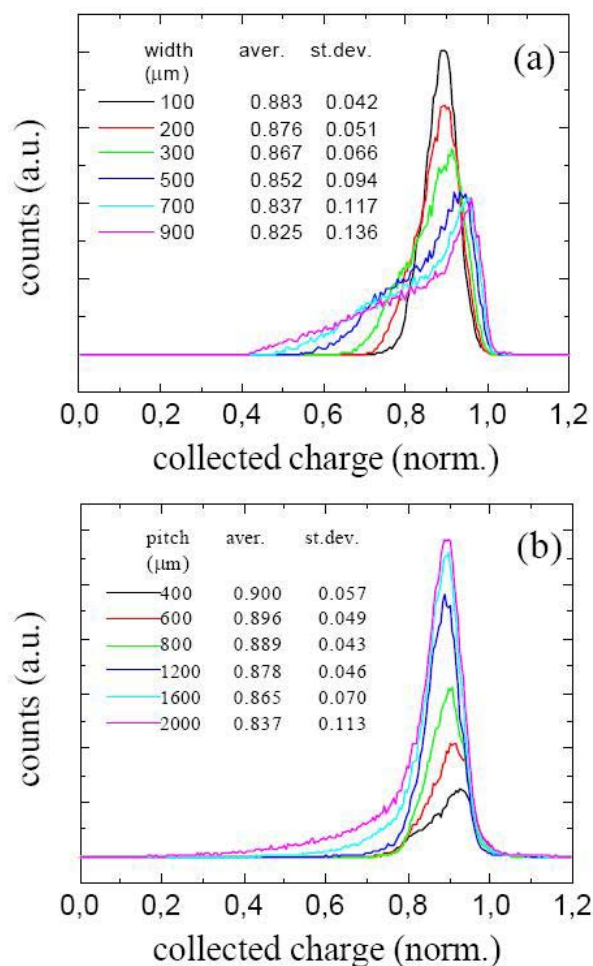


Figura 2.13: Spettri per rivelatori con configurazione MSTRIP nei casi: (a): *pitch* fisso a 1 mm e larghezza variabile da 100 μm a 900 μm; (b): larghezza della *strip* fissa a 100 μm e *pitch* variabile da 400 μm a 2000 μm.

Andando verso *pitch* maggiori, osserviamo che il ridotto confinamento del campo peso ha come effetto globale una maggiore omogeneità dell'efficienza. La figura 2.15, che si riferisce a P 1000 μm W 150 μm ha la stessa scala di figura 1 (anche le dimensioni del rivelatore sono in scala: la larghezza del plot corrisponde a 2 mm mentre l'altezza contiene la *strip* centrale e le due mezze *strip* laterali). Si evince che l'efficienza massima è

piuttosto bassa (dell'ordine di 0.7) ma omogenea. Otterremo, in questo caso, uno spettro con migliore risoluzione energetica.

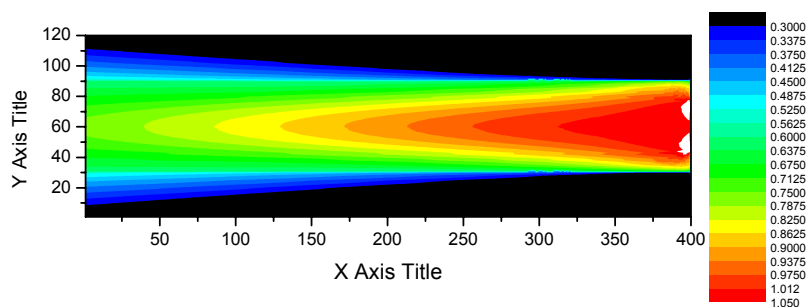


Figura 2.14 Mappa dell'efficienza locale di raccolta di carica con $Pitch=300 \mu\text{m}$ e $Width=150 \mu\text{m}$. La *strip* è sulla destra ed il catodo continuo sulla sinistra.

Vediamo quindi gli spettri relativi a diversi $pitch$ (larghezza W $150 \mu\text{m}$). Le aree del fotopicco aumentano all'aumentare del $pitch$ in quanto tutti gli spettri sono stati calcolati a partire da un unico file di generazione per cui $pitch$ più piccoli sono meno efficienti in termini di fotoni incidenti. La figura 2.16 denota quanto detto in precedenza: un miglioramento della risoluzione energetica all'aumentare del $pitch$ accompagnato però da uno *shift* del fotopicco ad energie inferiori. Per una valutazione quantitativa si sono riportati i risultati di fit gaussiani della parte superiore del picco. Gli andamenti non sono simmetrici quindi i numeri vanno presi con la dovuta cautela. In figura 2.17 sono riportati in funzione del $pitch$ sia la posizione del fotopicco (x_0 , scala sulla sinistra) che della sua larghezza (w , scala sulla destra).

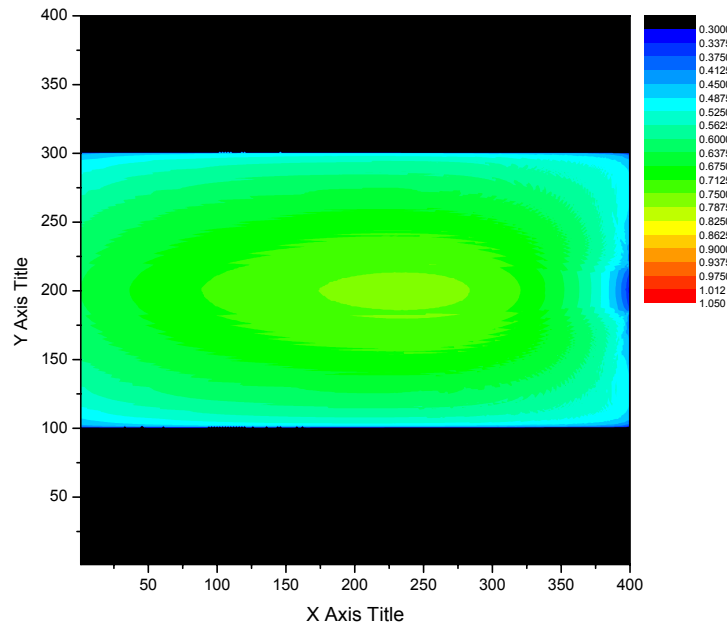


Figura 2.15 Mappa della LCCE con $Pitch=1000\ \mu\text{m}$ e $Width=150\ \mu\text{m}$. La *strip* è sulla destra ed il catodo continuo sulla sinistra.

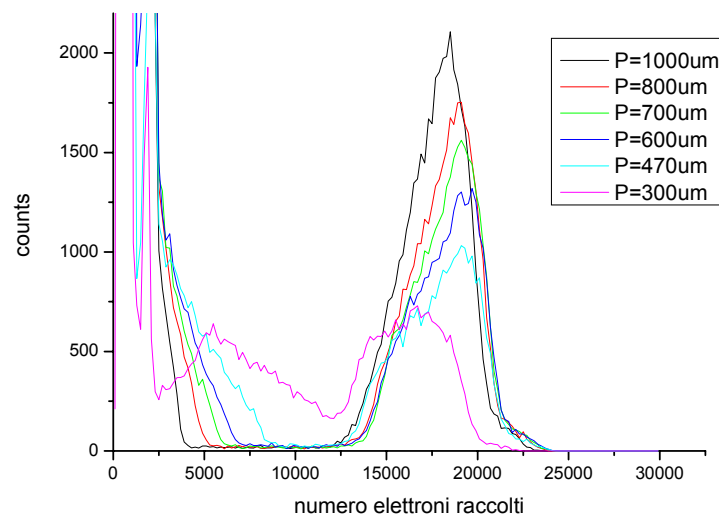


Figura 2.16 Spettri di ^{57}Co per rivelatore polarizzato a 100V con *strip* $W=150\ \mu\text{m}$ e diversi *pitch*.

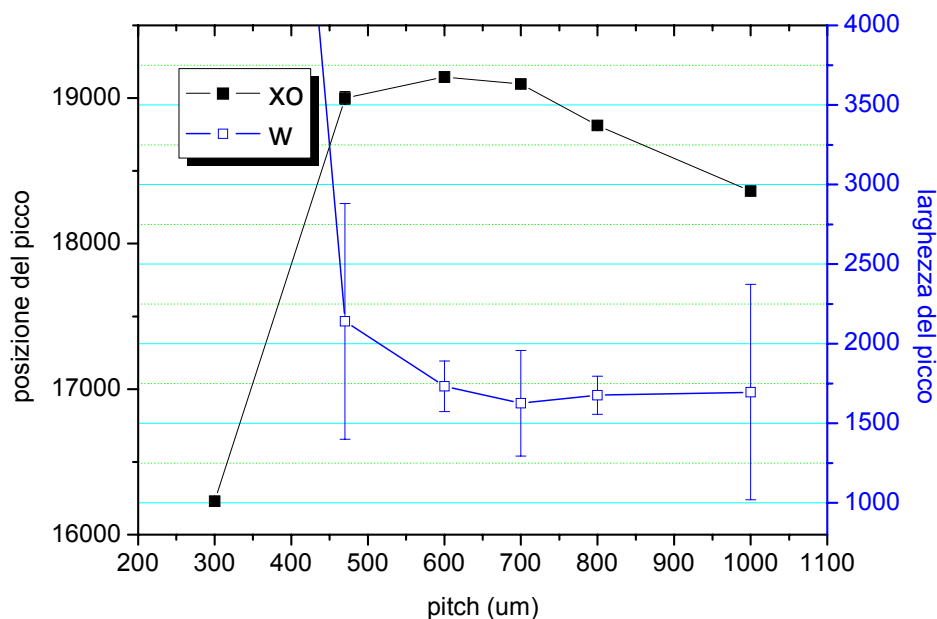


Figura 2.17 Stime della posizione del fotopicco (x_0 , scala sulla sinistra) e della sua larghezza (w , scala sulla destra) in funzione del *Pitch*.

In effetti la maggiore LCCE si ottiene per un *pitch* di 600 μm ma le variazioni tra 470 μm e 800 μm sono di meno del 4%. Per quanto riguarda la larghezza del picco, il minimo valore si ha per $P=700 \mu\text{m}$ e le variazioni tra 600 μm e 1000 μm sono di circa il 6%. Tenendo poi conto delle barre di errore, si può affermare che non c'è una grande differenza in quest'intervallo. L'indicazione più importante che si può trarre è sicuramente un deterioramento delle proprietà spettroscopiche per $P < 470 \mu\text{m}$, inoltre che c'è una regione sufficientemente uniforme neutra compresa tra 470 μm e 800 μm , e che per $P > 800 \mu\text{m}$ il fotopicco comincia a spostarsi verso energie inferiori. Per la realizzazione dei nostri rivelatori ($P = 470 \mu\text{m}$) siamo quindi un po' al limite ed un valore P tra 600 μm e 700 μm sembra ottimale, soprattutto per quanto riguarda la larghezza del picco, ovvero la risoluzione energetica.

2.3.2 Effetto della width

A partire dal *pitch* 700 μm e *width* 150 μm sono state effettuate altre due simulazioni con pari *pitch* e *width* rispettivamente 100 μm e 200 μm . Per il confronto è interessante

osservare il comportamento della LCCE. Come si vede dalle tre mappe di figura 2.18, che si riferiscono a W 100 μm , W 150 μm , e W 200 μm , all'aumentare di W si nota un complessivo aumento dell'efficienza, soprattutto verso il catodo (a destra) ma a spese di una maggiore disomogeneità. Allora, la riduzione dell'efficienza è dovuta al maggior peso della diffusione che quindi peggiora leggermente l'efficienza. La diffusione è piuttosto forte, infatti per elettroni generati al catodo l'allargamento all'anodo è di circa 140 μm .

Gli spettri della sorgente di ^{57}Co , riportati in figura 2.19 per le tre *strip width*, confermano quanto osservato. Al diminuire della larghezza W gli spettri si spostano verso le minori energie e diventano maggiormente simmetrici. Volendo privilegiare l'aspetto legato alla risoluzione energetica, si osserva un miglioramento al diminuire della *width*.

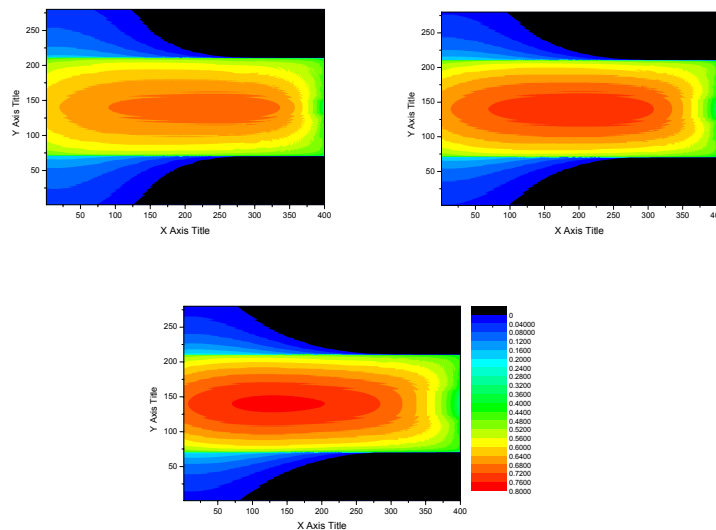


Figura 2.18: Mappe di efficienza locale di raccolta di carica per pitch pari a 700 μm e width (da sinistra a destra) pari a 100 μm , 150 μm e 200 μm .

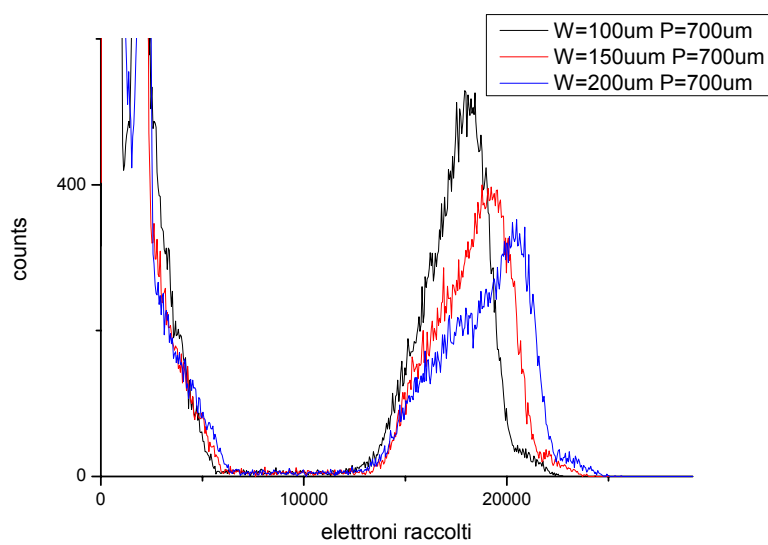


Figura 2.19 Spettri di ^{57}Co per rivelatore polarizzato a 100 V con $Pitch=700\ \mu\text{m}$ e diverse $Width$.

Capitolo 3

Rivelatori multistrip CdTe

In questo capitolo vengono presentate le caratteristiche tecniche e geometriche dei rivelatori a microstrip a CdTe e i risultati delle misure effettuate.

Per la caratterizzazione dei rivelatori realizzati abbiamo effettuato misure di *tilting*, per controllare che la geometria realizzata per gli elettrodi è realmente ottimizzata in accordo anche con i risultati delle simulazioni, e di *scanning*, per la risposta di uniformità dei rivelatori di grande area. Infine, si sono valutati gli effetti della condivisione di carica osservati.

Bisogna tener conto che, oltre alla dimensione delle microstrip, si è introdotta un'ulteriore novità rappresentata dalla realizzazione di cristalli di grandi dimensioni per favorire le misure di *tilting* in modo che tutto il fascio incidente cada sempre nella regione attiva dei rivelatori anche per grandi angoli di irraggiamento, migliorando così l'efficienza di conteggio. Le dimensioni non usuali dell'area dei rivelatori hanno introdotto problemi riguardanti l'uniformità del cristallo dovuti ai processi di fabbricazione. È molto difficile, infatti, ottenere per questi cristalli caratteristiche di omogeneità per le proprietà elettriche che influenzano il trasporto dei portatori e la densità dei centri di intrappolamento. È molto importante anche una corretta preparazione della superficie per la deposizione degli elettrodi.

Sfruttando la tecnica del *tilting* il rivelatore, è sempre irraggiato dal lato del catodo, ma a differenti angoli. In questo modo, lo spessore di assorbimento massimo del rivelatore aumenta migliorando l'efficienza di rivelazione; allo stesso tempo, la distanza di raccolta delle lacune, per una data profondità di interazione, diminuisce andando così a migliorare le prestazioni spettroscopiche ad alte energie. Analizzando la risposta a diversi angoli di

irraggiamento otterremo una caratterizzazione completa di questi rivelatori. Ci si aspetta che irraggiando i rivelatori a vari angoli restino invariate le caratteristiche spettroscopiche.

Sia dalle misure di scansione che di *tilting* sono stati osservati sia effetti di trapping che di condivisione di carica. Quindi, l'ultima parte del lavoro è dedicata, attraverso l'impiego di due set-up sperimentali basati su due tipi di elettronica dedicata, alla misura del *charge sharing* tra *strip* adiacenti.

3.1 Rivelatori a microstrip a CdTe e apparato sperimentale

I cristalli di CdTe sono stati cresciuti dalla *Eurorad II-VI* di Strasburgo partendo da cristalli di CdTe cresciuti con il metodo THM, descritto nel primo capitolo, mentre i contatti sono stati realizzati, in accordo al nostro progetto, dalla *Baltic Scientific Instruments* di Riga (Lettonia). Si tratta di una serie di quattro rivelatori a *microstrip* al CdTe. Ognuno di essi è lungo 20 mm, largo 9 mm e spesso 2 mm. Il catodo è costituito da un elettrodo pieno mentre l'anodo è costituito da 15 strip parallele, ognuna lunga 18 mm, larga 0.15 mm, distanti tra loro 0.35 mm, con un guard ring di 0.40 mm. Il materiale di cui sono costituiti gli elettrodi è l'oro. Il valore della resistività del materiale, fornito dalla casa costruttrice, è di circa $2 \div 3 \cdot 10^9 \Omega\text{cm}$ mentre da misure risulta $5 \cdot 10^9 \Omega\text{cm}$. In figura 3.1 è riportata una foto di uno dei rivelatori mentre in figura 3.2 uno schema.

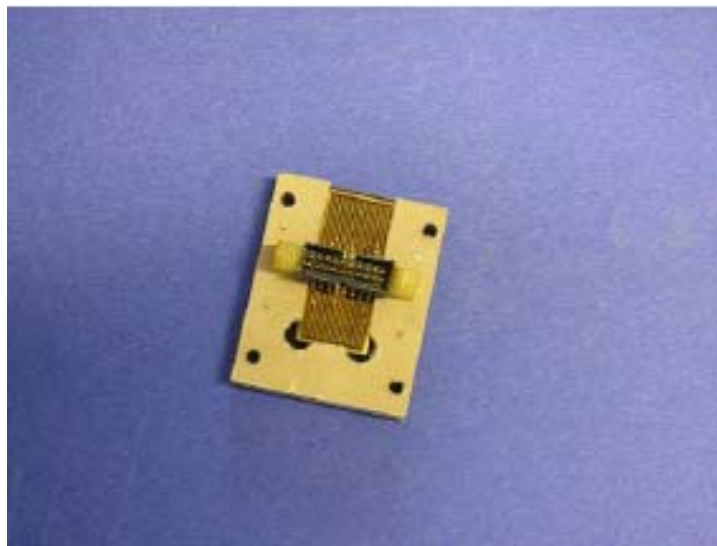


Figura 3.1: Foto di uno dei rivelatori studiati, posto sull'apposito supporto.

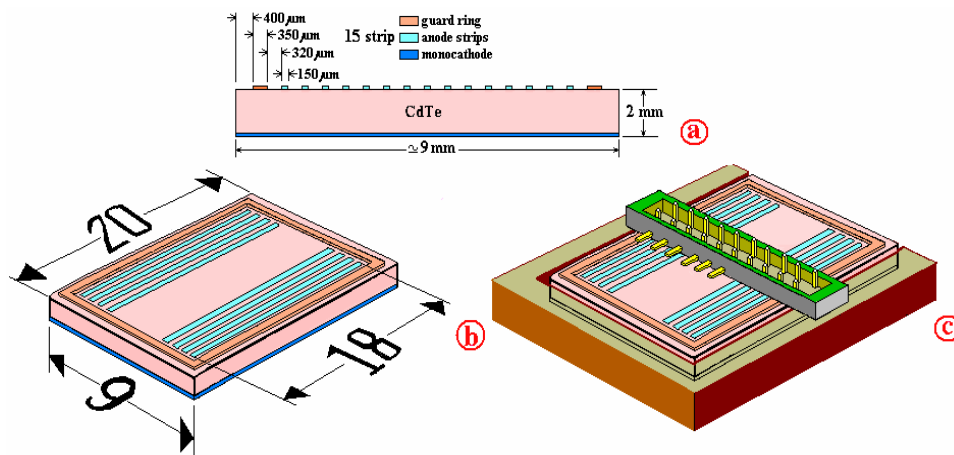


Figura 3.2: Schema dei rivelatori a CdTe a 15 strip anodiche con monocatodo e guardia. (a): sezione trasversale con dimensioni degli elettrodi. (b): vista prospettica del cristallo con lato delle strip anodiche in evidenza; dimensioni esterne del cristallo in mm. (c): vista prospettica del cristallo con piastra di supporto in vetronite e zoccolo SAMTEC (passo 1 mm) per l’I/O (strip anodiche e polarizzazioni).

Illustriamo, anzitutto, la configurazione dell’apparato sperimentale. I rivelatori vengono montati su uno speciale supporto in vetronite e collegati all’elettronica integrata ASIC, realizzata dalla *eV Products*. In figura 3.3 è mostrato schematicamente il supporto, mentre in figura 3.4 è illustrato come viene realizzato l’attacco all’elettronica d’uscita. Una foto dell’elettronica integrata e del supporto è mostrata in figura 3.5.

Le misure sono state svolte sia presso il laboratorio di Napoli che presso i laboratori INAF/IASF di Bologna. La catena elettronica utilizzata è quella standard per rivelatori a semiconduttore composto. I rivelatori sono stati alimentati alla tensione nominale di 120 Volt, con il guard ring floating (non collegato quindi a massa virtuale come le strip). Gli impulsi raccolti sulle strip anodiche passano attraverso un preamplificatore sensibile alla carica, contenuto in una scatola che custodisce anche il rivelatore (figura 3.6 e figura 3.7). È stato selezionato uno *shaping time* di 1 μ s sull’amplificatore così da ottenere un buon rapporto segnale-rumore. L’elettronica utilizzata consente di acquisire e prelevare contemporaneamente segnali provenienti da tre strip attraverso canali diversi di uscita. Gli spettri sono trasferiti al PC grazie al programma “Gamma Acquisition” della Aptec.

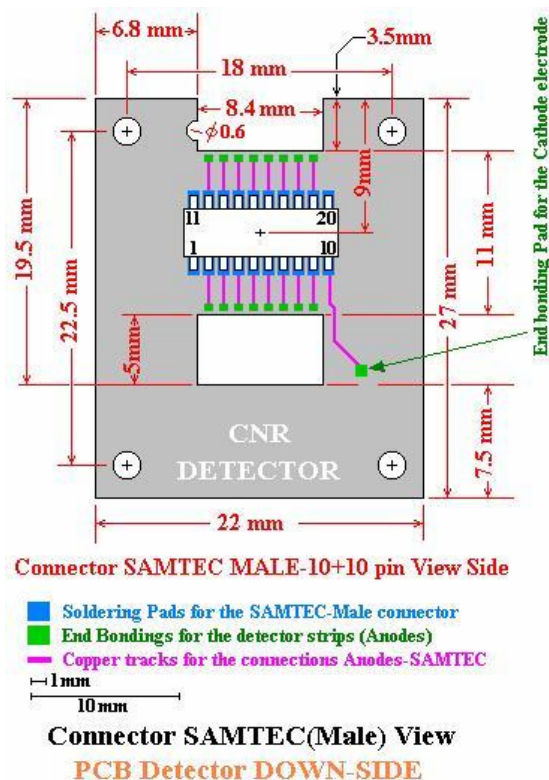


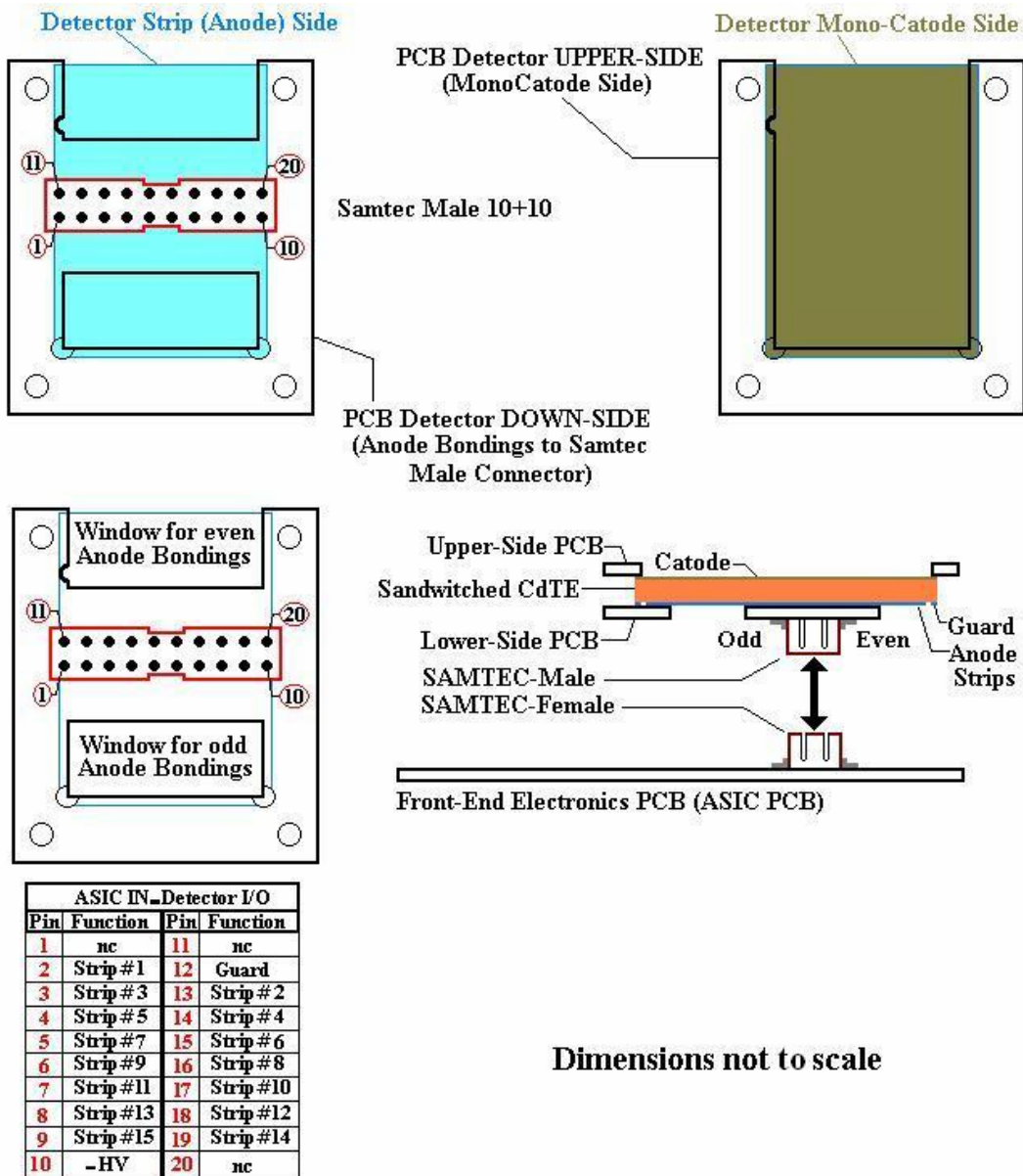
Figura 3.3: Schema del supporto di vetronite del rivelatore.

Il fascio di fotoni è fatto incidere, per tutte le misure, sempre dal lato del catodo in modo da ridurre il trapping delle lacune. In questo modo, infatti, la maggior parte delle lacune è prodotta in prossimità dell'elettrodo che le raccoglie.

Per tutta la superficie dei rivelatori è stato effettuato uno *scanning*, sia in direzione perpendicolare (*scanning orizzontale*) che parallela alle strip (*scanning verticale*) per comprenderne il comportamento quando il fascio di fotoni incide in diverse posizioni delle *strip* e delle *gap*. Inoltre, sono state effettuate delle misure in modo che la radiazione incidesse a diversi angoli di incidenza (*tilting*) (figura 3.8). Le misure di *tilting* sono state ottenute variando l'angolo θ tra il fascio di fotoni e la normale alla superficie del catodo per la verifica della risposta dei rivelatori al variare della profondità media di interazione, e controllare così la bontà del nostro progetto, confrontando i risultati con la risposta ottenuta dalle simulazioni.

Per le misure di *scanning* il fascio di raggi X è stato collimato mediante un collimatore di tantalio spesso 20 mm e avente una finestra $(2.0 \times 0.3)\text{mm}^2$. Inoltre sono state eseguite misure più precise con un collimatore $(2.0 \times 0.1)\text{mm}^2$. È stato utilizzato un sistema di movimentazione tridimensionale digitale, che ne consente uno spostamento micrometrico

in due dimensioni con precisione di 1 μm . In questo modo si è osservata la risposta e la prestazione spettroscopica di ognuna delle strip anodiche.



Dimensions not to scale

Figura 3.4: Schema della struttura del rivelatore e dello zoccolo SAMTEC per l'I/O.

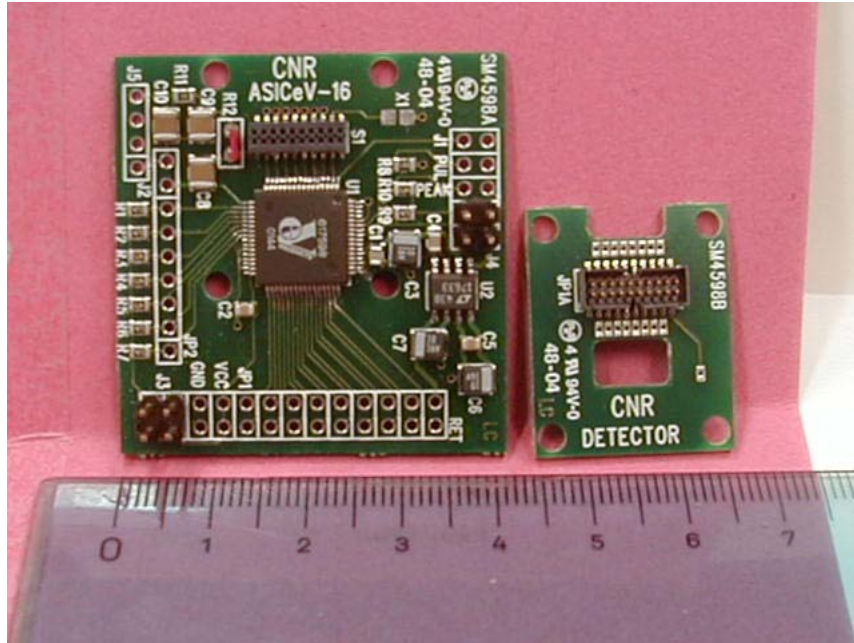


Figura 3.5: Elettronica d'uscita ASIC's.

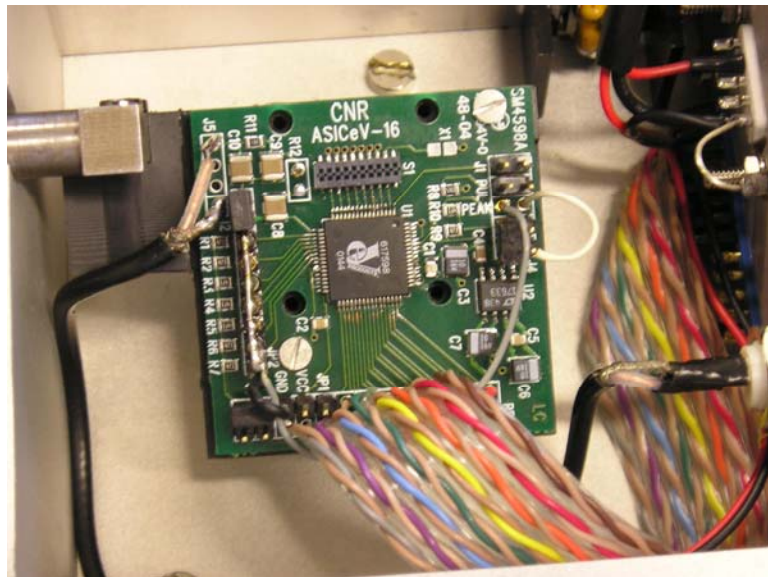


Figura 3.6: Interno dello scatoletta contenente l'elettronica senza il rivelatore.

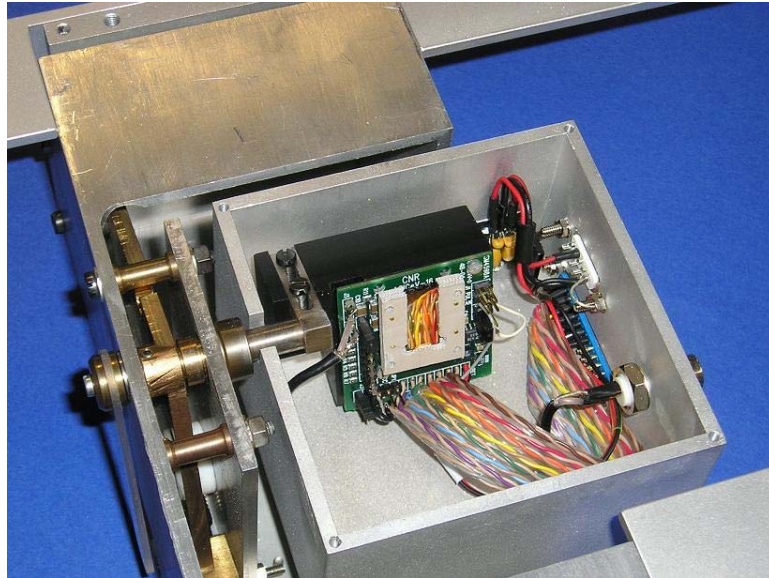


Figura 3.7: Interno della scatola contenente l'elettronica con il rivelatore

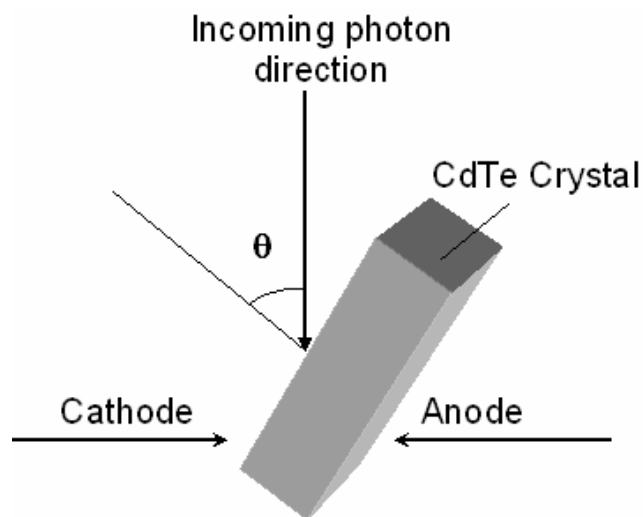


Figura 3.8: Schema di tilting.

Per le misure di *tilting* il sistema di misura è composto da due parti: il rivelatore è solidale alla parte del sistema che consente di modificare i valori dell'angolo θ da un valore di 0° a 90° con una precisione di mezzo grado, mentre sorgente e collimatore, di tantalio spesso 20 mm e avente una finestra $(2.0 \times 0.1) \text{ mm}^2$, sono solidali ad un sistema di movimentazione bidimensionale con un'accuratezza di $5 \mu\text{m}$. Nella foto in figura 3.9 è mostrato il sistema completo. Il fascio di radiazione sulla superficie dei rivelatori forma una finestra trapezoidale che ha dimensioni differenti a seconda dell'angolo di incidenza.

Per tutte le misure sono state utilizzate le sorgenti di raggi X ^{109}Cd e ^{57}Co . Le tabelle 2.1 e 2.2 riassumono le energie delle righe osservate.

Riga	Energia (keV)	Intensità relativa (%)
L	2.98	10.3
$K_{\alpha 2}$	21.99	29.7
$K_{\alpha 1}$	22.16	56
$K_{\beta 3}$	24.91	4.79
$K_{\beta 1}$	24.94	9.2
$K_{\beta 2}$	25.45	2.31
γ	88.03	3.7

Tabella 2.1: Energie delle righe gamma e X della sorgente ^{109}Cd

Riga	Energia (keV)	Intensità relativa (%)
K_{α}	6.40	32.9
$K_{\beta 1,3}$	7.06	3.91
γ	14.41	9.16
γ	122.06	85.6
γ	136.47	10.68

Tabella 2.2: Energie delle righe gamma e X della sorgente ^{57}Co

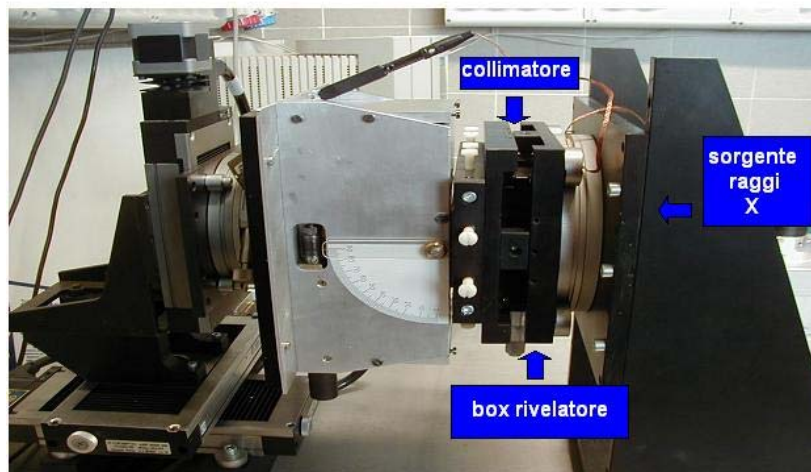


Figura 3.9: Sistema di movimentazione micrometrico bidimensionale e sistema di tilting.

3.2. Misure di *tilting* dei rivelatori.

Con la tecnica del *tilting* è stato analizzato l'andamento dei parametri spettroscopici dei rivelatori a microstrip in funzione dell'angolo di irraggiamento. Tale tecnica, che sfrutta una diversa geometria di irraggiamento [53], è generalmente impiegata per migliorare la risposta spettroscopica dei rivelatori planari.

Il rivelatore viene irraggiato come sempre dal lato del catodo ma a differenti angoli θ , essendo θ l'angolo tra l'asse del fascio e la normale alla superficie del catodo (figura 3.10). In questo modo, infatti, lo spessore di assorbimento massimo del rivelatore aumenta, come l'inverso del $\cos\theta$, migliorando l'efficienza di rivelazione mentre la distanza di raccolta delle lacune, per una data profondità di interazione, diminuisce come il $\cos\theta$, andando a migliorare la prestazione spettroscopica ad alte energie. Le insolite dimensioni dell'area dei rivelatori fanno sì che il fascio incidente non cada all'esterno dell'area sensibile neanche a grandi angoli, migliorando così l'efficienza di conteggio e rendendo più agevoli misure a grandi angoli.

I parametri spettroscopici utilizzati per la caratterizzazione dei rivelatori in funzione dell'angolo θ sono:

- l'efficienza di raccolta di carica relativa, definita come:

$$\frac{\eta(\theta)}{\eta(0)} = \frac{\text{centroide del picco}(\theta)}{\text{centroide del picco}(0)} \quad 3.1$$

dove la posizione del centroide è espressa in canali.

- Risoluzione energetica espressa in percentuale definita come:

$$\text{FWHM}(\%) = \frac{\text{FWHM}(\text{ch})}{\text{centroide}(\text{ch})} \quad 3.2$$

- Photofraction definita come:

$$P(\theta) = \frac{\text{Area sottesa dal picco}(\theta)}{\text{Area totale}(E \geq 30 \text{ keV})(\theta)} \quad 3.3$$

- Rapporto Picco/Valle, definito come:

$$\frac{P}{V} = \frac{\text{Conteggi corrispondenti al massimo del picco}}{\text{Conteggi corrispondenti a 3 FWHM dal picco (a sinistra)}} \quad 3.4$$

Studi precedenti [48], condotti dal nostro gruppo, hanno dimostrato che la risposta spettroscopica dei rivelatori ad anodo pieno è paragonabile a quella dei rivelatori a strip

solo per angoli molto grandi. Vogliamo confermare questo risultato e dimostrare che, essendo l'anodo segmentato in strip, la variazione dell'angolo di irraggiamento non apporta grandi miglioramenti alle prestazioni spettroscopiche, quindi cerchiamo una prova della superiorità di questi rivelatori.

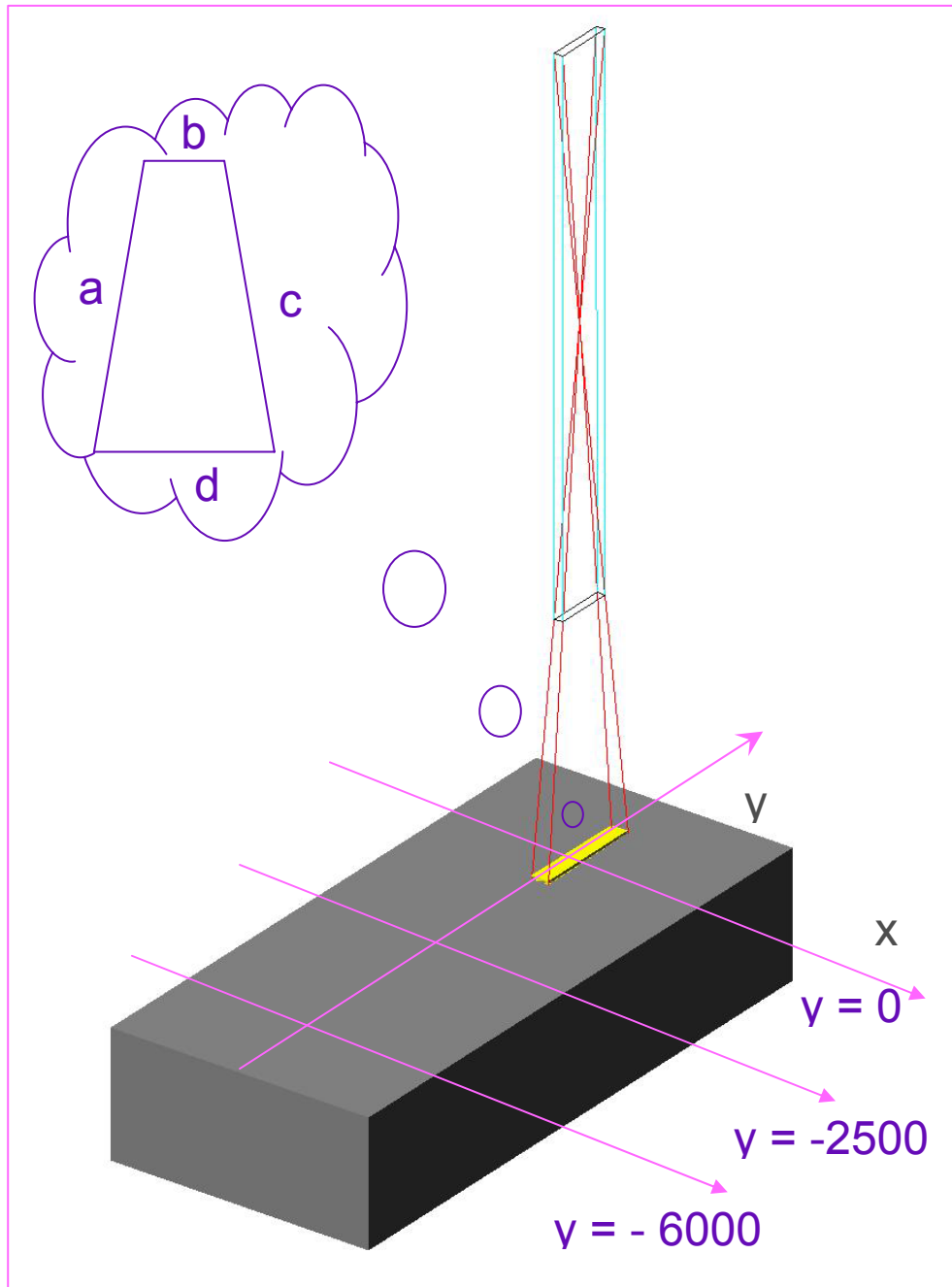


Figura 3.10: Schema della configurazione di irraggiamento.

La sorgente e il collimatore sono stati posti sulla superficie esterna del sistema, in corrispondenza della finestra di apertura, e sono stati mantenuti fissi nella posizione corrispondente al centro della strip investigata. Il miglior angolo di irraggiamento, per ottenere elevate prestazioni spettroscopiche, dipende dall'energia dei fotoni. Come appare chiaramente dagli spettri [53] riportati in figura 3.11, il picco a 14 keV del ^{57}Co appare più alto per piccoli angoli ($\theta \sim 30^\circ$) mentre il picco a 122 keV ad angoli maggiori ($\theta \sim 87^\circ$). Il picco a 60 keV dell' ^{241}Am presenta un numero di conteggi maggiore ad angoli intermedi ($\theta \sim 65^\circ$). L'andamento del miglior angolo di irraggiamento in funzione dell'energia dei fotoni è riportato nel grafico in figura 3.12. I punti sperimentali sono stati fittati con una polinomiale del secondo grado. Per il picco di energia pari a 22 keV del ^{109}Cd il miglior angolo risulta intorno ai 39° .

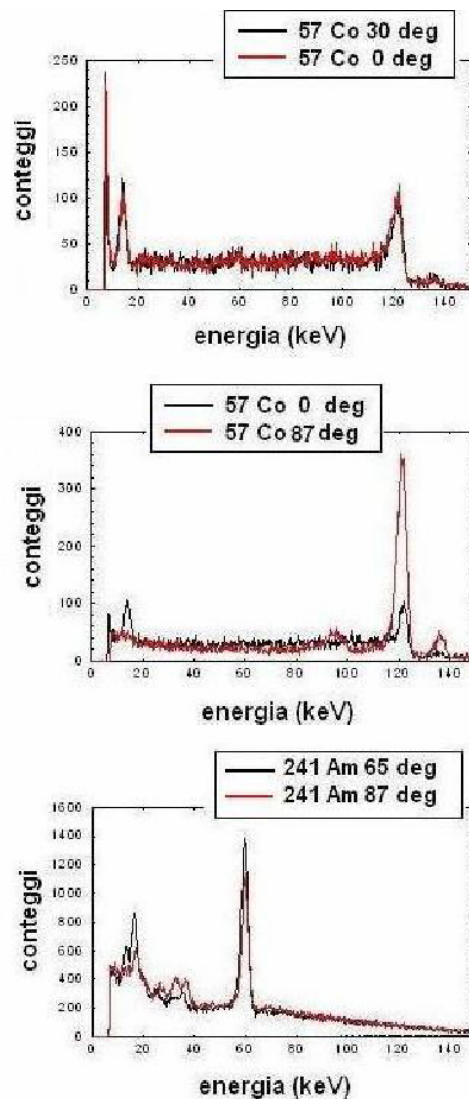


Figura 3.11: Spettri ottenuti per rivelatori con anodo a singola strip da misure precedenti.[54]

Riportiamo i risultati della risposta spettroscopia a vari angoli di irraggiamento riguardanti due strip, in particolare, una strip laterale e una centrale. In tal modo possiamo effettuare anche un confronto sull'andamento al centro e ai lati del rivelatore.

Sono state effettuate misure per valori dell'angolo θ compresi tra 0° a 70° . Gli spettri sono stati acquisiti nella posizione x corrispondente al massimo conteggio, cioè al centro di ognuna delle strip. Nelle figure 3.13 e 3.14 sono riportati gli spettri acquisiti per la sorgente di ^{109}Cd per due delle strip ad un angolo pari a 39° . Avendo mantenuto l'anello di guardia "floating" (cioè non a tensione), si può osservare che la strip laterale conta di più rispetto a quella centrale. Infatti, la carica creata nella zona interstrip viene ripartita fra le due strip adiacenti mentre la carica creata fra la strip laterale e l'anello di guardia viene raccolta interamente dalla strip in questione quando l'anello di guardia non è a tensione. Non essendoci per le strip laterali divisione di carica, il numero di eventi registrati per l'area del picco risulta più alto.

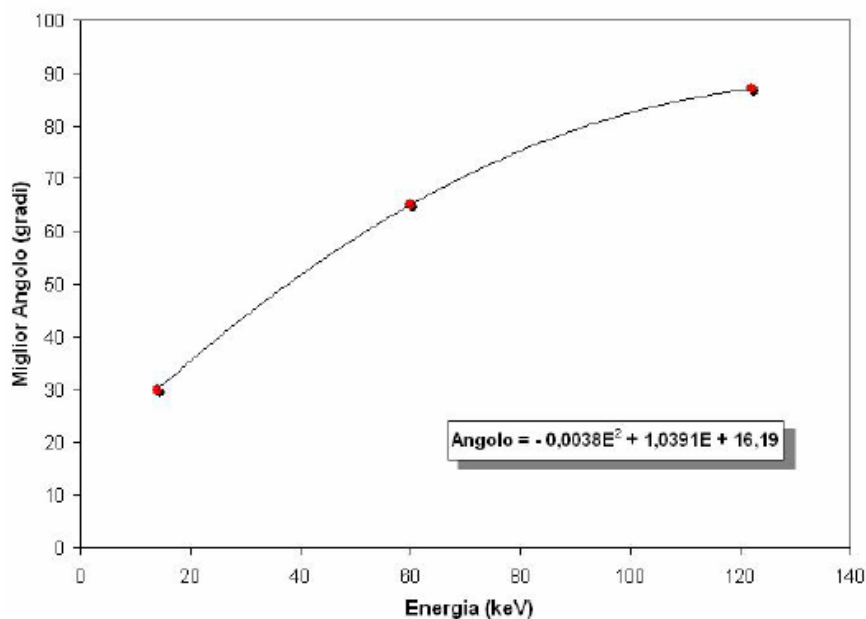


Figura 3.12: Andamento del miglior angolo di irraggiamento in funzione dell'energia.

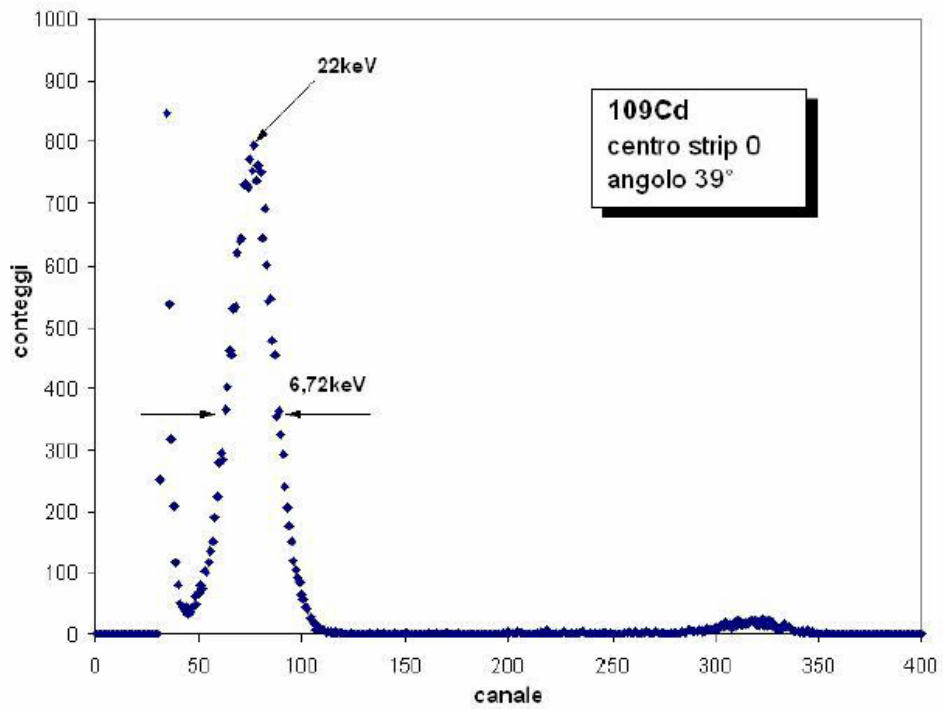
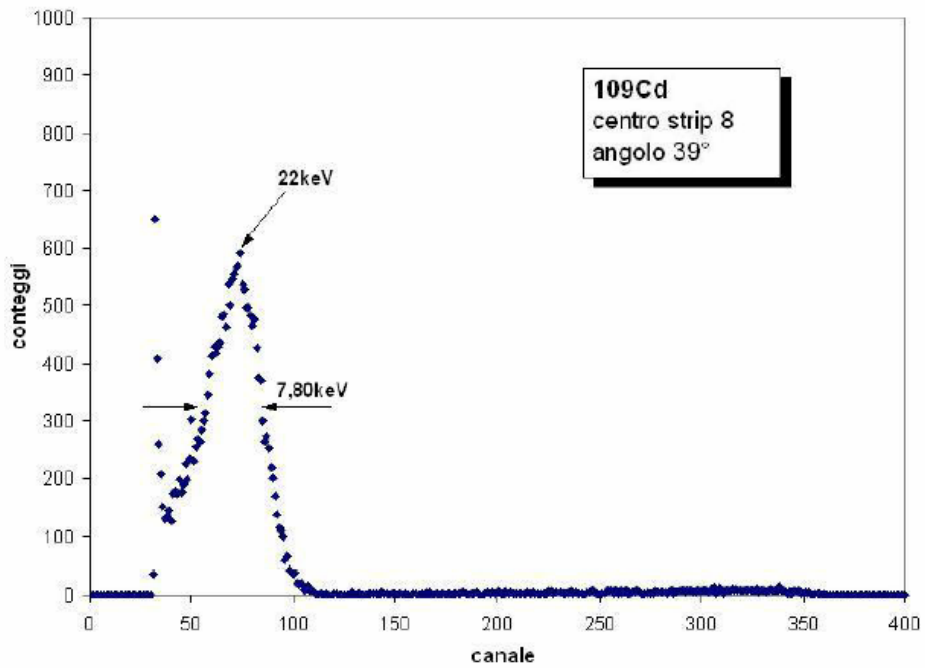


Figura 3.13: Spettro della sorgente ^{109}Cd per una strip laterale (strip 0) del rivelatore 1418-B.



Figura

Figura 3.14: Spettro della sorgente ^{109}Cd per una strip centrale (strip 8) del rivelatore 1418-B.

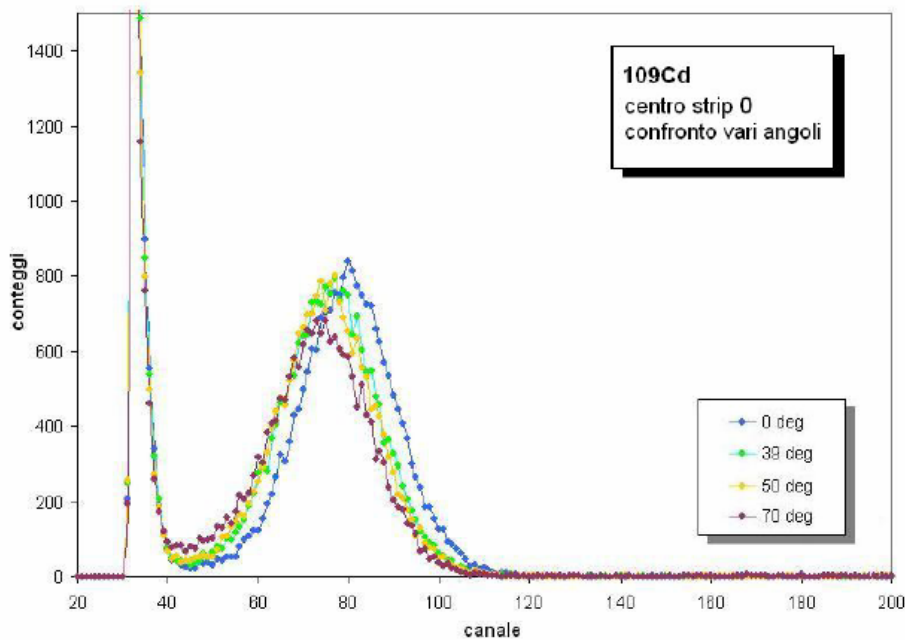


Figura 3.15: Confronto fra spettri della sorgente di ^{109}Cd a diversi angoli su una strip laterale (strip 0), per il rivelatore 1418-B.

In figura 3.15 sono riportati sovrapposti tre spettri, relativi a tre diversi angoli. Confrontando questi spettri, si nota che il numero di conteggi tende a diminuire e il picco si sposta verso sinistra all'aumentare dell'angolo. Questo è dovuto al fatto che al crescere dell'angolo d'incidenza aumenta anche il percorso dei fotoni attraverso lo strato morto. Lo strato morto, cioè lo strato non sensibile del cristallo nella regione sotto gli elettrodi, è dovuto ai trattamenti meccanici e chimici impiegati per la preparazione della superficie (pulitura e etching) prima della deposizione degli elettrodi. Parte dei fotoni di bassa energia, come nel caso del picco a 22 keV, non riescono ad oltrepassare lo strato morto e quindi non danno luogo ad eventi rivelabili.

Nelle figure 3.16 e 3.17 sono riportati due degli spettri acquisiti nella posizione x corrispondente al massimo dei conteggi, cioè al centro di ciascuna strip, relativi alla sorgente di ^{57}Co . Anche in questo caso la strip laterale conta di più a causa della mancata divisione di carica rispetto alle strip centrali. Proprio a causa della divisione di carica nello spettro acquisito sulla strip centrale appare una coda a basse energie che compare in maniera molto ridotta invece nello spettro relativo alla strip laterale perché causata solo dal fenomeno del trapping. Nella figura 3.18 sono riportati sovrapposti tre spettri, relativi a tre diversi angoli, sempre per la sorgente di ^{57}Co .

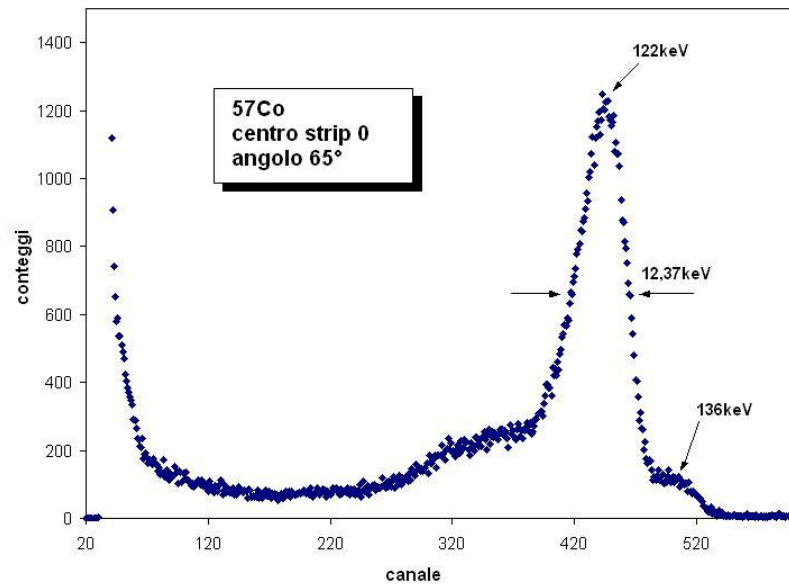


Figura 3.16: Spettro della sorgente di ^{57}Co su una strip laterale (strip 0) rivelatore 1418-B

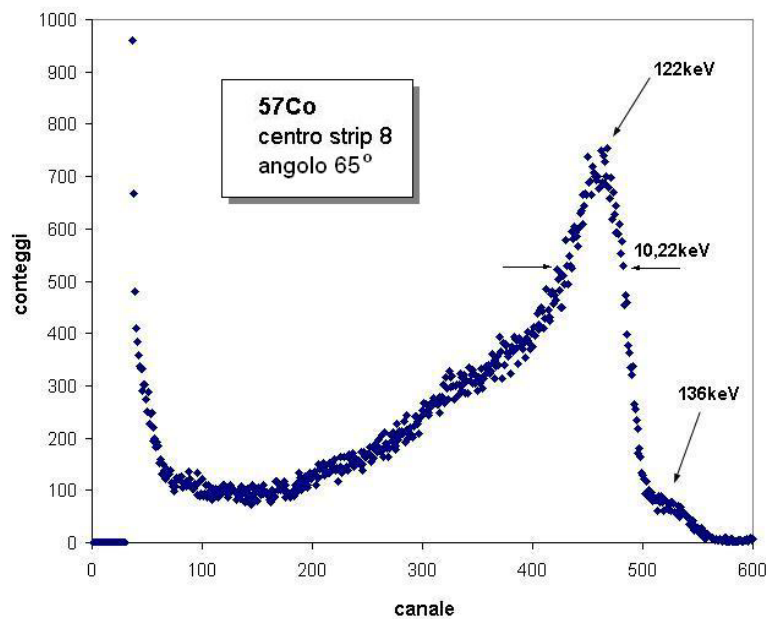


Figura 3.17: Spettro della sorgente di ^{57}Co su una strip centrale (strip 8) rivelatore 1418-B.

Si può osservare che l'efficienza di conteggio migliora per angoli maggiori. Infatti, lo spessore a disposizione dei fotoni aumenta come l'inverso del $\cos\theta$ e più fotoni di alta energia vengono assorbiti e rivelati. Contemporaneamente si osserva un peggioramento della raccolta, dovuto al fatto che al variare dell'angolo di incidenza la zona del rivelatore illuminata dal fascio (aumentano le dimensioni della zona colpita dal fascio) e quindi cambia la risposta.

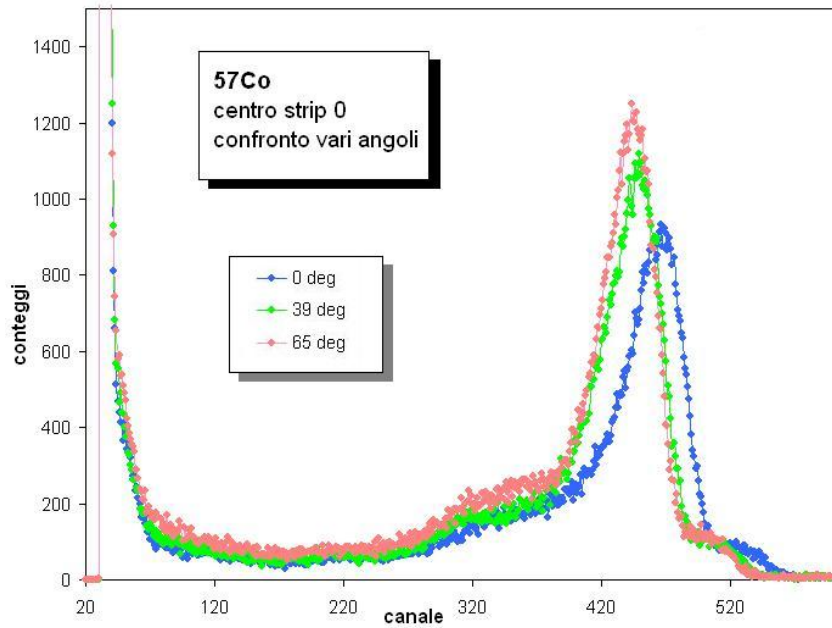


Figura 3.18: Confronto fra spettri acquisiti con la sorgente ^{57}Co a diversi angoli su una strip laterale (strip 0)

In figura 3.19 sono riportati sovrapposti tre spettri corrispondenti a diversi angoli per la sorgente di ^{109}Cd per un secondo rivelatore. Si può osservare che il numero di conteggi resta sostanzialmente inalterato a basse energie. Quindi questo rivelatore mostra migliori caratteristiche rispetto al primo. Questo indica che lo strato morto del secondo rivelatore risulta molto più piccolo rispetto al primo rivelatore.

Tutti gli spettri acquisiti sono stati analizzati con il programma OriginPro 7.0.

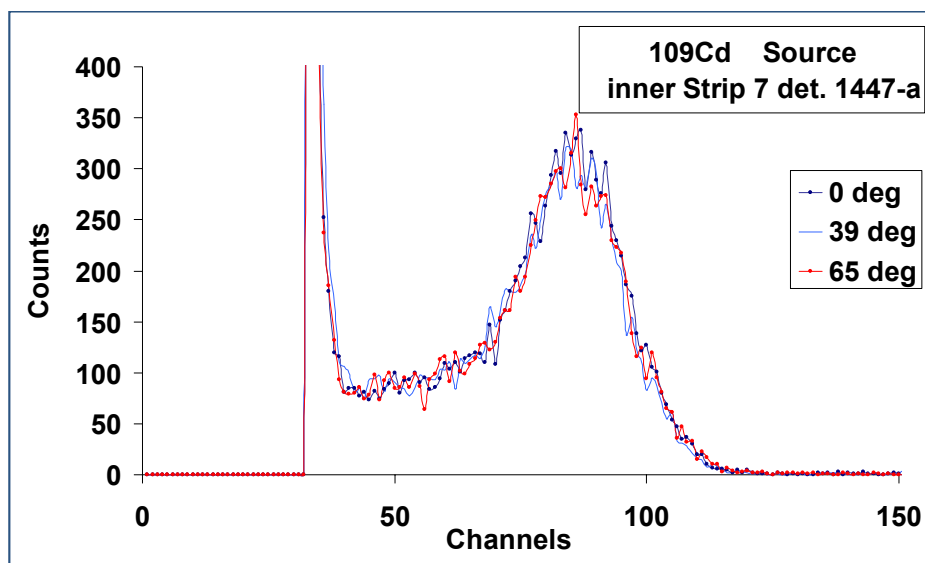


Figura 3.19: Confronto fra spettri acquisiti con la sorgente di ^{109}Cd a diversi angoli su una strip laterale (strip 0), per il rivelatore 1447-A.

Con la sorgente di ^{57}Co si sono effettuate misure al variare dell'angolo per il secondo rivelatore e in figura 3.20 sono riportati sovrapposti tre spettri, relativi a tre diversi angoli. Così come per il primo rivelatore l'efficienza di conteggio migliora per angoli maggiori.

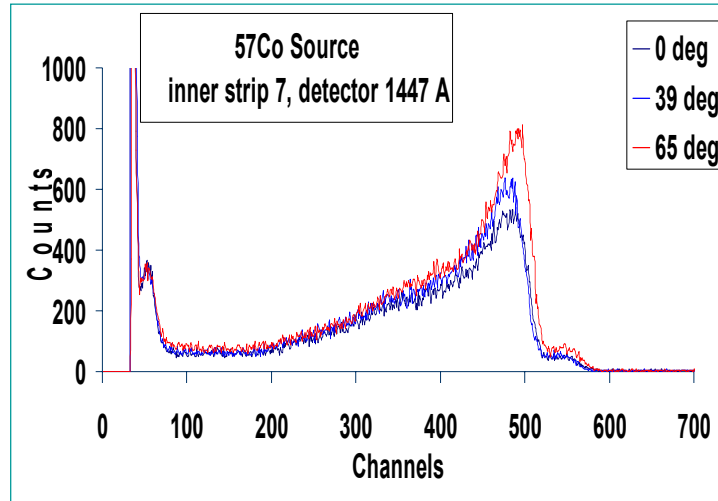


Figura 3.20: Confronto fra spettri acquisiti con la sorgente di ^{57}Co a differenti angoli per il rivelatore 1447-A

3.2.1 Confronto tra le figure di merito

Dall'analisi svolta attraverso la tecnica del *tilting* appare chiaramente che i tre andamenti, ottenuti con la sorgente ^{109}Cd , dell'area (figura 3.21), della FWHM (figura 3.22) ed dell'efficienza relativa di raccolta di carica (figura 3.23) risultano, per i due rivelatori indipendenti dall'angolo. Inoltre, gli andamenti sono equivalenti per i rivelatori esaminati. Il grafico è in scala semilogaritmica in modo da avere un chiaro confronto dei tre andamenti mostrati.

Questo conferma il fatto che per questi rivelatori la tecnica del *tilting* non apporta grandi miglioramenti, poiché essi già beneficiano dell'effetto della segmentazione degli elettrodi. Ne consegue che i rivelatori sono stati fabbricati in modo efficace e riproducibile.

Per avere un'ulteriore conferma di questo risultato si sono confrontati anche gli andamenti ottenuti con la sorgente ^{57}Co . Come mostrato per la sorgente ^{109}Cd anche in questo caso gli andamenti dell'area, riportati in figura 3.24, ma anche della risoluzione energetica e dell'efficienza relativa di raccolta di carica in funzione dell'angolo sono indipendenti dall'angolo e gli andamenti risultano molto simili, come si osserva dai grafici in figura 3.25 e 3.26.

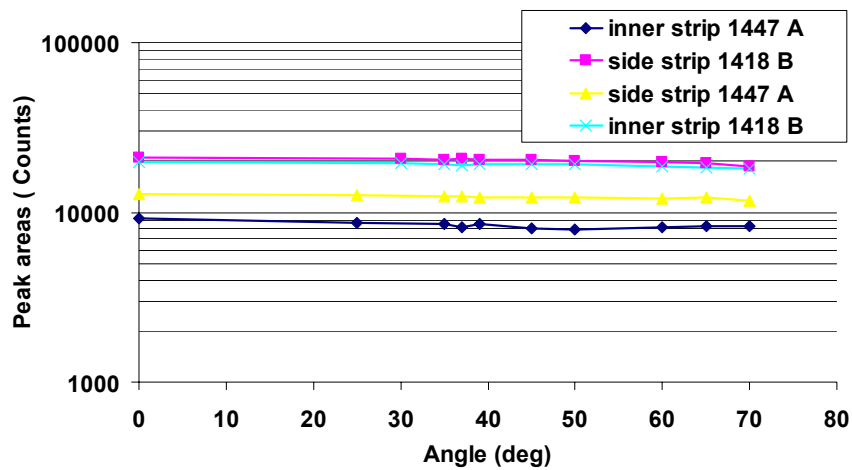


Figura 3.21: Confronto tra gli andamenti dell'area area del picco in funzione dell'angolo con la sorgente di ^{109}Cd

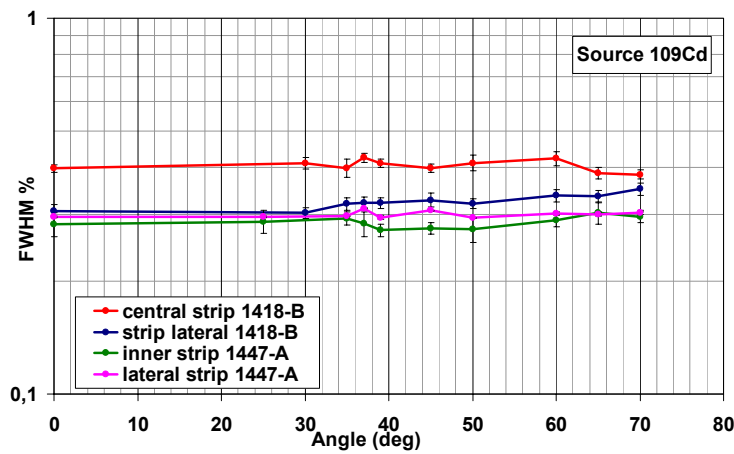


Figura 3.22: confronto degli andamenti della FWHM % in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{109}Cd

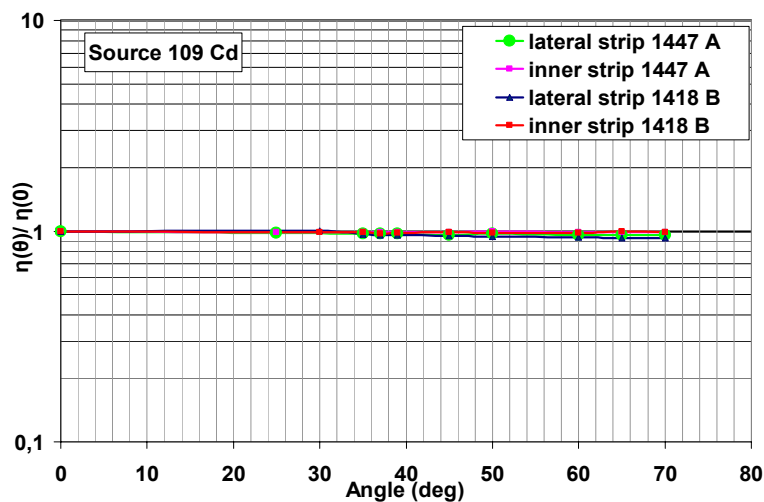


Figura 3.23: confronto degli andamenti dell'efficienza relativa di raccolta di carica in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{109}Cd

In questo caso è stato possibile ricavare un ulteriore parametro, ricavato per la sorgente di ^{57}Co , che conferma ancora maggiormente riproducibilità e bontà dei rivelatori provati: la photofraction definita come. In figura 3.27 è riportato il confronto degli andamenti della photofraction per i due rivelatori. Come appare chiaramente, gli andamenti sono simili e tutti quasi costanti al variare dell'angolo.

Si può concludere che l'analisi e il confronto dei parametri spettroscopici confermano l'ottimizzazione che si ottiene segmentando l'anodo e che la fabbricazione dei rivelatori è avvenuta in modo più che soddisfacente considerando anche le loro innovative dimensioni.

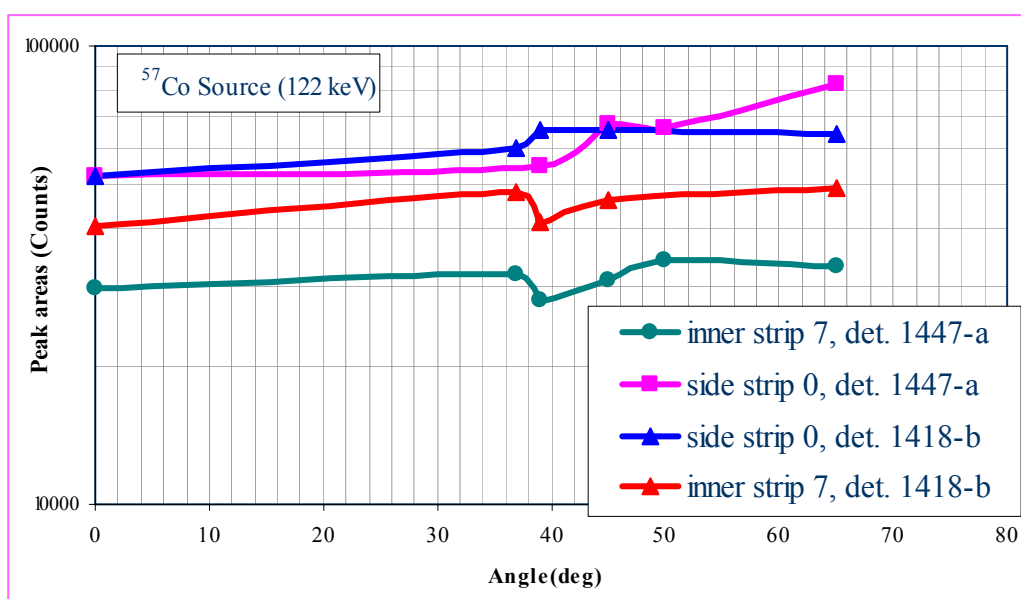


Figura 3.24: Confronto degli andamenti dell'aria in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{57}Co

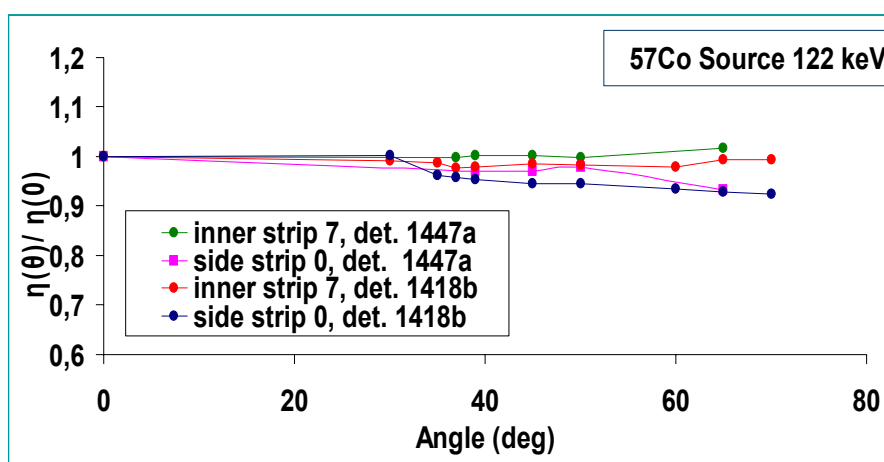


Figura 3.25: Confronto degli andamenti dell'efficienza relativa di raccolta di carica in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{57}Co

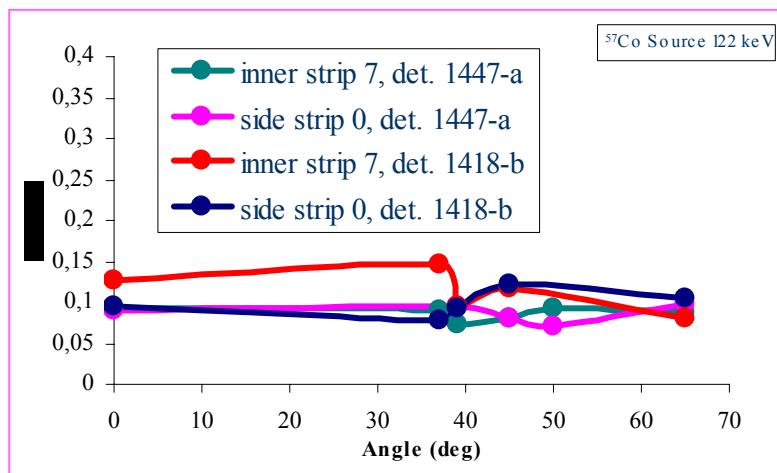


Figura 3.26: Confronto degli andamenti della risoluzione energetica in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{57}Co

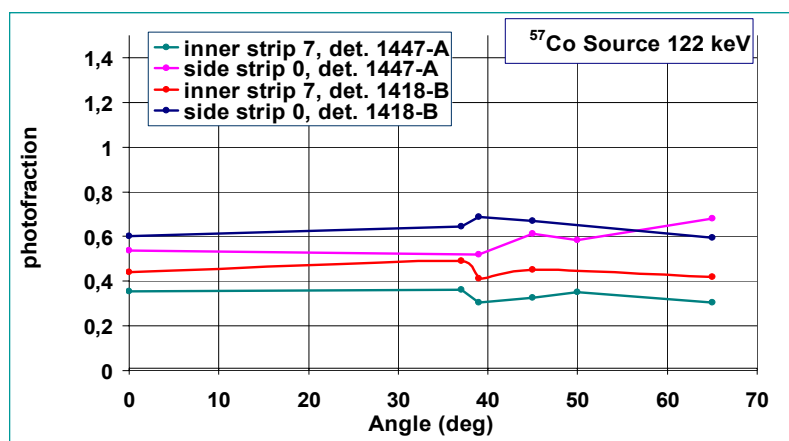


Figura 3.27: Confronto degli andamenti della photofraction in funzione dell'angolo, ottenuti per due rivelatori con la sorgente di ^{57}Co .

3.3 Misure di *scanning*.

Le misure di scansione consentono di “orientarci”, fornendo una mappa dei rivelatori strip per strip, al riguardo dell'uniformità e dell'omogeneità dell'area sensibile. Sono state utilizzate delle sorgenti X di ^{109}Cd e ^{57}Co collimate da tantalio spesso 20 mm e avente una finestra $(2.0 \times 0.3) \text{ mm}^2$ (figura 3.28). È stato studiato l'andamento dei picchi a 22 keV e a 122 keV in modo da avere informazioni sia per fotoni di bassa che alta energia. Gli spostamenti lungo le strip sono eseguite variando la coordinata y, mentre gli spostamenti dal bordo al centro di ciascuna strip sono eseguiti variando la coordinata x. Le sorgenti sono state poste sul sistema di movimentazione, descritto nei precedenti paragrafi, che consente uno spostamento micrometrico in due dimensioni.

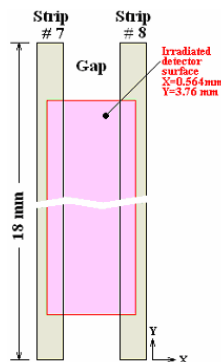


Figura 3.28: Schema della posizione del collimatore

Il segnale è stato prelevato contemporaneamente dalla strip investigata colpita dal fascio e da due strip adiacenti. Tipici spettri sono riportati nelle figure 3.29 e 3.30, 3.31 e 3.32, dove è anche indicato il valore della FWHM espressa in keV, ottenuta mediante il software PeakFit. Essi si riferiscono agli spettri acquisiti, durante la fase di *scanning*, nella posizione x di massimo conteggio della strip osservata. In figura 3.33 sono riportati invece tre spettri sovrapposti, acquisiti da una stessa strip in tre diverse posizioni x per la sorgente di ^{109}Cd . Le tre posizioni scelte come esempio vanno dal bordo al centro della strip. In questo modo si mette in evidenza come spostandoci dal bordo (gap) verso il centro i conteggi aumentano e migliora la raccolta. Negli spettri, per la sorgente di ^{109}Cd , è stato osservato sempre l'andamento del picco a 22 keV, mentre è appena visibile il picco a 88 keV. Sono riportati in figura 3.34 anche esempi di acquisizioni sia con la sorgente di ^{109}Cd che con la sorgente di ^{57}Co al centro della strip e al centro della gap.

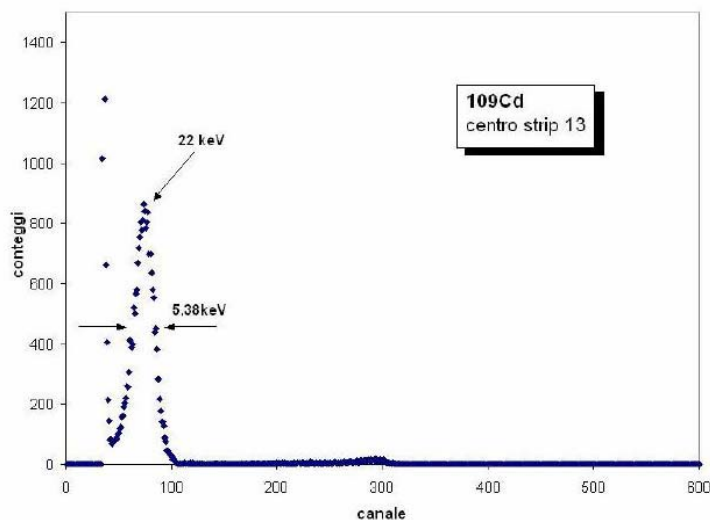


Figura 3.29: Spettro acquisito, con la sorgente ^{109}Cd su una strip interna (strip 13), per il rivelatore 1418-B.

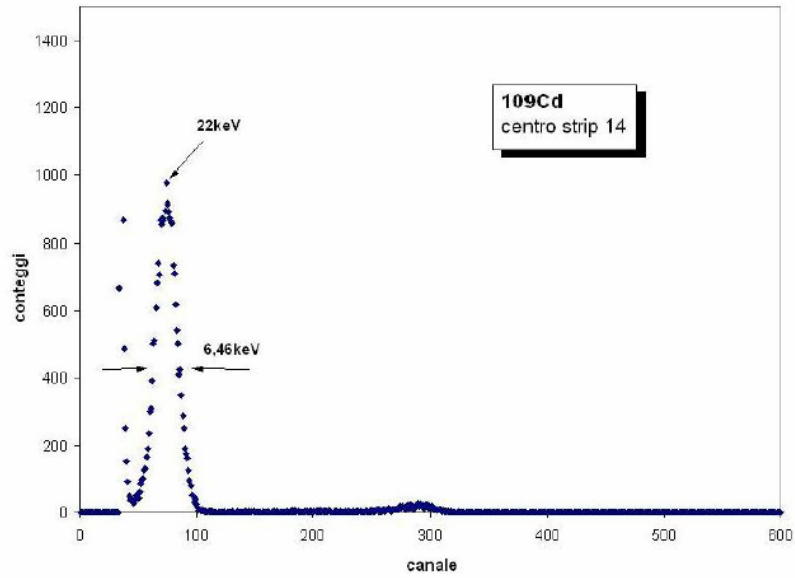


Figura 3.30: Spettro acquisito con la sorgente ^{109}Cd su una strip laterale (strip 14), per il rivelatore 1418-B.

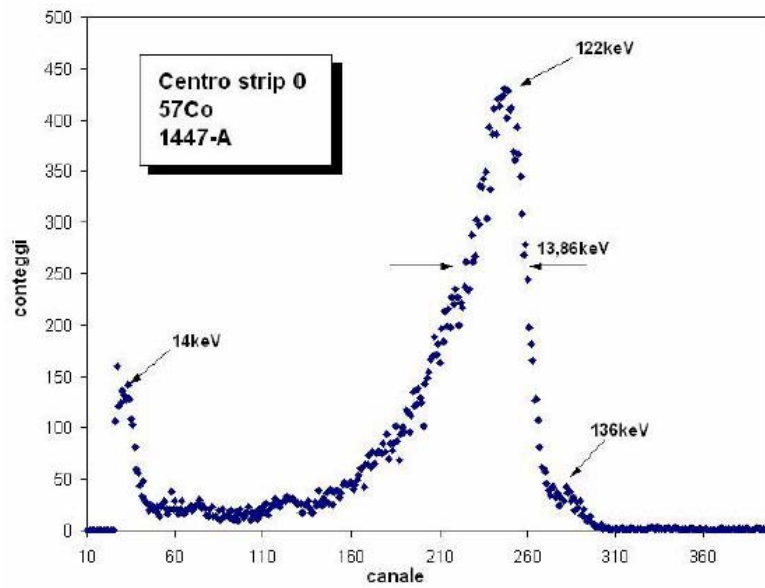


Figura 3.31: Spettro acquisito con la sorgente ^{57}Co per una strip laterale (strip 0) del rivelatore 1447-A.

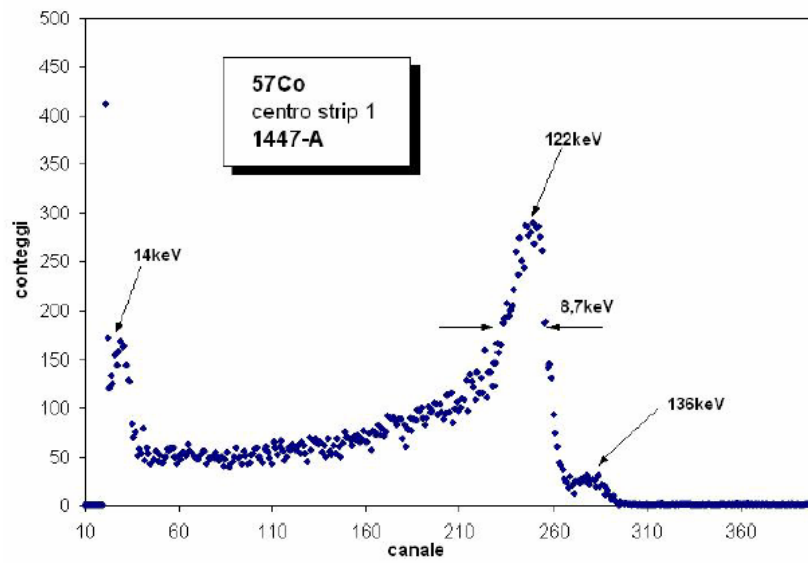


Figura 3.32: Spettro acquisito con la sorgente ^{57}Co per una strip centrale (strip 8) del rivelatore 1447-A.

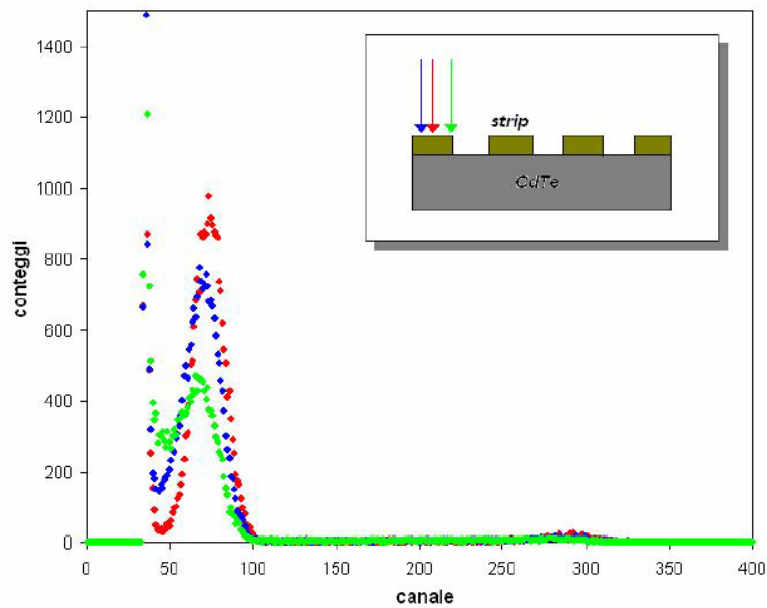


Figura 3.33: Confronto fra tre spettri acquisiti, con la sorgente ^{109}Cd , per il rivelatore 1418-B, in tre diverse posizioni: (rosso): centro strip; (verde): bordo strip; (blu): intermedia fra centro e bordo.

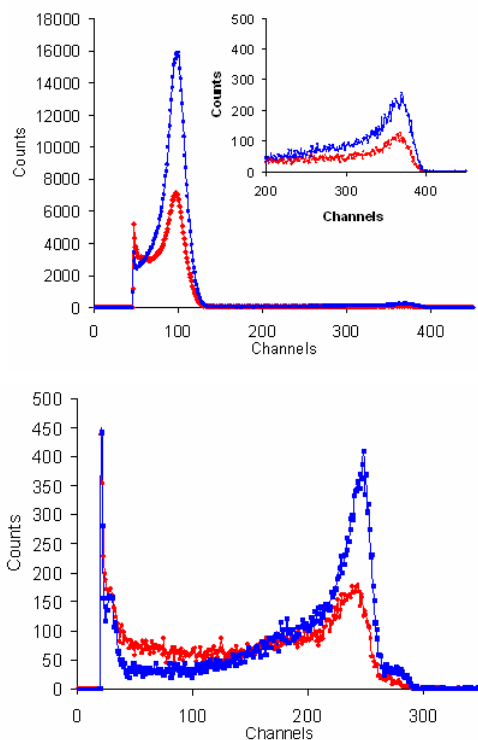


Figura 3.34: Spettro della sorgente di ^{57}Co e ^{109}Cd al centro della strip e al centro della gap.

Per la sorgente di ^{57}Co è stato studiato sempre l'andamento del picco a 122 keV, anche se in alcuni spettri sono visibili i picchi a 14 keV e a 136 keV. Analizzando i dati con il programma OriginPro 7.0 abbiamo calcolato l'area dei picchi per ognuno degli spettri acquisiti nelle diverse posizioni. Riportando l'andamento dell'area dei picchi al variare della x , il tipico grafico ottenuto per questo tipo di rivelatori a strip è una serie di “campane”. Ognuna di queste campane rispecchia la risposta di ciascuna strip. Un andamento tipico relativo al 22 keV del ^{109}Cd è riportato in figura 3.35, da cui si deduce che la raccolta di carica è buona nei 150 μm della larghezza della strip e peggiora nella gap interstrip da ambedue i lati. Per il ^{57}Co si è analizzata l'andamento del 122 keV e del gross count (integrale della regione che va dalla fine del picco del 14 keV fino alla fine del picco a 122 keV, ossia l'integrale dei conteggi attribuibili alla ionizzazione dei fotoni di 122 keV). Un confronto tra gross count e area dei picchi è riportato in figura 3.36. Lo spostamento lungo una strip, cioè lungo la coordinata y , effettuata per ottenere informazioni sull'omogeneità strutturale delle strip e delle caratteristiche del cristallo, è riportato in figura 3.37.

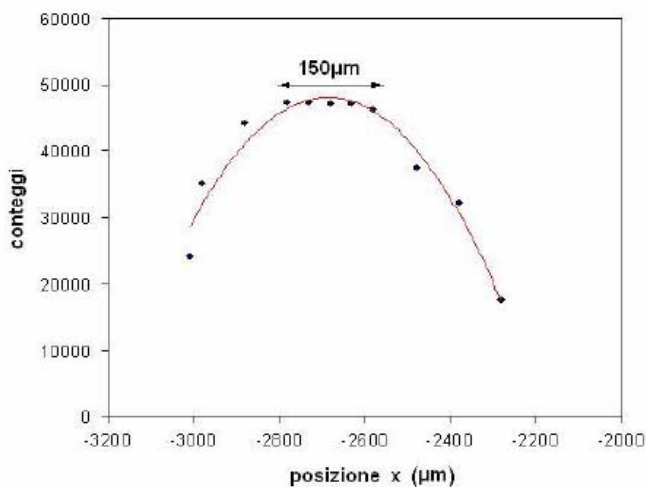


Figura 3.35: Andamento dei conteggi relativi al picco 22 keV della sorgente ^{109}Cd al variare della posizione in x, fissata la y per il rivelatore 1418-B.

Dall'andamento complessivo dello scanning in x, riportato in figura 3.38, si può osservare un diverso tasso di conteggi per le diverse strip per l'area del picco mentre, osservato nella figura 3.39, l'andamento del *gross count* mostra un andamento meno oscillante e con massimi corrispondenti alla posizione centrale delle strip più uniformi. Gli andamenti osservati dipendono dagli effetti del trapping, ma anche da effetti di condivisione di carica tra le strip adiacenti per le quali la perdita parziale di carica è attribuibile alla raccolta parziale da parte di una delle strip adiacenti. Gli estremi osservati per le aree dei picchi dalla figura 3.38 dipendono alla condizione di guard ring floating.

Inoltre bisogna tener presente che, volendo identificare la posizione corrispondente al massimo conteggio con il centro di ciascuna strip, risulta che la distanza centro-centro tra le strip ottenuta dalle misure è quella riportata nello schema in figura 3.40. Dal grafico si può vedere che la distanza tra le strip non è quella prevista dalla maschera utilizzata per la deposizione degli elettrodi. Questo, in aggiunta alla misura della gap tra due strip (figura 3.41) e alla risposta non uniforme lungo una stessa strip (figura 3.42) ci porta a supporre che le dimensioni non usuali abbiano effetto sulla qualità dei cristalli ed inoltre che durante il processo di fabbricazione parte delle strip potrebbero essere state danneggiate causando una risposta disuniforme e oscillante lungo le strip.

D'altro canto, si può osservare che l'andamento delle figure di merito risulta sostanzialmente uniforme lungo le strip. Un esempio è riportato nel grafico di figura 3.43, che mostra la risoluzione energetica. Quanto detto ci fa supporre le disuniformità non

influenzano in un'unica direzione le prestazioni e quindi che i rivelatori provati sono realizzati in maniera adeguata alla richiesta di prestazioni spettroscopiche elevate.

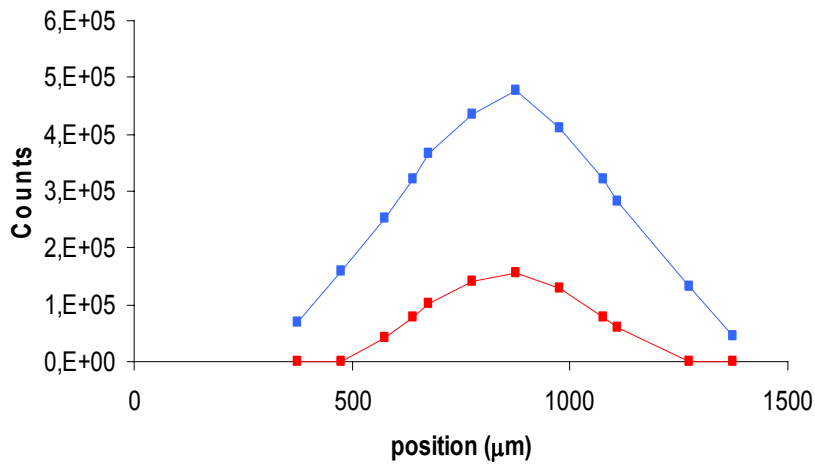


Figura 3.36: Andamento dell'area (●) del picco a 122 keV e del gross count (■) relativi ad una strip al variare della posizione in x, fissata la y, ricavato con la sorgente ^{57}Co

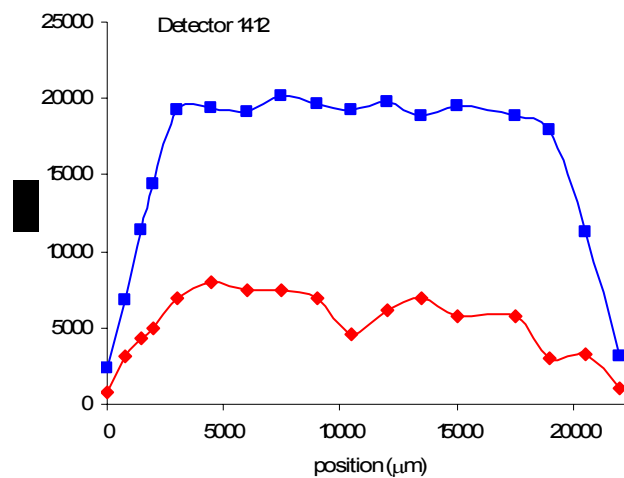


Figura 3.37: Scansione lungo una strip: (●) area del picco 122 keV, (■) gross count

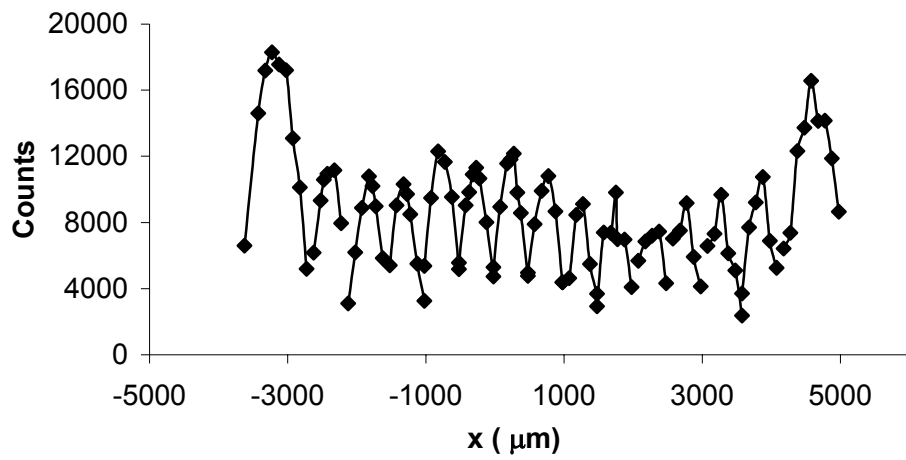


Figura 3.38: Andamento tipico dell'area del picco a 122 keV al variare della posizione in x, fissata la y

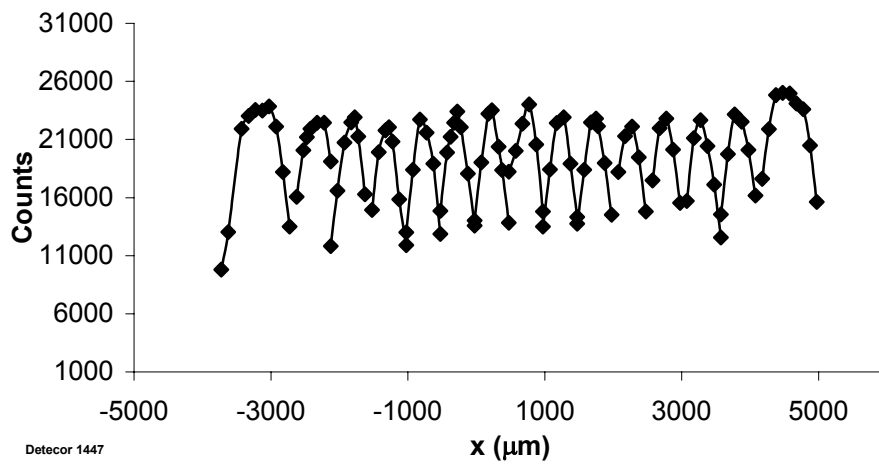


Figura 3.39: Andamento tipico del gross count relativo al 122 keV al variare della posizione in x, fissata la y

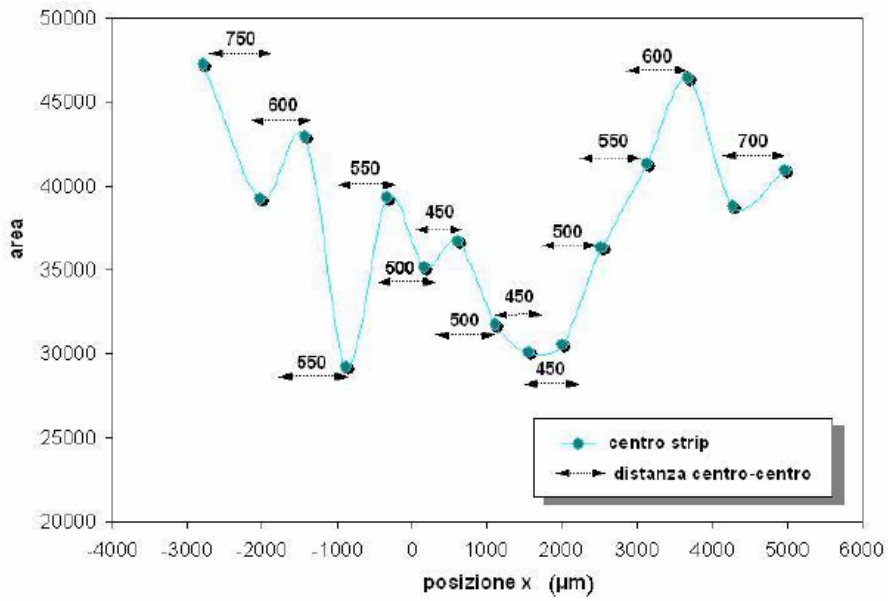


Figura 3.40: Distanze centro-centro espresse in μm e andamento del massimo conteggio di ogni strip al variare di x , ricavato con la sorgente ^{109}Cd , per il rivelatore 1418-B.

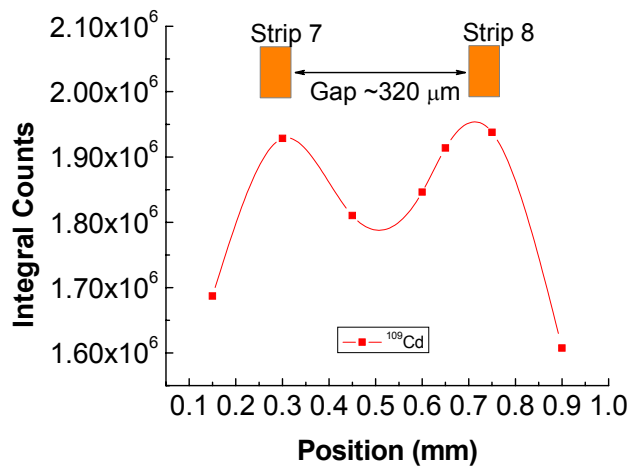


Figura 3.41: Andamento dell'area del picco in funzione della posizione x . Valutazione della gap tra due strip

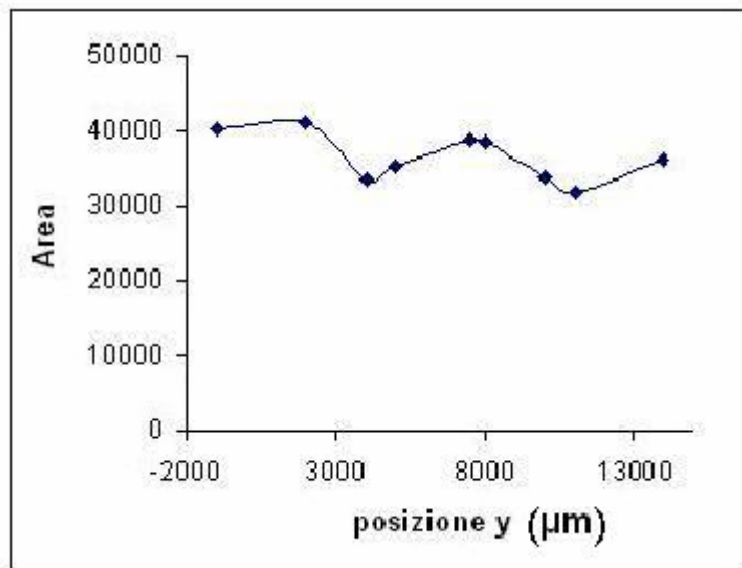


Figura 3.42: Andamento dell'area del picco al variare della posizione y , ricavato con la sorgente ^{109}Cd , per il rivelatore 1418-B.

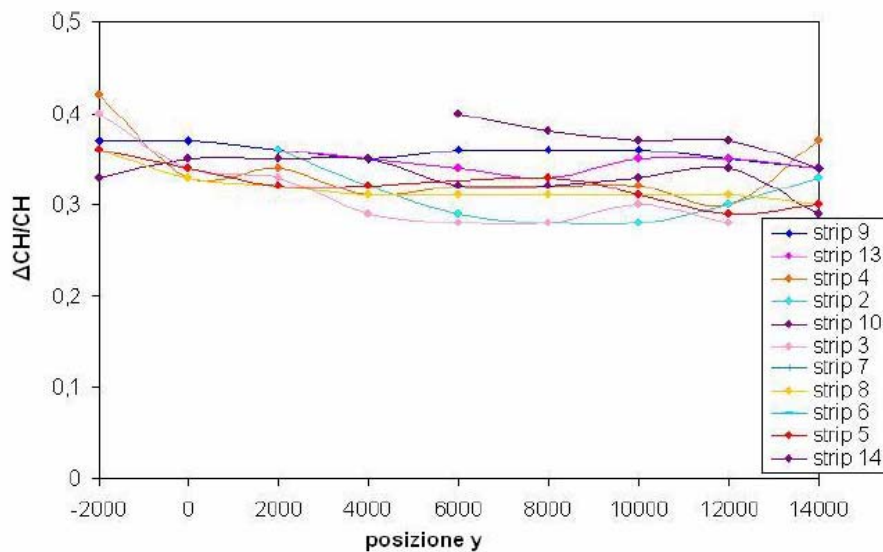


Figura 3.43: Andamento della FWHM, espressa in percentuale, al variare della posizione y , ricavato con la sorgente ^{109}Cd , per il rivelatore 1418-B.

3.4 Misure di *charge sharing*

Il charge sharing rappresenta quel fenomeno che avviene quando il fotone incidente interagisce nella regione tra due strip adiacenti, ossia nella regione della gap. Il segnale

prodotto dal fotone incidente non sarà interamente raccolto da una singola strip ma sarà condiviso tra due strip adiacenti. Il segnale totale, di ampiezza proporzionale all'energia del fotone incidente, si suddivide tra le due strip dando luogo a due segnali con una più bassa ampiezza la cui somma restituisce il segnale totale. Da ciò risulta che negli spettri delle singole strip si osserva una coda a più basse energie rispetto al picco di piena energia. In parte questa coda sarà causata da eventi condivisi, con segnali di ampiezza minore rispetto al picco di piena energia, e in parte dovuta al trapping.

Dalle misure di scansione e di tilting dei rivelatori si sono osservati effetti di condivisione di carica, allora, questa ultima parte del lavoro è dedicata, attraverso l'impiego di due set-up sperimentali di misura, basati su due tipi di elettronica dedicata, a misura sul *charge sharing*. Le misure sono state effettuate con un sistema hardware tradizionale di coincidenza e, per confronto, si è utilizzato un secondo sistema Takes hardware dedicato assieme ad un sistema software sviluppato ad hoc che consente un'analisi off-line dei dati. Le misure descritte di seguito permettono di fornire una valutazione della percentuale di eventi condivisi in funzione dell'energia incidente per i rivelatori utilizzati.

3.4.1 Set-up sperimentale.

Il set-up sperimentale, sia tradizionale di coincidenza hardware che Takes hardware corredato da un sistema software, scritto in linguaggio IDL, per l'analisi off line dei dati, proposto per i test esegue l'accumulo di dati relativi ad eventi di interesse senza perdere informazioni mediante algoritmi o analisi preliminare; in altri termini non sono previste pre-elaborazioni sui dati, ma registrazione degli eventi codificati originari.

3.4.2 Set-up HardWare tradizionale.

Il set-up HW è basato sull'impiego di modulistica NIM, con soglie di energia e coincidenza universale, ed è rappresentato schematicamente in figura 3.44 e 3.45 per due canali di rivelazione, cioè due strip adiacenti.

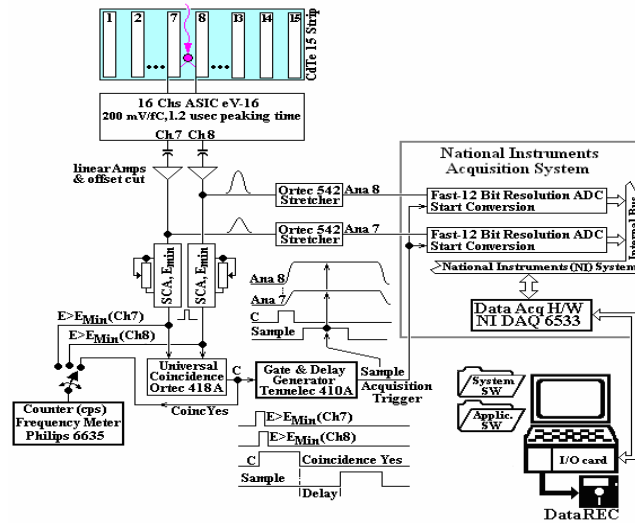


Figura 3.44: Set-up sperimentale di coincidenza hardware per la misura della carica condivisa per due strip adiacenti.

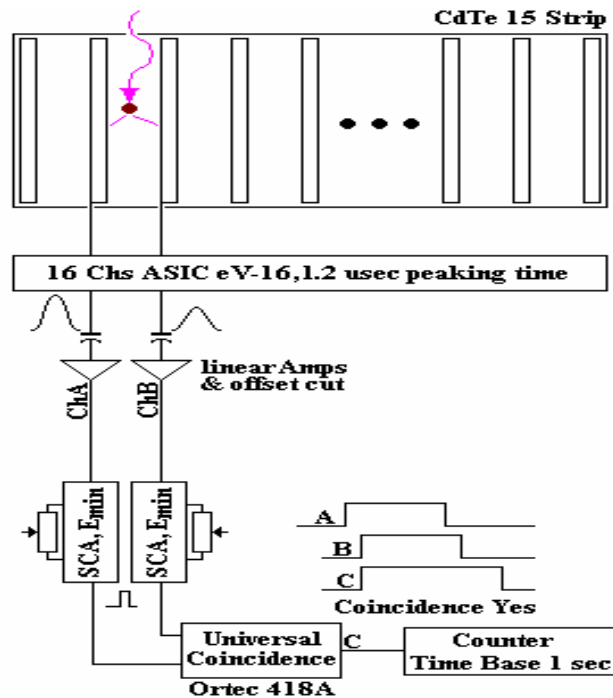


Figura 3.45: Catena NIM per verifica-confronto del numero degli eventi “doppi” ottenuti col sistema di acquisizione di Fig. 3.44.

3.4.3 Misure acquisite in coincidenza con il sistema hardware tradizionale

Il sistema di coincidenze hardware permette di registrare eventi che cadono nella finestra di coincidenza scelta e capire se sono eventi singoli o eventi doppi. Gli eventi

singoli sono quegli eventi registrati da una sola strip nella finestra di coincidenza dovuti ad un singolo fotone incidente, mentre gli eventi doppi sono segnali registrati nella finestra di coincidenza su due strip adiacenti originati da un singolo fotone. La maggiore fonte di errore proviene dal fatto che è stato utilizzato un collimatore dalle dimensioni tali da irraggiare sia la zona della gap che delle strip. Succede allora che potrebbero arrivare, nella finestra di coincidenza, due fotoni singoli in vicinanza delle due strip adiacenti e quindi due eventi singoli potrebbero essere scambiati per un evento doppio. I valori ottenuti allora sovrastimerebbero così la percentuale degli eventi condivisi. Per limitare questo problema si sceglie un'opportuna finestra di coincidenza, valutando l'influenza del tempo di coincidenza sul charge sharing. Con il sistema hardware è stato scelto un tempo di coincidenza pari a $2.5 \mu\text{s}$ e gli spettri dei singoli e dei doppi eventi ottenuti sono riportati di seguito. Si possono osservare gli spettri degli eventi singoli relativi a due strip adiacenti in figura 3.46 mentre nella figura 3.47 osserviamo gli spettri degli eventi doppi accumulati sulle due strip per la sorgente di ^{57}Co . Infine, in figura 3.48 si riporta la mappa bidimensionale per questa sorgente per le due strip. Nelle figure 3.49 e 3.50 si possono osservare gli spettri degli eventi doppi relativi alla sorgente di ^{109}Cd e la relativa mappa mentre nelle figure 3.51 e 3.52 gli spettri degli eventi doppi e la relativa mappa per la sorgente di ^{241}Am .

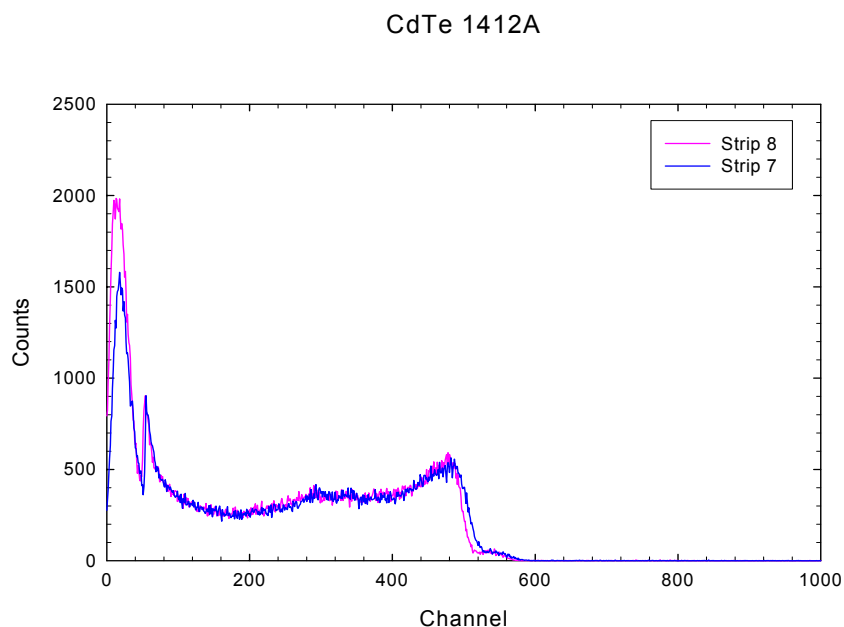


Figura 3.46: Spettro degli eventi singoli relativi a due strip (strip 7 e strip 8) con l'elettronica hardware di coincidenza per la sorgente di ^{57}Co .

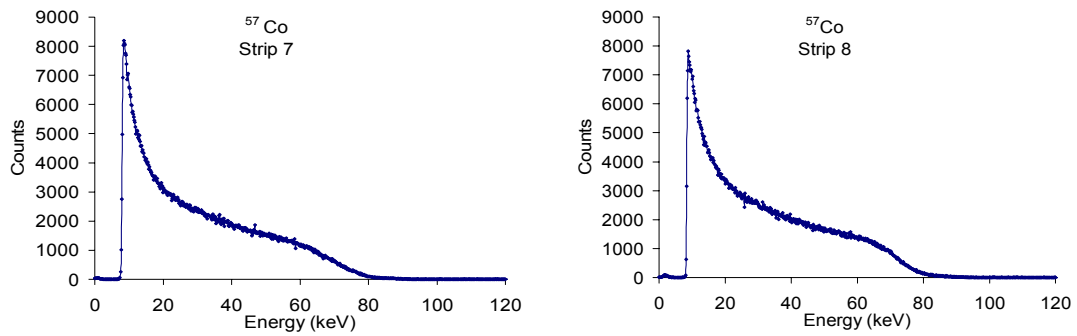


Figura 3.47: Spettri degli eventi doppi relativo a due strip adiacenti con l'elettronica hardware di coincidenza per la sorgente di ^{57}Co

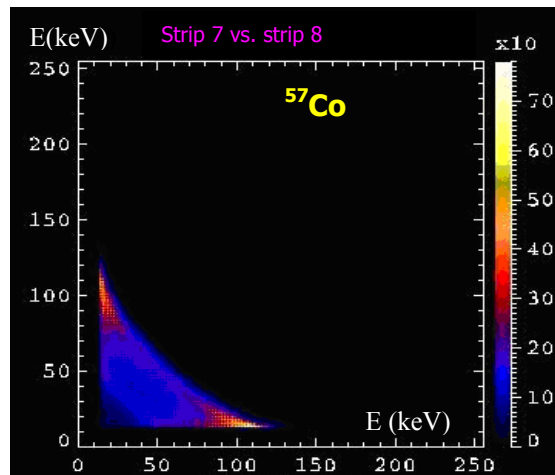


Figura 3.48: Mappa della sorgente di ^{57}Co degli eventi doppi

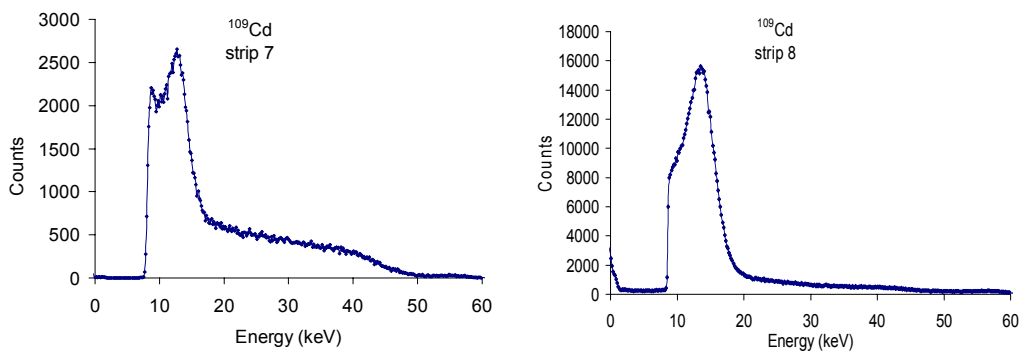


Figura 3.49: Spettri degli eventi doppi relativo a due strip adiacenti con l'elettronica hardware di coincidenza per la sorgente di ^{109}Cd

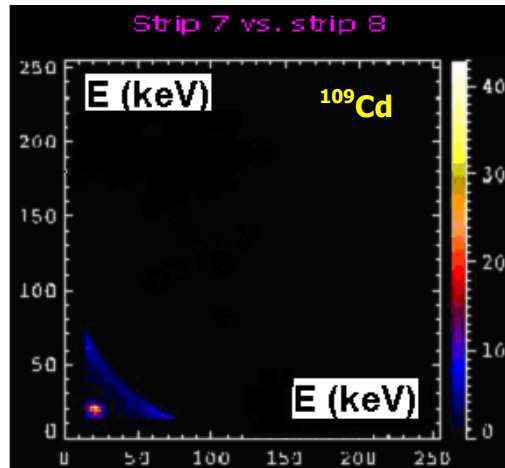


Figura 3.50: Mappa della sorgente di ^{109}Cd degli eventi doppi.

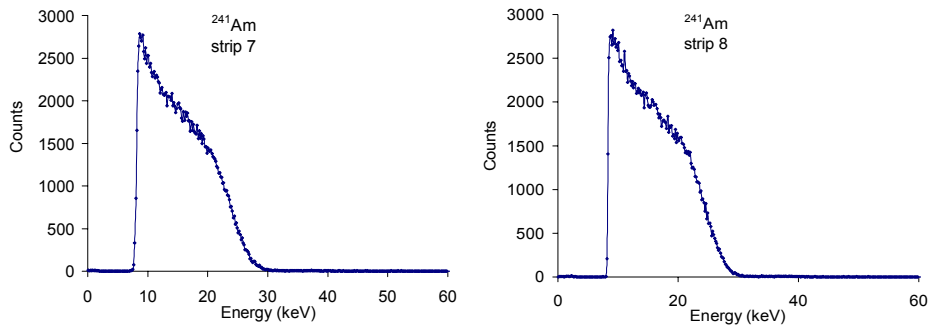


Figura 3.51: Spettri degli eventi doppi relativo a due strip adiacenti con l'elettronica hardware di coincidenza per la sorgente di ^{241}Am

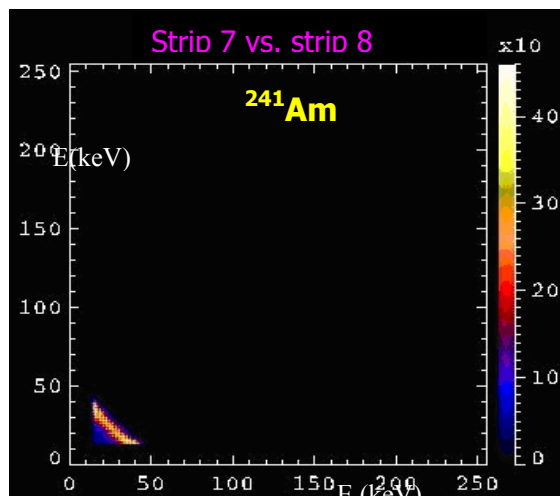


Figura 3.52: Mappa della sorgente di ^{241}Am degli eventi doppi

3.4.4 Elettronica Takes.

L'elettronica Takes (figura 3.53) è predisposta per il processamento di un set di 16 canali analogici forniti da rivelatori a stato solido. Inoltre, l'ingresso in AC dei canali del Takes garantisce l'eliminazione dell'offset DC presente sulle linee di uscita dell'ASIC eV-16. I segnali provenienti da due strip adiacenti sono inviati al Takes tramite cavi coassiali e processati analogicamente seguendo queste regole: ogni segnale è inviato ad uno stetcher per impulsi (PPS) e ad un comparatore di tensione con soglia di energia minima (E_{\min}). Ogni segnale con $V_i > E_{\min}$ viene pre-allungato per un tempo pari al tempo di rise time ($\approx 1-1.5 \mu\text{sec}$) fissato nell'ASIC eV-16.

Le uscite digitali delle soglie E_{\min} sono inviate ad una logica di coincidenza, il cui criterio di base consiste nel fatto che il post-allungamento dei segnali analogici è consentito se vi è un solo segnale o due segnali contemporanei entro il tempo di coincidenza fissato. In altri termini, se un solo segnale analogico è presente e supera la soglia, esso viene pre-allungato e ne viene sostenuto il post-allungamento per consentire la codifica in digitale nel convertitore ADC flash a 12 bit.

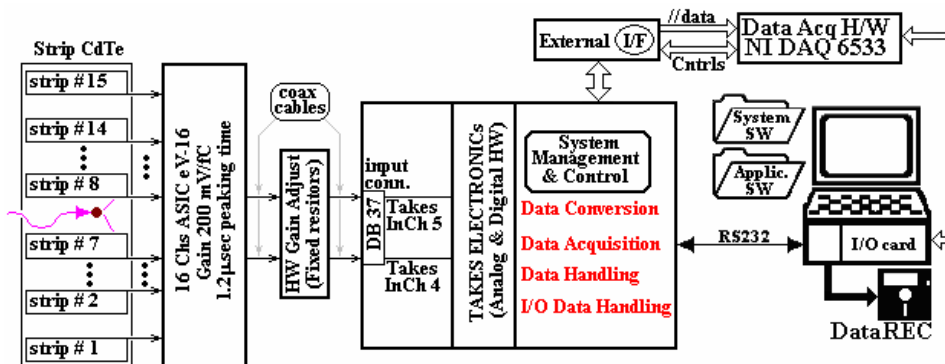


Figura 3.53: Set-up sperimentale del sistema di coincidenze hardware takes per la misura della condivisione di carica tra strip adiacenti.

Nel caso in cui vi siano due segnali “coincidenti” che superino entrambi la soglia E_{\min} , entrambi vengono post-allungati e convertiti in sequenza dall'ADC. Segnali con molteplicità ≥ 3 entro il tempo di coincidenza vengono rigettati. Nel set-up di figura 3.53, che considera solo il trattamento di due segnali, l'energia di ogni evento (singolo o doppio che superi E_{\min}) viene codificata a 10 bit significativi e ad ogni canale è associato un codice (indirizzo). Inoltre, la logica di Takes aggiunge anche un campo codificato che

permette di individuare se si tratti di evento singolo o doppio. Per motivi progettuali, il Takes serializza al suo interno i dati di energia digitalizzati dall'ADC e quelli di corredo. La codifica di energia, di indirizzo e di tipo di evento sono mostrati in Figura 3.54: ogni evento è costituito da un dato a 32 bit, ovvero per eventi singoli viene inviato all'esterno un dato a 32 bit, eventi doppi in coincidenza sono caratterizzati da due dati a 32 bit, etc.

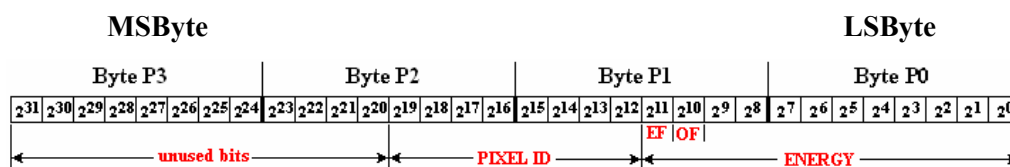


Figura 3.54: Codifica di ogni evento.

Il sistema realizza delle coincidenze temporali tra i segnali provenienti dalle strip per riconoscere eventi doppi. L'intervallo di coincidenza è programmabile in 1, 2, 4, 8 e 16 μ s. I segnali sono convertiti in digitale da un Flash ADC a 12 bit. Il segnale è acquisito registrando i 10 bit più significativi. La struttura della parola a 32 bit è la seguente :

- 10 bit ADC energia segnale da ADC
- 1 bit OF Overflow Flag: 1 se il segnale supera il di energia massima.
- 1 bit EF End of Event EF = 0 per eventi singoli e EF = 1 per eventi doppi.
- 8 bit Pixel ID indirizzamento della strip
- 12 bit NC non utilizzati

Dato che la acquisizione dei dati all'esterno è basata su una interfaccia digitale National Instrument NI DAQ 6533 che invia dati paralleli al PC di governo del sistema, è stato necessario parallelizzare i dati digitali forniti dal Takes tramite una interfaccia serie-parallelo (figura 3.53).

3.4.5 Il sistema di acquisizione dati off-line.

Il modulo SW, sviluppato "ad hoc" in ambiente LabView National, è costituito da:

- SW di acquisizione che sovrintende alla gestione della raccolta-dati ed al colloquio con la I/F NI DAQ 6533 (Flag-Data Acknowledge);
- SW di organizzazione dei dati in files per l'analisi off-line;
- SW di gestione del quick-look durante la acquisizione;
- SW di settaggio dei parametri iniziali di Takes (comandi remoti via RS232).

I risultati ottenuti con il sistema di acquisizione dati (dati registrati) sono stati confrontati con quelli ottenuti con la catena HW descritta in precedenza: la percentuale di eventi “doppi” contati con la catena HW coincide con quella degli eventi registrati dal sistema di acquisizione dati.

3.4.6. Analisi off-line.

L’analisi off-line, basata su SW sviluppato in ambiente IDL, dove svolgere almeno i seguenti compiti:

- isolamento degli eventi singoli da quelli “doppi” e decodifica degli eventi a condivisione di carica;
- analisi degli eventi “doppi” (spettroscopia, statistica, etc) con verifica “interna” della energia del fotone primario;
- spettroscopia degli eventi “singoli”;
- spettroscopia degli eventi “multipli”;
- mappe;

In figura 3.55 si osserva il display realizzato dal SW di acquisizione.

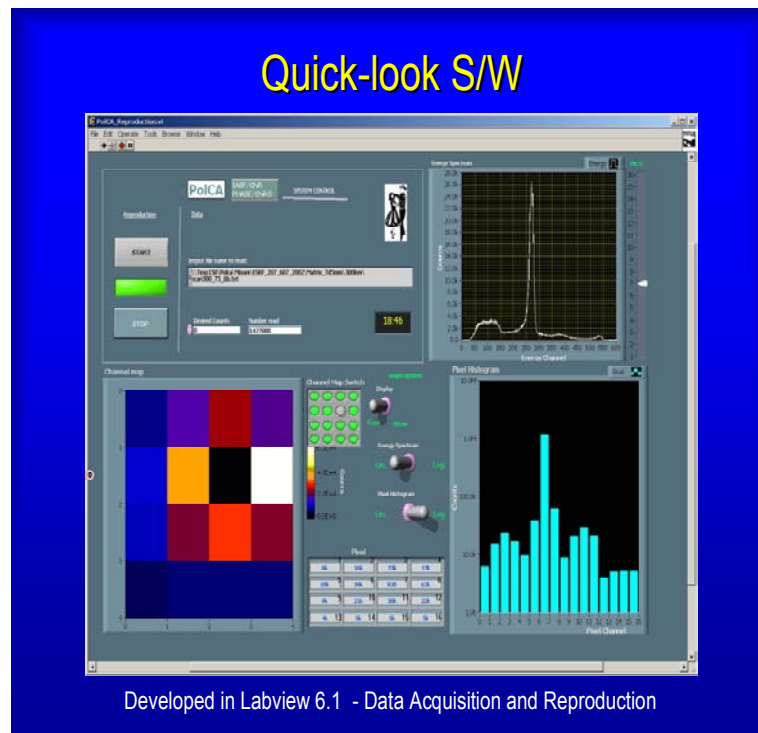


Figura 3.55: Display del SW di acquisizione/quick-look.

3.4.7 Misure acquisite con il sistema Takes e analizzate con il software off-line.

L'obiettivo di questa misura è valutare il charge sharing prodotto da un singolo fotone primario che interagendo nella zona tra due strip adiacenti, gap, provoca un segnale doppio di carica, rivelato nella finestra di coincidenza, sulle due strip analizzate. Per misurare questi eventi doppi è necessario che lo spot della sorgente sia tale da irraggiare solo la zona interstrip in modo da generare solo eventi condivisi (ideale sarebbe uno spot puntiforme o lineare parallelo alle strip). A questo scopo è possibile utilizzare dei collimatori ma purtroppo, le sorgenti in nostro possesso non sono molto intense, per cui è stato necessario trovare un compromesso tra dati statisticamente significativi, ottenuti in un tempo di acquisizione ragionevole, e dimensioni del collimatore che non riducano troppo l'intensità della sorgente. Le dimensioni dei collimatori studiati per le sorgenti in nostro possesso producono uno spot sul rivelatore maggiore della dimensione della gap. Ciò significa che non solo la gap ma in parte anche le strip sono illuminate contemporaneamente. Come conseguenza gli eventi doppi registrati possono essere generati da diversi fenomeni oltre che dovuti al charge sharing. Nella finestra di coincidenza quindi osserveremo eventi singoli raccolti quando il fotone interagisce in vicinanza di una strip, eventi doppi generati da effetti di charge sharing ma anche eventi doppi casuali dovuti a due fotoni primari che interagiscono sulle due strip nella finestra di coincidenza e quindi vengono registrati come doppi. Il sistema di coincidenza, infatti, non distingue tra gli eventi doppi veri e doppi falsi. L'analisi off-line permette però di isolare parzialmente le coincidenze vere da quelle casuali. Il criterio utilizzato per rigettare i dati si basa su considerazioni fisiche. Poiché la probabilità di ottenere eventi casuali aumenta con la finestra di coincidenza è preferibile usare finestre quanto più piccole possibile, ossia dell'ordine del tempo di salita del segnale.

Le strip investigate per la misura degli effetti del charge sharing sono la 7 e la 8. Sono state scelte le strip centrali per evitare il più possibile eventuali effetti di bordo causati dalla non uniformità del campo in prossimità del bordo del rivelatore. Per ridurre al massimo il problema dovuto alle grosse dimensioni del collimatore si è scelta una geometria di irraggiamento riportata in figura 3.56. Si può osservare che in questo modo si irraggia il centro della gap e la strip 7 ma la strip 8 rimane fuori dallo spot della sorgente. Lo spot della sorgente sul rivelatore è pari a 0.9 mm · 1.8 mm. Sono state effettuate misure anche con il collimatore mostrato in figura 3.28. Prima di iniziare le misure necessarie per valutare il charge sharing è stato necessario eseguire misure per valutare la posizione

corrispondente al centro delle strip in modo da avere riferimento da cui partire. I risultati ottenuti con il collimatore di figura 3.28 (parallelo alle strip) sono riportati in figura 3.57, mentre i risultati ottenuti per il collimatore riportato in figura 3.56 (perpendicolare alle strip) sono riportati in figura 3.58

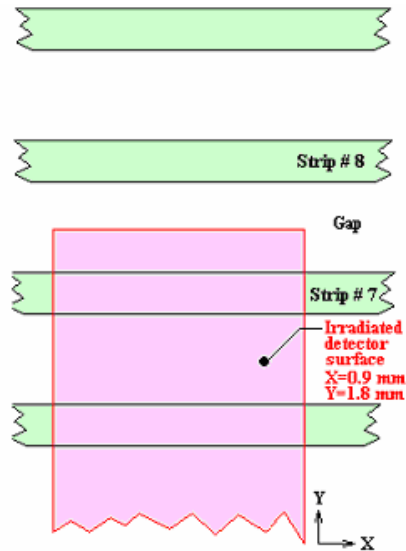


Figura 3.56: Collimatore impiegato per le misure di charge sharing.

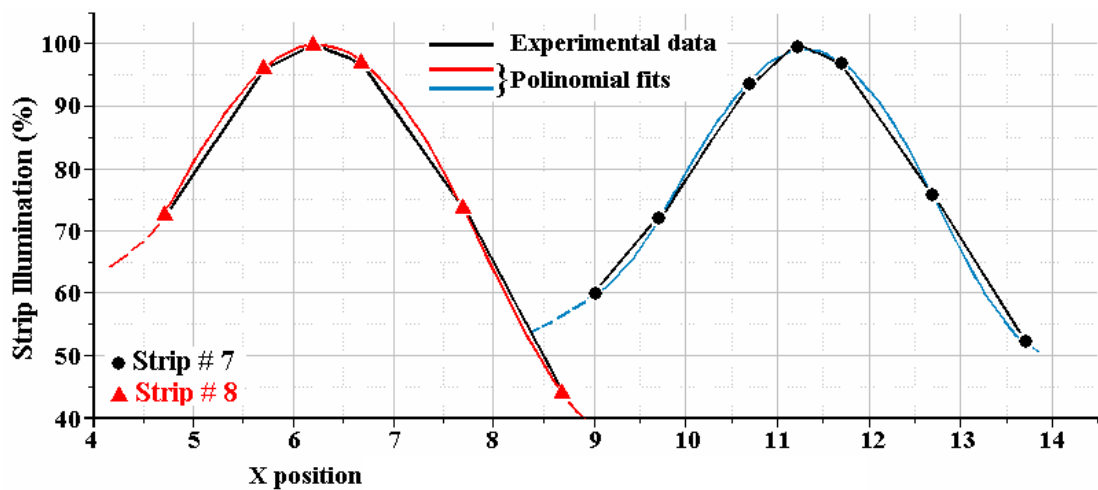


Figura 3.57: Scansione del rivelatore lungo le due strip (direzione x) con il collimatore mostrato in fig. 3.28

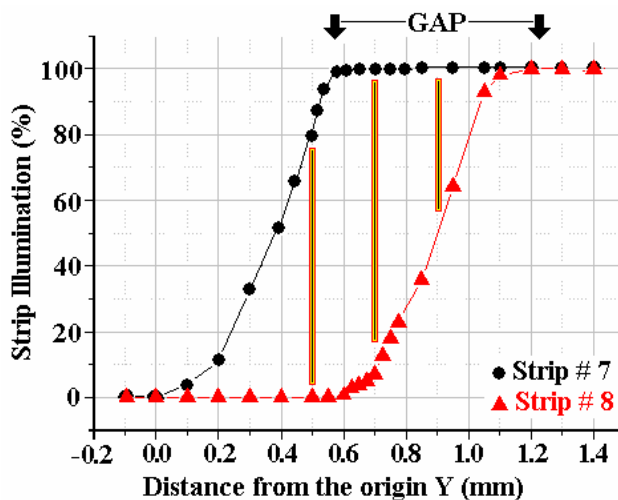


Figura 3.58: Scansione del rivelatore lungo le due strip (direzione x) con il collimatore mostrato in fig. 3.56

Le misure effettuate con il sistema elettronico di coincidenza Takes sono riportate di seguito. Gli spettri della sorgente di ^{241}Am relativi agli eventi singoli delle due strip analizzate, ai doppi e dei doppi sommati sono riportati in figura 3.59

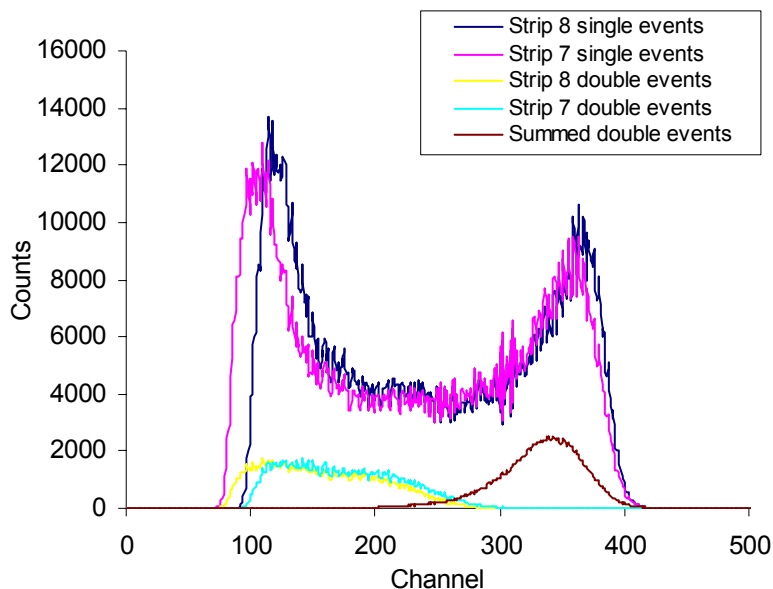


Figura 3.59: Spettri della sorgente di ^{241}Am singoli e doppi sulle due strip e spettro della somma degli eventi doppi.

In figura 3.60 si riportano lo spettro della sorgente di ^{57}Co mentre in fig. 3.61 quelli della sorgente di ^{109}Cd .

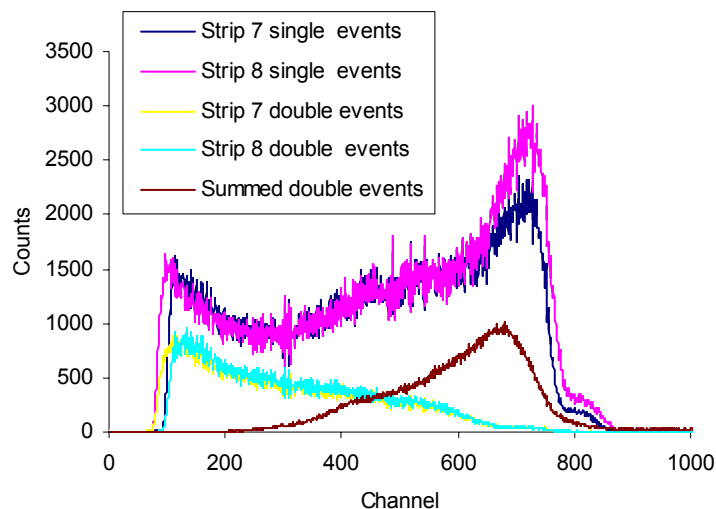


Figura 3.60: Spettri della sorgente di ^{57}Co singoli e doppi sulle due strip e spettro della somma degli eventi doppi.

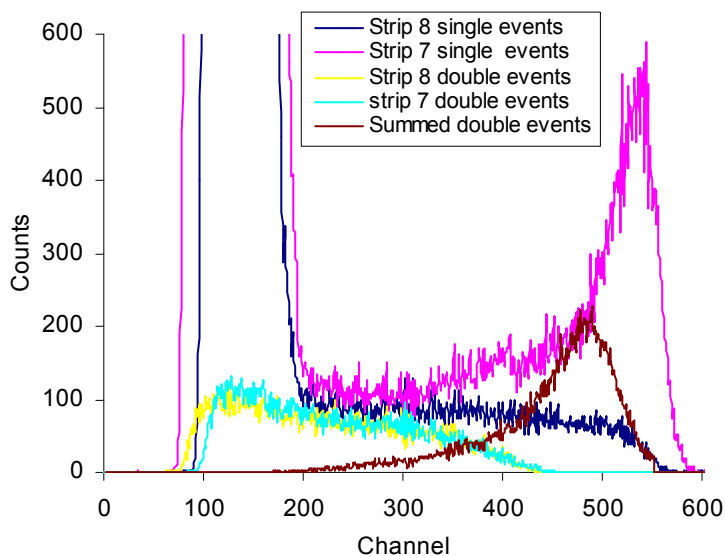


Figura 3.61: Spettri della sorgente di ^{109}Cd singoli e doppi sulle due strip e spettro della somma degli eventi doppi..

Le percentuali dei singoli e doppi eventi sono mostrati nella figura 3.62 per la sorgente di ^{109}Cd . Si può osservare su un intero spettro che effettuando uno spostamento da una strip a quella adiacente (x) si ha una diminuzione degli eventi singoli di circa l'1.5% che si manifesta nella presenza di eventi doppi. Questi eventi sono attribuibili alla linea a 88 keV.

Possiamo inoltre osservare la percentuale dei doppi eventi riferiti al valore di 88 keV della sorgente di ^{109}Cd in funzione della posizione del fascio incidente in figura 3.63.

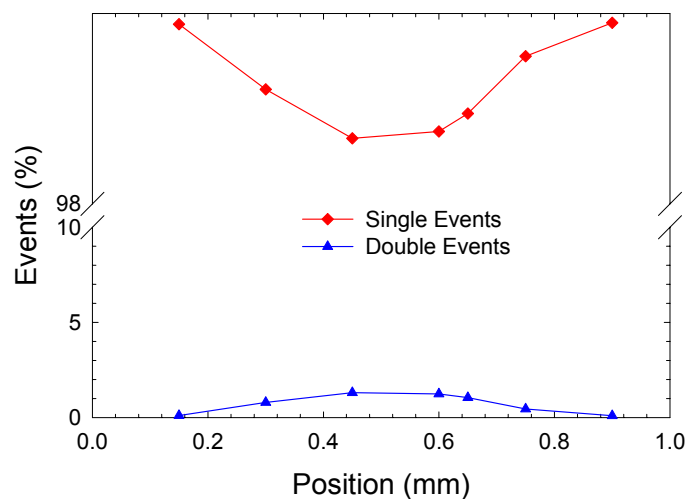


Figura 3.62: Confronto tra gli andamenti degli eventi singoli (♦) e doppi (▲) in funzione dello spostamento (x) nella direzione di attraversamento delle strip.

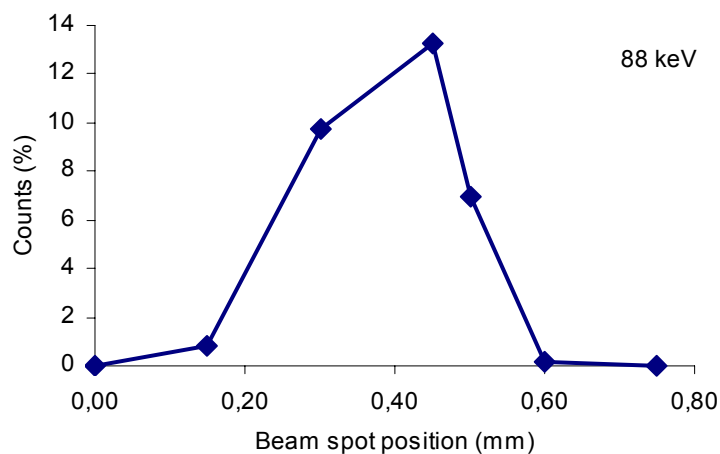


Figura 3.63: Andamento dei doppi eventi in funzione della posizione del fascio di fotoni.

3.4.8 Risultati e discussione

L'obiettivo che ci siamo proposti è ricavare la percentuale dei doppi eventi. Le sorgenti utilizzate hanno le righe di interesse per la nostra analisi descritte nella tabella 3.3.

	^{109}Cd	^{241}Am	^{57}Co
E (keV)	22		14
E (keV)	88	60	122

Tabella 3.3: Righe di interesse delle sorgenti impiegate.

Si può osservare dallo spettro dei doppi sulle singole strip o dallo spettro somma dei doppi, dalle figura 3.60 e 3.61, che per le righe di bassa energia del ^{57}Co , 14 keV, e del ^{109}Cd , 22 keV, non risultano eventi condivisi. Infatti, la profondità di interazione di queste due energie è piccola, ossia i fotoni di bassa energia sono depositati più vicino al catodo e quindi vi è una minore possibilità di rivelare gli eventi doppi generati. I fotoni di energia più alta, 60 keV, 88 keV e 122 keV, hanno maggiore probabilità di generare eventi condivisi in quanto hanno una maggiore profondità di interazione in quanto interagiscono più vicino all'anodo e quindi il percorso degli elettroni risulta minore per fotoni di energia più alta. Inoltre le singole quantità di raccolta di carica sono molto più alte. I corrispondenti segnali hanno una maggiore probabilità di superare le soglie elettroniche dei canali di misura e questo si riflette in una maggiore probabilità di essere rivelati contemporaneamente da due strip adiacenti.

I risultati preliminari ottenuti della condivisione di carica nella posizione centrale della gap sono:

a 60 keV	(7.9 ± 1.1) %
a 88 keV	(13.2 ± 0.8) %
a 122 keV	(14.5 ± 0.7) %

Possiamo tracciare l'andamento degli eventi doppi in funzione dell'energia e otteniamo il grafico riportato in fig. 3.64. Si può osservare che all'aumentare dell'energia aumenta l'effetto di condivisione di carica.

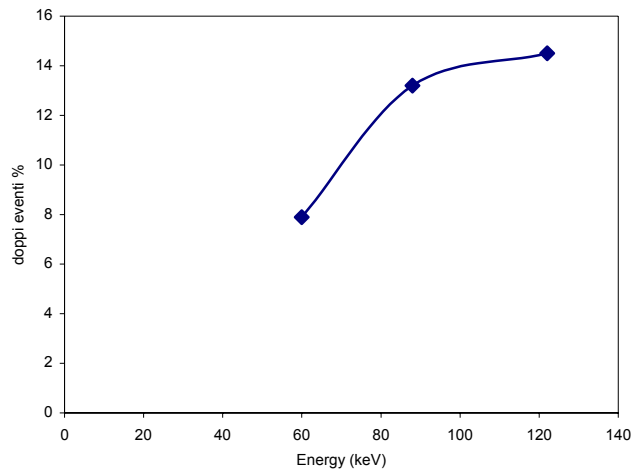


Figura 3.64: Andamento della percentuale di doppi in funzione dell'energia.

I risultati ottenuti con l'elettronica Takes e con l'elettronica di coincidenza tradizionale risultano in accordo tra di loro. Sono state eseguite delle simulazioni [] sui rivelatori impiegati e i risultati sperimentali risultano in buon accordo con i valori simulati. Per valori dell'energia di 60 keV la simulazione dà circa il 5 % mentre il risultato sperimentale è circa il 7 %. Per i fotoni di energia a 122 keV la simulazione dà risultati del 13 % mentre i valori misurati sono circa del 14 %.

3.5. Variazione della condivisione di carica al variare della tensione di alimentazione.

Per effettuare un'analisi completa del charge sharing si sono considerati gli effetti dovuti al variare della tensione di alimentazione. L'aumento della tensione di alimentazione, V_{bias} , produce un campo elettrico più intenso all'interno del volume del rivelatore capace di migliorare la raccolta della carica. Questo significa che aumenta la velocità di deriva e diminuisce la velocità di diffusione quindi diminuisce la percentuale degli eventi doppi. Quindi ci aspettiamo una diminuzione della quantità degli eventi di charge sharing rivelati. Si può osservare dall'andamento (figura 3.65), così come dai valori riportati in tabella 3.4 degli eventi doppi rispetto alla tensione di alimentazione una effettiva diminuzione per i valori alle energie osservate e alle tensioni di alimentazione provate.

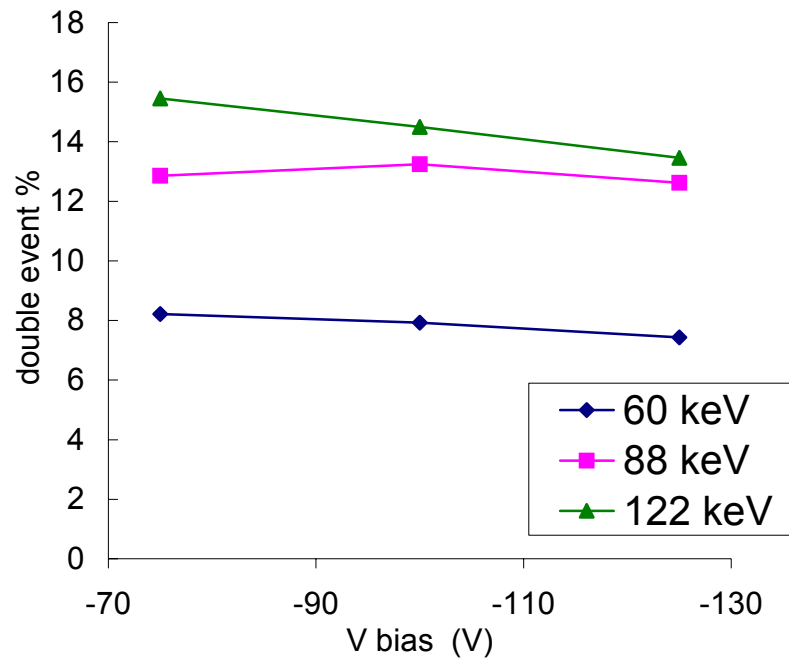


Figura 3.65: Andamento della variazione degli eventi doppi al variare della tensione di alimentazione a diverse energie.

Sorgetti	Eventi doppi misurati %		
	-75 V	-100 V	-125V
^{241}Am (60 keV)	8.22	7.93	7.43
^{109}Cd (88 keV)	12.86	13.23	12.62
^{57}Co (122 keV)	15.46	14.50	13.44

Tabella 3.4: Valori degli eventi doppi al variare della tensione di alimentazione a diverse energie.

Capitolo 4

Caratterizzazione dei rivelatori con elettrodi a crescita epitassiale

In questo capitolo sono presentate le caratteristiche tecniche e geometriche dei rivelatori a CdTe con contatti a crescita epitassiale utilizzati, gli aspetti tecnologici della fabbricazione e le misure di caratterizzazione spettroscopica. Inoltre, si presentano brevemente le misure eseguite sui rivelatori con struttura tradizionale metallo-CdTe-metallo.

4.1 I rivelatori.

I rivelatori a CdTe, attualmente in uso, hanno contatti realizzati con elettrodi metallici posizionati direttamente sul semiconduttore. Questo tipo di contatto presenta numerosi problemi legati all'interfaccia metallo/semiconduttore [54]:

- Le caratteristiche elettriche del contatto non sono riproducibili perché estremamente sensibili alle condizioni di fabbricazione, di trattamento fisico chimico della superficie;
- La necessità di depositare contatti bloccanti sul materiale semiisolante per minimizzare, dati gli alti campi presenti all'interno del dispositivo, le correnti di buio dovute alla iniezione dei portatori o alla presenza di percorsi di corrente alternativi che si ripercuotono sulla risoluzione energetica del rivelatore;
- L'utilizzo di metalli nobili, quali Au e Pt, si traduce in una scarsa adesione dei contatti stessi al materiale e quindi nella necessità di utilizzare tecniche non convenzionali per la loro deposizione.

Negli ultimi anni sono stati proposti rivelatori a giunzione p-n con densità di correnti di buio inferiori rispetto ai precedenti rivelatori a giunzione metallica. Infatti, presentano normalmente valori alle tensioni operative dell'ordine di $10 \cdot 10^{-8}$ A/cm². Questi rivelatori sono stati realizzati ottenendo strati di tipo n per diffusione di Iodio attraverso una superficie del substrato p del CdTe ed in tal modo si è riusciti ad avere densità di corrente, ai campi elettrici operativi, di circa $6 \cdot 10^{-8}$ A/cm², comparabili con le densità ottenute con rivelatori a base di CdZnTe [55]. Ulteriori miglioramenti sono stati ottenuti realizzando giunzioni con la tecnica di deposizione epitassiale su un lato del wafer di uno strato di CdTe drogato con Iodio [56]. Dispositivi di questo tipo, realizzati dalla ACRO RAD (Giappone), hanno raggiunto, a temperatura ambiente, densità di corrente pari a 1.25×10^{-8} A/cm² e risoluzioni energetiche a 18° C di circa 1.97 keV FWHM per il fotopicco a 59.5 keV della sorgente di ²⁴¹Am.

L'attività di ricerca riguardante i miglioramenti delle caratteristiche spettroscopiche si inserisce in questo quadro, proponendo lo sviluppo di rivelatori a CdTe con struttura p-i-n atti a superare i problemi legati all'interfaccia metallo-semiconduttore; la struttura ha il vantaggio di presentare correnti di buio limitate in condizioni di polarizzazione inversa. Il principio è quello di depositare gli elettrodi su strati epitassiali sottili di CdTe drogati (p ed n), aggiunti su entrambi i lati di un wafer monocristallino di CdTe semiisolante (tecnologia epitassiale MOVPE), evitando, così, la deposizione dei contatti metallici direttamente sul cristallo.

La metodica proposta per la deposizione dei contatti epitassiali presenta numerosi vantaggi tecnologici ed è ben consolidata. Il drogaggio controllato dei materiali semiconduttori del gruppo II-VI (in particolare del CdTe) costituisce una problematica ancora aperta [57] perché non è ancora definita la stechiometria dei precursori anche se sono stati individuati diversi elementi come potenziali donori e accettori. La deposizione omoepitassiale dei contatti a giunzione sul CdTe bulk è una tecnica innovativa che presenta alcuni problemi in fase di realizzazione; pertanto si è ritenuto opportuno concentrare l'attenzione, in un primo momento, sulla preparazione e l'analisi di strutture intermedie del tipo:

- Contatto metallico/ CdTe cristallo/ n-CdTe film intero/ contatto ohmico (campione CT35);
- Contatto metallico/ CdTe cristallo/ n-CdTe film pixellato/ contatto ohmico (campioni CT36 e CT40).

Per poi puntare alla struttura p-i-n finale:

- Contatto metallico/ p-CdTe film/ CdTe cristallo/ n-CdTe film pixellato/ contatto ohmico.

Parallelamente sono stati analizzati dei rivelatori *tradizionali* con struttura metallo-CdTe-metallo, prodotti dall'ACRORAD, delle stesse dimensioni dei rivelatori a contatti omoepitassiali, per poter effettuare un confronto e valutare gli effetti degli elettrodi omoepitassiali sul funzionamento dei rivelatori. I cristalli di CdTe utilizzati sono dei cristalli singoli cresciuti con il metodo tradizionale THM (Traveling Heater Method). La resistività elettrica, di circa $1 \cdot 10^9 \Omega \text{ cm}$ (p-type), è ottenuta dalla compensazione dei difetti nativi con il Cl. Si tratta di due tipi di rivelatori: Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt. L'attenzione è puntata soprattutto sull'In/CdTe/Pt, in quanto rivelatori di questo tipo ci permettono di applicare tensioni di alimentazioni più elevate. L'alta tensione di alimentazione, che corrisponde a un campo elettrico raccoglitore più elevato, permette una raccolta completa della carica generata nel rivelatore.

La preparazione dei rivelatori consiste in una serie di operazioni particolarmente critiche per la qualità del rivelatore stesso come ampiamente descritto nel primo capitolo.

4.2. Assetto sperimentale per le misure spettroscopiche

Per la caratterizzazione spettroscopica di tutti i rivelatori sono state usate sorgenti di raggi X di ^{241}Am (60 keV) e ^{57}Co (14 e 122 keV) e sono stati osservati gli andamenti dei picchi alle varie energie al variare della tensione di alimentazione e la stabilità nel tempo.

Tutti i rivelatori, sia quelli tradizionali che quelli a contatti epitassiali proposti, sono stati realizzati per operare in geometria di irraggiamento Planar Parallel Field (PPF), ovvero con la radiazione che incide parallelamente al campo elettrico raccoglitore: uno degli elettrodi, nella fattispecie quello negativo (catodo), rappresenta la finestra d'ingresso dei fotoni incidenti in modo tale che il percorso delle lacune dal punto in cui la carica viene generata all'elettrodo di raccolta sia il più breve possibile.

Per le misure con le sorgenti X l'elettronica di front-end (preamplificatori) e i rivelatori sono alloggiati in una scatola metallica elettricamente schermata (figura 4.1), montata su un sistema di movimentazione bidimensionale.

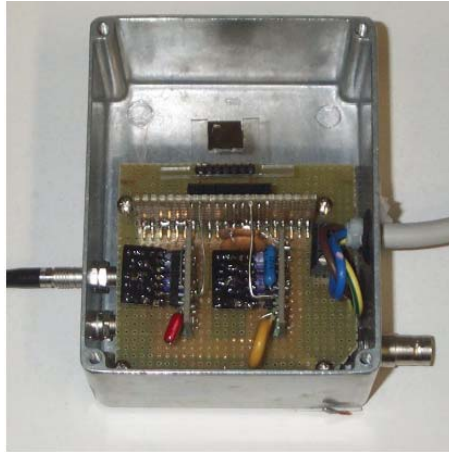


Figura 4.1: Fotografia del rivelatore ed dell'elettronica di front end per la spettroscopia X.

I rivelatori sono stati alimentati in modo porre il catodo a massa e l'anodo collegato all'alta tensione (HV). L'elemento peculiare della catena elettronica di front-end sono i preamplificatore di carica a bassissimo rumore (CLEAR PULSE 515-2) appositamente progettati per questi tipi di rivelatori. I segnali in uscita dal preamplificatore sono amplificati e formati con un modulo elettronico della ORTEC (mod. 672) e analizzati con un analizzatore multicanale della SILENA per l'acquisizione dello spettro in energia.

Sui rivelatori tradizionali, Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt, sono state eseguite misure spettroscopiche, delle mobilità e del tempo di volo dei portatori di carica. Per realizzare le condizioni ottimali per le misure della mobilità e del tempo di volo dei portatori di carica è necessario che la carica sia prodotta in prossimità degli elettrodi. A tale scopo è stata utilizzata una sorgente alfa di ^{241}Am , con $E_{\alpha} = 5.4 \text{ MeV}$, nella classica geometria di irraggiamento planare (PPF). I rivelatori sono stati posizionati in una scatola (figura 4.2), realizzata ad hoc per questa misura, dotata di un particolare collegamento elettrico e meccanico che ci ha permesso di invertire il verso della tensione di alimentazione. Con questo sistema abbiamo potuto ricavare le misure per gli elettroni irraggiando il catodo, mentre per le lacune si è irraggiato sempre dallo stesso lato ma invertendo la polarizzazione del rivelatore. È stato necessario utilizzare, per questa misura, un preamplificatore della ORTEC mod. 142-A, adatto per misure con particelle alfa. Infatti, l'energia depositata per le particelle alfa è molto più alta rispetto a quella dei raggi X ed è quindi richiesta una dinamica molto più bassa mentre il rumore diventa molto meno influente. Per questo motivo il preamplificatore è stato posizionato esternamente alla scatola.



Figura 4.2: Fotografia del rivelatore ed dell'elettronica di front end per la spettroscopia alfa.

4.3 Rivelatori tradizionali Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt dell'ACRORAD

Per confronto con i rivelatori di nuova generazione con contatti a crescita epitassiale è stata eseguita una caratterizzazione elettrica e spettroscopica di rivelatori Pt/CdTe/Pt e In/CdTe /Pt, delle stesse dimensioni ($10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$) dei rivelatori a contatti omoepitassiali, con elettrodi metallici posizionati direttamente sul semiconduttore, prodotti dall'ACRORAD.

Gli elettrodi di Pt sono stati depositati mediante la tecnica electroless; lo strato di In invece è stato ottenuto per evaporazione.

La deposizione degli elettrodi metallici, con la tecnica electroless, avviene tramite l'interazione del Cloro con il substrato di CdTe. Durante l'interazione il CdTe rilascia ioni Cd^+ e un precipitato di Te che forma un film di tipo p sulla superficie. Parte del Te reagisce con il Pt permettendo la deposizione del contatto. In figura 4.3 sono riportate le foto dei rivelatori studiati montati su speciali supporti: lexan per il rivelatore In/CdTe/Pt e una bassetta di vetronite per il rivelatore Pt/CdTe/Pt.

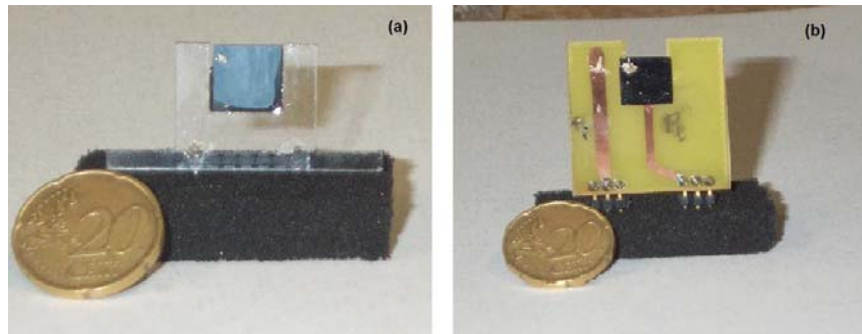


Figura 4.3: Foto dei rivelatori : a) In/CdTe/Pt; b) Pt/CdTe/Pt.

4.3.1 Misure sui rivelatori tradizionali Pt/CdTe/Pt e In/CdTe/Pt dell'ACRORAD

Il rivelatore Pt/CdTe/Pt, il cui pregio è la stabilità nel tempo, ha una grossa limitazione: il suo funzionamento è limitato a tensioni di alimentazioni molto basse (50 V/mm). Al fine di ottenere una raccolta completa della carica generata nel rivelatore è necessario disporre di un campo elettrico raccogliitore elevato e quindi di alte tensioni di alimentazione. In questa prospettiva abbiamo focalizzato l'attenzione sui rivelatori In/CdTe/Pt, che consentono di applicare tensioni più elevate (700 V/mm). Questo tipo di rivelatore, pur presentando una risoluzione ed un rapporto segnale/rumore migliore rispetto al rivelatore Pt/CdTe/Pt, soffre del problema della polarizzazione. Tale problema è legato alla diminuzione del campo elettrico effettivo all'interno del rivelatore, dovuto principalmente all'azione schermante degli elettroni che progressivamente vengono catturati dai centri di intrappolamento. Inoltre, poiché sui contatti metallo-semiconduttore si produce una caduta di potenziale, il campo elettrico risulta ulteriormente ridotto, determinando così un peggioramento della raccolta di carica.

Un metodo per limitare il fenomeno della polarizzazione è raffreddare il rivelatore tramite una cella peltier in grado di bloccare la remissione degli elettroni dalle trappole che modifica la configurazione di carica spaziale e di conseguenza il profilo del campo elettrico. Gli elevati campi elettrici assicurano inoltre la rapida produzione di elettroni riemessi producendo una stabilizzazione delle prestazioni dei rivelatori. Raffreddando il rivelatore a $T = -10^{\circ} \text{C}$ e effettuato un confronto tra misure a temperature ambiente e al variare anche del tempo di alimentazione si è potuto osservare un miglioramento dello spettro e una maggiore stabilità.

Dall'analisi delle forme d'onda dall'uscita del preamplificatore, ricavate con le particelle alfa, si è osservato che i tempi di salita del segnale, sia per gli elettroni che per le lacune, sono uniformi su tutta l'area dei rivelatori e confrontabili con i dati teorici.

4.4. Rivelatori a CdTe con contatti a crescita epitassiali

Per superare i problemi osservati con i rivelatori tradizionali si è pensato di depositare gli elettrodi su strati epitassiali sottili di CdTe drogati (p ed n) evitando, così, la deposizione dei contatti metallici direttamente sul semiconduttore.

La deposizione omoepitassiale dei contatti a giunzione sul CdTe bulk da noi realizzata è comunque una tecnica innovativa. Ha presentato alcuni problemi in fase di realizzazione e le misure di caratterizzazione elettrica e spettroscopica effettuate li hanno messi chiaramente in luce.

Il campione CT35 (figura 4.4) è un rivelatore monolettrodo di CdTe di dimensioni del $(10 \times 10 \times 1) \text{ mm}^3$ con contatti di circa $(8 \times 8) \text{ mm}^2$ e rapporto stechiometrico dei precursori VI-II uguale a 1. Il catodo è costituito da un monolettrodo quadrato di platino, depositato direttamente su una faccia del CdTe bulk, l'anodo invece è costituito da un monolettrodo di alluminio depositato sullo strato epitassiale n-type di CdTe.

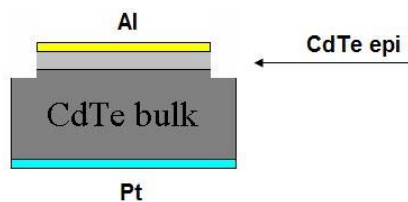
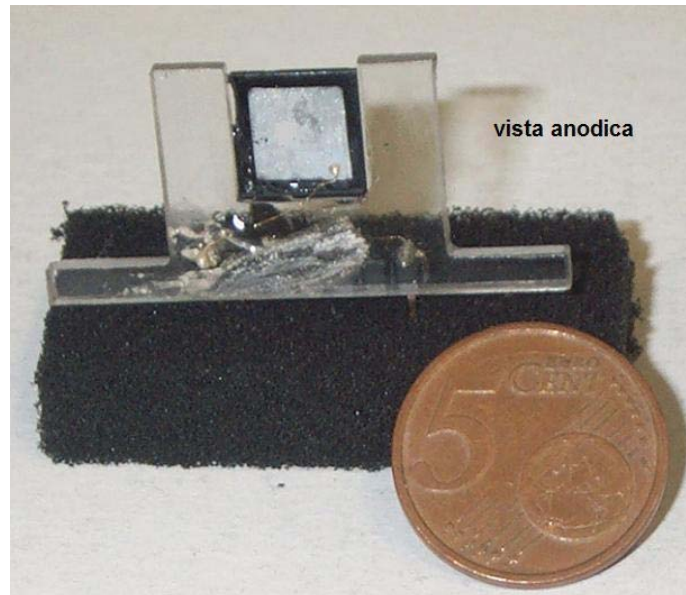


Figura 4.4: Foto e schema del rivelatore mono-elettrodo a crescita epitassiale CT35.

Il campione CT36 (figura 4.5) si presenta come una matrice di pixel di CdTe epitassiale. Anche in questo caso, come per il rivelatore CT35, il rapporto stechiometrico dei precursori VI-II è uguale a 1. Per questo rivelatore il catodo è costituito da un mono-elettrodo di Platino, depositato su una faccia del CdTe bulk mentre l'anodo è costituito da 9 pixel di CdTe n-type epitassiale metallizzati con Alluminio. Le dimensioni dei pixel sono di 1.7 mm · 1.7 mm, con una distanza tra i pixel di 0.8 mm.

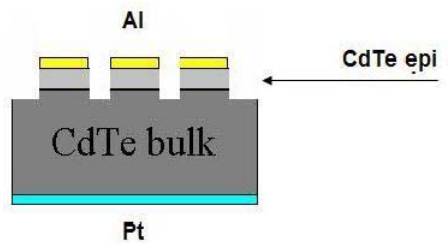
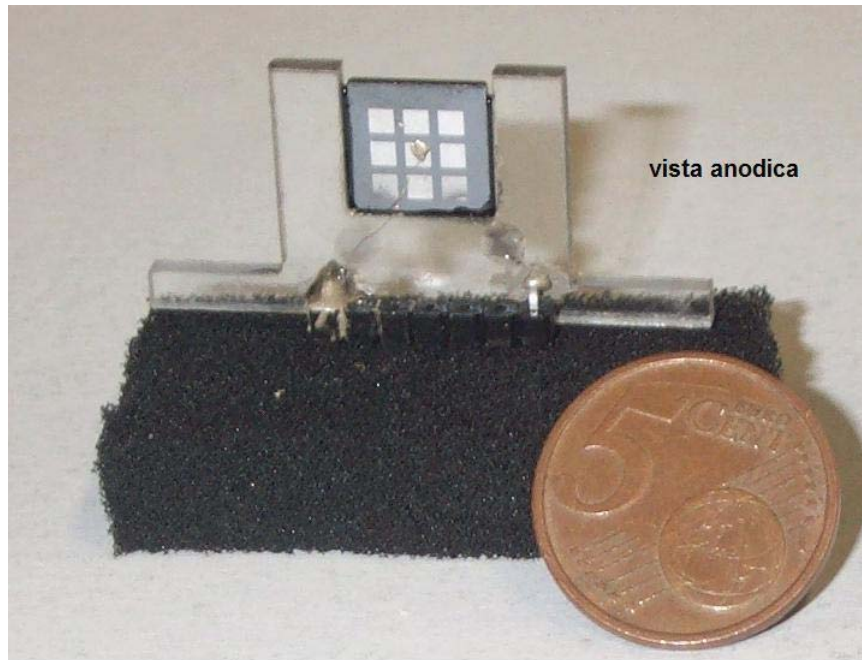


Figura 4.5: Foto e schema del rivelatore pixellato a crescita epitassiale CT36.

Il rivelatore CT40 (figura 4.6), a differenza del CT36, si presenta come una matrice di pixel di CdTe epitassiale e rapporto stechiometrico dei precursori VI-II uguale a 1. Per questo rivelatore il catodo è costituito dal monoelettrodo di platino, depositato su una faccia del CdTe bulk mentre l'anodo è costituito da numerosi pixel di CdTe n-type epitassiale metallizzati con alluminio di dimensioni e forme differenti.

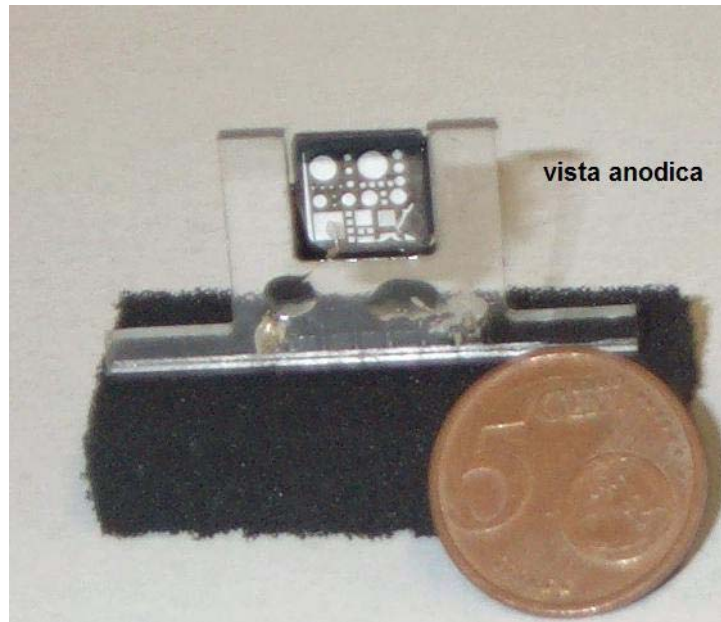


Figura 4.6: Foto del rivelatore a crescita epitassiale, caratterizzato da pixel di diverse dimensioni e forme.

4.4.1 Misure con le sorgenti X sui rivelatori con contatti a crescita epitassiale

Per la caratterizzazione spettroscopica dei rivelatori a crescita epitassiale si è utilizzato l'apparato mostrato in figura 4.1. Il rivelatore monolettrodo CT35 è stato alimentato molto lentamente fino a raggiungere una tensione di 30 V sull'anodo. I rivelatori a semiconduttore composto necessitano, infatti, di lunghi tempi di alimentazione che consentano il drenaggio di eventuali cariche ristagnanti dovute a impurità residue del cristallo stesso o introdotte in conseguenza di processi di drogaggio. Queste prime misure hanno messo in evidenza una elevata rumorosità del rivelatore. Già a partire da un'alimentazione di pochi Volt si è notato, all'uscita dell'amplificatore, un segnale di rumore di ampiezza picco-picco di circa 1.5 V e un'oscillazione del segnale in uscita dal preamplificatore. Continuando ad alimentare il rivelatore si è osservato un aumento eccessivo della corrente di leakage, a 15 V si rivelava una corrente all'uscita dall'amplificatore di 0.02 A. Continuando ad alimentare il rivelatore si è osservato un ulteriore aumento della corrente, di conseguenza la tensione di alimentazione è stata portata solo fino a 30V ($I_{\text{bias}} = 0.03$ A). Gli impulsi analogici prelevati in uscita dall'amplificatore collegato all'anodo sono stati inviati all'oscilloscopio digitale *Tektronix*

TDS 714 L. In figura 4.7 è riportata la forma d'onda del rumore di fondo così come appare all'oscilloscopio digitale.

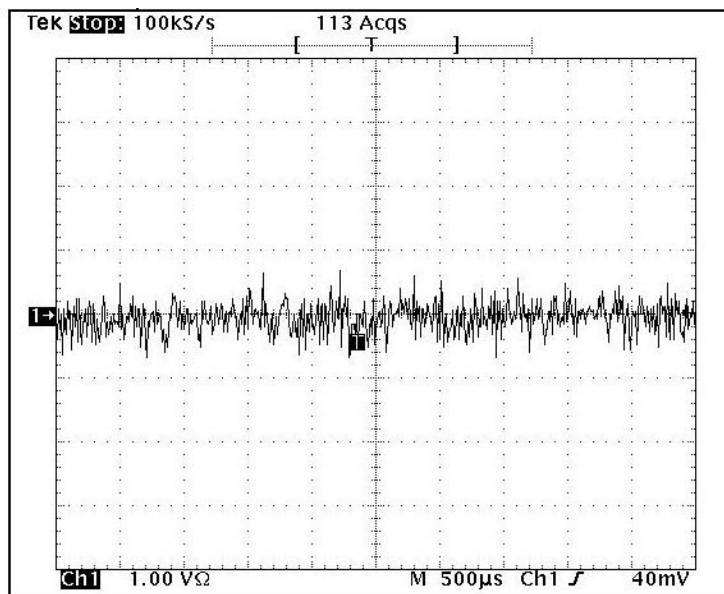


Figura 4.7: Rumore registrato in uscita dall'amplificatore per il rivelatore monolettrodo CT35.

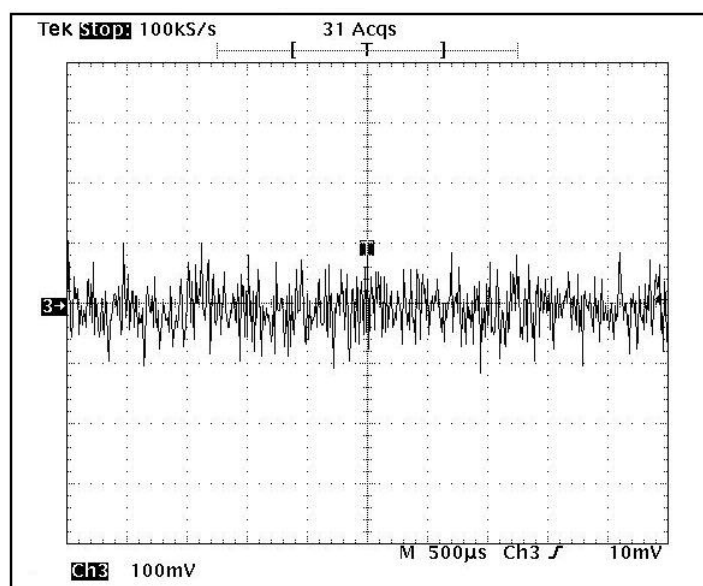


Figura 4.8: Rumore registrato in uscita dal amplificatore per il rivelatore pixellato CT36

Sono state eseguite delle prove sul rivelatore a pixel CT36, prelevando il segnale dal pixel centrale. Il rivelatore, alimentato molto lentamente fino a 50V (tensione operativa), ha mostrato comunque un elevato rumore, all'uscita dell'amplificatore. Anche in questo

caso si rileva una corrente molto alta. Già ad una tensione di 6.2 V si rileva una corrente di 0.01 A sull'amplificatore, fino ad una corrente di 0.09 A alla tensione di 50 V. Anche per questo rivelatore riportiamo il rumore di fondo osservato all'oscilloscopio digitale (figura 4.8) in uscita dall'amplificatore.

In entrambi i casi i segnali delle sorgenti X di ^{241}Am e ^{57}Co non possono essere rivelati perché sono confrontabili con l'ampiezza del rumore.

Il rivelatore CT40 è stato provato prelevando il segnale dal pixel quadrato grande. Anche in questo caso il rivelatore è molto rumoroso e non si è osservato alcun segnale.

4.4.2 Misure con le particelle alfa sui rivelatori con contatti a crescita epitassiali.

Una prova ulteriore è stata effettuata con la sorgente alfa di ^{241}Am per capire se il rivelatore fosse in grado di rivelare segnali con ampiezza maggiore rispetto a quelli prodotti dai raggi X delle sorgenti utilizzate. Il sistema per particelle alfa (figura 4.2) è stato descritto nei paragrafi precedenti. La prova è stata realizzata irraggiando il rivelatore CT36 e abbiamo registrato all'oscilloscopio digitale la forma d'onda (figura 4.9).

La tensione massima di alimentazione a cui si è alimentato il rivelatore non supera i 5 V. Già per questo valore di tensione la corrente di buio è pari a 0.11 A. Il segnale proveniente dalla sorgente alfa, all'uscita dell'amplificatore, è stato rilevato. Alimentando il rivelatore con una tensione superiore a 3 V il rumore aumenta col passare del tempo impedendo l'acquisizione del segnale.

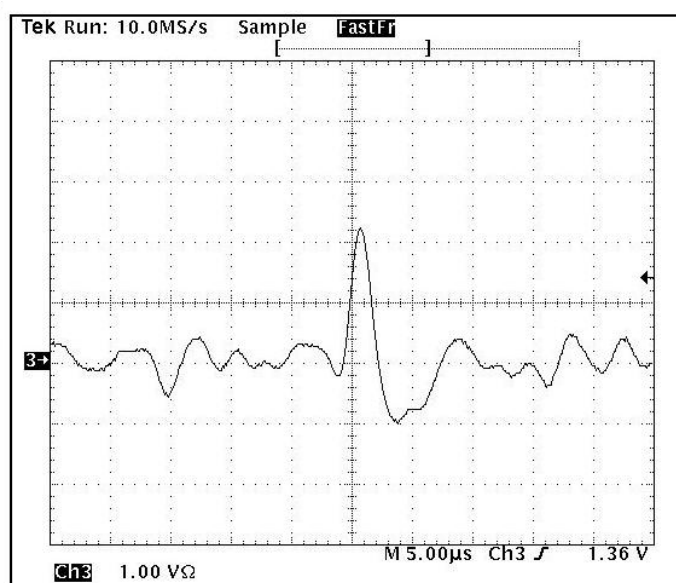


Figura 4.9: Segnale d'uscita dal amplificatore per la sorgente alfa per il rivelatore CT36.

Conclusioni

Le due linee di ricerca seguite per i miglioramenti spettroscopici per rivelatori a semiconduttore composto hanno condotto alla progettazione, alla realizzazione e alla caratterizzazione di una serie di rivelatori a CdTe con anodo segmentato in microstrip e di rivelatori di nuova generazione con strati epitassiali drogati al di sotto degli elettrodi per ridurre le correnti di leakage ed il rumore.

L'obiettivo che ci siamo proposti, nella prima parte del lavoro, è la caratterizzazione e lo studio di una serie di rivelatori a CdTe con anodo segmentato in microstrip. Abbiamo approfondito le caratteristiche dei rivelatori a semiconduttore composto al CdTe, le limitazioni legate al problema del trapping e al processo di fabbricazione e alla condivisione della carica.

Le misure di tilting hanno consentito un'analisi dei parametri spettroscopici al variare dell'angolo d'incidenza del fascio di fotoni con la normale alla superficie del rivelatore. Discende immediatamente da queste misure che, non solo la risposta è indipendente dall'angolo di irraggiamento, ma che è equivalente per tutti i rivelatori esaminati. L'indipendenza dei parametri dall'angolo conferma la validità della tecnica di segmentazione dell'anodo adottata. Gli andamenti risultano anche molto simili per i tutti i rivelatori esaminati, per cui ne deduciamo che essi siano stati fabbricati in modo efficace e riproducibile.

Inoltre, sono state effettuate tipiche misure di *scanning* in direzione perpendicolare e parallela alle strip, per comprendere il comportamento del rivelatore quando il fascio di fotoni incide in diverse posizioni delle strip e delle gap interstrip. Questa fase ci ha consentito di conoscere l'uniformità della risposta e l'omogeneità strutturale di ogni strip. La conclusione che se ne trae è

che l'efficienza di conteggio (gross count) e ancor più le aree dei picchi, siano piuttosto oscillanti con massimi corrispondenti alla posizione centrale delle strip. I valori osservati per i massimi hanno un andamento sufficientemente costante per il gross count, mentre risulta più variabile per le aree dei picchi. Questi andamenti possono essere interpretati considerando gli effetti del trapping, ma anche gli effetti di condivisione di carica tra strip adiacenti. La perdita parziale di carica su una strip è attribuibile alla raccolta parziale da parte di una delle strip adiacenti.

Le variazioni riscontrate effettuando uno scanning lungo le strip mostrano effetti analoghi ma in questo caso ciò può essere attribuito ad una non uniformità del cristallo dovute alle elevate dimensioni dei rivelatori, oltre che alle tecniche di deposizione utilizzate per gli elettrodi. È comprensibile che le tecniche di fabbricazione richiedano dei perfezionamenti.

Le misure di condivisione di carica risentono delle dimensioni dello spot di radiazione utilizzato che non sono ottimali perché lo spot ricopre sia la regione delle strip che delle gap.

In ogni caso, i risultati ottenuti sono tutti in ottimo accordo con i valori delle simulazioni sia per le caratteristiche spettroscopiche che per la condivisione di carica. La percentuale degli eventi condivisi è pari al 14,5 % all'energia di 122 keV. Questa percentuale diminuisce al diminuire dell'energia giungendo a valori pari al 7.9 % a 60 keV e tende a 0 a 22 keV.

Per migliorare le misure di condivisione di carica si prevede di utilizzare sorgenti più intense che consentano l'utilizzo di sottili pennelli di radiazione che interagiscano solo in zone molto piccole all'interno della gap; ad esempio, si può utilizzare una sorgente altamente monocromatica regolabile in energia come la radiazione di *sincrotrone*.

Si può concludere che i rivelatori a microstrip studiati presentano oltre che una buona risoluzione spaziale anche buona risoluzione energetica e pertanto sono degli ottimi candidati per l'impiego come moduli elementari di base per la realizzazione di piani focali per telescopi per raggi X di bassa energia per applicazioni spaziali, ma anche per applicazioni medicali. Un ulteriore miglioramento può essere ottenuto perfezionando le tecniche di deposizione

delle strip e di purificazione dei cristalli. In questo modo potranno essere raggiunte risoluzioni energetiche di più alto livello che risulteranno anche in una migliore definizione della posizione d'impatto della radiazione.

Per superare i problemi che provengono dalla realizzazione dei contatti con la formazione dell'interfaccia metallo-semiconduttore il nostro gruppo di ricerca ha proposto la realizzazione di rivelatori a CdTe con struttura p-i-n a giunzione omoepitassiale. L'obiettivo di questa parte del lavoro è stato quello di sviluppare un sistema di rivelazione di nuova generazione ad alte prestazioni spettroscopiche, basato sul Tellururo di Cadmio.

Il principio è quello di depositare gli elettrodi su strati epitassiali sottili di CdTe drogati (p e n), aggiunti su entrambi i lati di un wafer monocristallino di CdTe semiisolante (tecnologia epitassiale MOVPE), evitando così la deposizione dei contatti metallici direttamente sul cristallo bulk e la conseguente diminuzione del campo elettrico all'interno del volume attivo del rivelatore. La struttura p-i-n proposta ha il vantaggio di presentare correnti di leakage limitate in condizioni di polarizzazione inversa.

Attualmente sono state prodotte e provate strutture intermedie in cui su un solo lato del wafer sono stati cresciuti strati drogati di tipo n, su cui si sono depositati gli elettrodi.

Le misure di caratterizzazione spettroscopica ed elettrica hanno messo chiaramente in luce l'esistenza di alcuni problemi connessi all'impiego della tecnica di deposizione omoepitassiale allo scopo di realizzare dei rivelatori. Le correnti di leakage riscontrate causano un rumore elevato, confrontabile con i segnali provenienti dalle sorgenti X, mentre un segnale di funzionamento è venuto fuori da misure effettuate con sorgenti alfa, in quanto l'ampiezza dei segnali in questo caso è molto più alta del rumore.

Vari fattori influenzano questo risultato parzialmente negativo. È necessario, sicuramente, rivolgere maggiore attenzione e studio alla tecnica di deposizione degli elettrodi. Riteniamo che il processo di pulizia utilizzato per i rivelatori in esame sia opportuno, ma bisogna comunque utilizzare una maggiore cautela nell'eseguirlo. Un possibile miglioramento che elimina l'*etching* può essere

introdotto dalla deposizione dei contatti metallici *in situ*, ossia nello stesso reattore di crescita dello strato epitassiale drogato, al fine di minimizzare l'effetto di interfaccia (produzione di ossidi superficiali, etc.). Alla luce dei risultati ottenuti e della tecnica utilizzata per la produzione, riteniamo che un possibile passo avanti nella produzione dello strato omoepitassiale sia una maggiore concentrazione dei droganti per realizzare un contatto il più possibile ohmico.

È prevista, nello sviluppo successivo del lavoro, la deposizione degli elettrodi anche su strati epitassiali sottili di CdTe drogati p sull'altra faccia del rivelatore e la realizzazione in seguito della struttura finale p-i-n.

Il risultato di questa linea di ricerca potrebbe rappresentare un'ottima risposta alle richieste di rivelatori per piani focali dei futuri telescopi per raggi X basati su specchi a multistrati come il telescopio da pallone (HEXIT, 2006), precursore di XEUS (SIMBOL-X, 2008-2010) e, in una prospettiva di tempo maggiore, la missione ESA/XEUS (2015).

C'è da sottolineare che questo lavoro di ricerca è ottimamente inserito a livello internazionale. Esistono infatti collaborazioni con Istituti di ricerca quali l'INAF/IASF di Bologna, il CNR/IMM e l'Università di Lecce, l'Istituto CNRS/PHASE di Strasbourg, l'EURORAD di Strasbourg e l'ACRORAD giapponese, leader mondiali nella produzione dei rivelatori a CdTe, la eV PRODUCTS americana, all'avanguardia nella produzione dei rivelatori a CdZn Te, e l'Istituto BSI di Riga (Lettonia), ben inserito in ambito internazionale per quanto riguarda lo sviluppo e la produzione di sistemi basati su questo tipo di rivelatori.

Bibliografia

Bibliografia capitolo 1

- [1] G. F. Knoll, “*Radiation Detection and Measurement*”, John Wiley & Sons, New York, 1989
- [2] S. M. Sze, “*Physics of Semiconductor Devices*”, John Wiley & Sons, New York, 1969
- [3] E. Zannarini, “*Microelettronica*”, ed. CLUEB
- [4] C.E. Barnes and K.R. Zanio, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-23 (1976) 177
- [5] M. Hage-Ali and P. Siffert, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 313
- [6] A. Castaldini et al, *J. Appl. Phys.*, 83(4) (1998) 2121
- [7] Mergui et al.(1992a) *Nucl. Instr. and Meth.* A322, 375.
- [8] Verger et al. (1992). *Nucl. Instr. and Meth.* A322, 357.
- [9] Y. Gostilo, D. Gryaznov, I. Lisjutin, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 487 (2002) 13-18
- [10] D. De Nobel, *Philips Res. Rep.*, 14 (1959) 361
- [11] N. R. Kyle, in *Proceedings of the First International Symposium on CdTe: A Material for Gamma-Ray Detectors*, Ed. P. Siffert and A. Cornet, Strasbourg (1971)
- [12] R. Triboulet, in *Proceedings of the First International Symposium on CdTe: A Material for Gamma-Ray Detectors*, Ed. P. Siffert and A. Cornet, Strasbourg (1971)
- [13] R. H. Bube, “*Photoconductivity of Solids*”, Wiley, New York (1960)
- [14] T. E. Schlesinger, R. B. James, “*Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications*”, da *Semiconductors and Semimetals* 43, Academic Press, 1995
- [15] K. Zanio et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-21 (1974) 315
- [16] M. Pfeiffer et., *J. Cryst. Growth*, 118 (1992) 269
- [17] E. R. Raitskin et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-35 (1988) 81
- [18] M. Hage-Ali and P. Siffert, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 313
- [19] S. Brelant et al., *Rev. Phys. Appl.*, 12 (1977) 141

- [20] V. P. Zaporozhsky, B. A. Lapshinov, Treatment of Semiconductor Materials, Moscow, High School, 1988
- [21] Y. Gostilo, V. Ivanov, S. Kostenko, I. Lisjutin, A. Loupilov, S. Nenonen, H. Sipila, K. Valpas, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 460 (2001) 27-34
- [22] Marzia Traversa
- [23] A. Y. C. Yu. The metal-semiconductor contact: an old device with a new future. *IEEE Spectrum*, (1970).
- [24] R. Arlt et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992)
- [25] R. Arlt, D. E. Rundquist, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 380 (1996) 455
- [26] G. Entine et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 283 (1989) 282
- [27] V. Nagarkar et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 623
- [28] G. Entine et al., *Rev. Phys. Appl.*, 12 (1977) 355
- [29] C. Scheiber, J. Chambron, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 604
- [30] J. F. Butler et al., *IEEE Conf. Rec. Nucl. Sci. Symp. Med. Imag. Conf.*, 1 (1994) 565
- [31] F. Glasser et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 619

Bibliografia capitolo 2

- [32] C. Canali et al., *Phys. Rev. B*, 4 (1971) 422
- [33] M. Lundstrom, "*Fundamentals of carrier transport*", Addison-Wesley (1990)
- [34] G. Ottaviani et al., *Solid State Commun.*, 10 (1972) 745
- [35] G. Ottaviani et al., *J. Appl. Phys.*, 44(1) (1973) 360
- [36] P. N. Luke, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-42 (1995) 207
- [37] Y. Eisen, A. Shor, *J. Cryst. Growth.*, 184/185 (1998) 1302-1312
- [38] K. Hecht, *Z. Phys.*, 77 (1932) 235
- [39] J. S. Iwanczyk et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 322 (1992) 421
- [40] G. F. Knoll et al., *Mat. Res. Soc.*, 302 (1993) 5
- [41] A. Niemela et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 377 (1996) 484
- [42] J. C. Lund et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43(3) (1996) 1411
- [43] M. R. Squillante et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 380 (1996) 160
- [44] J. C. Lund et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 380 (1996) 256
- [45] H. Takahashi et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 380 (1996) 381
- [46] S. Ramo, Current Induced by Electron Motion, *Proc. IRE*, 27 (1939) 584
- [47] Z. He, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 463 (2001) 250-267

- [48] E. Perillo, A. Cola, A. Donati, W. Dusi, G. Landini, A. Raulo, G. Ventura, S. Vitulli: “An overview on performance and possibile applications of X- and Gamma-ray semiconductor detectors irradiated at various impinging angles” IEEE Trans. Nucl. Sci., 51, 1216 (2004)
- [49] M.R. Squillante, L. Cirignano, R. Grazioso, Nucl. Instr. and Meth., A 458 (2001) 288-296
- [49] O. Frisch, British Atomic Energy Report BR-49 (1994)
- [50] Z. He, Nucl. Instr. and Meth., A 365 (1995) 572
- [51] P. N. Luke, Appl. Phys. Lett., 65 (1994) 2884
- [52] A. Cola, F. Quaranta, E. Caroli, W. Dusi, E. Perillo, Simulation of the Collection Properties of CdTe Strip Detectors, to be published.

Bibilografia capitolo 3

- [53] E. Perillo, A. Cola, A. Donati, W. Dusi, G. Landini, A. Raulo, G. Ventura, S. Vitulli, “Spectroscopic response of a CdTe microstrip detector when irradiated at various impinging angles”, Nucl. Instrum. Meth., A 531, 125 (2004)

Bibilografia capitolo 4

- [54] A.V. Rybka, S.A. Leonov, et al. Nuc. Instr. And Meth. A 458(2001) 459
- [55] V.I. Ivanov et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 45 (1998) 390
- [56] M. Niraula et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 46 (1999) 1237-1241
- [57] U. V. Desnica. Prog.Crystal Growth and Charact. Vol. 36 é(1998) 291-357
- [58] E. Frederick et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-34 (1987) 354

Ringraziamenti

Ringrazio tutti coloro che lavorano per portare avanti la ricerca scientifica. In particolare tutti coloro che mettono a servizio della Scienza le loro risorse con amore e dedizione.

In particolare ringrazio i membri di questa collaborazione. Il Dott. Waldes Dusi per le sue vulcaniche idee, il Dott. Giulio Ventura per la sua disponibilità, il Sig. Ariano Donati per la cura ineccepibile del laboratorio, ma soprattutto la Dott. Natalia Auricchio per la sua costante presenza scientifica e per la sua amicizia. Ringrazio i membri della collaborazione dell'Università e dell'IMM di Lecce: la Prof. Annamaria Mancini, il Prof. Nicola Lo Vergine, la Dott. Marzia Traversa, il Dott. Fabio Marzo, il Dott. Pasquale Paiano, il Dott. Adriano Cola e l'amica Dott. Isabella Farella e quanti ho dimenticato di citare.

Ringrazio chi mi è stato vicino in questi anni e ha saputo illuminarmi in campo scientifico ma anche ha saputo dare concretezza alla mia vita.

Ringrazio mio marito Gianni per il suo amore che costituisce la mia forza.