

Indice

Introduzione	2
1 La Problematica Fisica	5
1.1 Introduzione	5
1.2 Classificazione delle reazioni tra ioni pesanti	6
1.3 Questioni aperte nella fisica alle energie di ALPI	14
2 L'apparato GARFIELD	20
2.1 Introduzione	20
2.2 Cristalli di ioduro di cesio CsI(Tl)	24
2.3 MicroStrip Gas Chamber (MSGC)	26
2.3.1 Generalità	26
2.3.2 Le MSGC di GARFIELD	29
2.4 Il Partitore	32
2.5 Camere Proporzionali a Multifili (MWPC)	34
2.5.1 Generalità	34
2.5.2 Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC)	38
2.6 Il Rivelatore Anulare	41
2.7 L'Elettronica	41
2.8 Il Sistema di Acquisizione	43
3 Prove di Laboratorio	46
3.1 MicroStrip Gas Chamber (MSGC)	46
3.1.1 Caratteri generali	46
3.1.2 Caratteristiche tecniche delle MSGC di GARFIELD	48
3.2 Cristalli di Ioduro di Cesio CsI(Tl)	52

3.2.1	Processi di Scintillazione	52
3.2.2	Preparazione dei cristalli	56
3.2.3	Efficienza e Risoluzione dei CsI(Tl)	59
4	Prove sotto Fascio	64
4.1	L'Acceleratore	64
4.2	Timing e Tecniche di identificazione delle particelle	67
4.3	Risoluzioni angolari delle MSGC di GARFIELD	70
4.4	Calibrazione dei cristalli CsI(Tl)	71
4.5	Identificazione di particelle con il metodo $\Delta E - E$	76
4.5.1	Introduzione	76
4.5.2	Calibrazione in Z ed energia di un CsI(Tl)	78
	Conclusioni	87
A	Fotodiodi	89
A.1	Principio di funzionamento	89
A.2	Rumore del fotodiodo	91
A.3	Caratteristiche dei Fotodiodi Hamamatsu	93
B	Effetto fotoelettrico ed Effetto Compton	95
B.1	Introduzione	95
B.2	Effetto fotoelettrico	97
B.3	Effetto Compton	97

Introduzione

Vengono descritti in questa tesi i criteri di costruzione e la messa a punto di un apparato sperimentale che consente di effettuare misure di frammenti e particelle leggere in reazioni fra ioni pesanti ad energie fra 5 e 20 MeV/A .

L'apparato verrà impiegato in una serie di esperimenti in collaborazione fra le Sezioni dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare di Legnaro, Bologna, Milano, Trieste e Catania.

Sarà utilizzato l'acceleratore ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro come postacceleratore del TANDEM.

Lo scopo degli esperimenti che saranno effettuati è di studiare i meccanismi di reazioni tra ioni pesanti a queste energie, con particolare attenzione alla produzione di più di due frammenti, meccanismo importante ad energie più elevate, e al grado di equilibrio raggiunto dopo lo scambio di nucleoni tra bersaglio e proiettile nelle reazioni anelastiche.

L'apparato di misura è composto da diversi tipi di rivelatori che possono essere disposti in diverse configurazioni di rivelazione a secondo delle distribuzioni spaziali attese per la problematica fisica in esame.

Il rivelatore attuale consiste pertanto di tre diversi sistemi di rivelazione:

- il primo, costituito da camere ad ionizzazione a deriva, con elettrodi a microstrip, e da rivelatori di stop a CsI(Tl), permette di misurare l'energia di particelle e frammenti, il loro numero atomico Z attraverso la tecnica $\Delta E - E$ e l'angolo di emissione, misurando il tempo di deriva degli elettroni creati per ionizzazione del gas;
- il secondo, costituito da rivelatori a gas (PPAC) e rivelatori al silicio, permette di misurare la massa, attraverso la tecnica del tempo di volo (TOF) che si basa sulla misura del tempo impiegato dalla particella a

percorrere la distanza tra bersaglio e rivelatore, e l'energia dei frammenti tramite i silici;

- il terzo, costituito da un telescopio di rivelatori a tre stadi, cioè camera a ionizzazione, rivelatore al silicio e rivelatore a CsI(Tl), consente la misura dell'energia e del numero atomico Z di frammenti e particelle leggere emesse ad angoli piccoli rispetto all'asse del fascio.

Il primo dispositivo di rivelazione costituisce un'innovazione nel campo della fisica degli ioni pesanti per l'utilizzo di camere a microstrip, in uso di solito ad alte energie per determinare la traiettoria della particella, quali rivelatori di energia persa nel gas.

La particolare geometria dunque di quest'apparato consente di ottenere buone risoluzioni angolari e, con un opportuno sistema elettronico, potrebbe permettere di misurare energie e cariche di frammenti di bassa energia, i quali, fermandosi nel gas prima ancora di giungere ai rivelatori di stop, risultano difficilmente misurabili.

Nel **Capitolo 1** sono presentate brevemente le problematiche fisiche delle reazioni tra ioni pesanti che possono essere studiate con l'utilizzo dell'apparato oggetto di questa tesi, mentre il **Capitolo 2** descrive il funzionamento generale dell'apparato e dei singoli rivelatori che lo costituiscono. Il **Capitolo 3** descrive la maggior parte del lavoro di tesi, che è consistito nella preparazione dei rivelatori che compongono la camera a deriva e nelle prove di laboratorio di tutti i rivelatori. Nel **Capitolo 4** sono descritte tutte le prove effettuate con fasci di calibrazione e con opportuni prototipi del rivelatore, i quali hanno consentito di definire i dettagli dell'apparato ed hanno gettato le basi per l'analisi dei dati che verranno raccolti, con particolare attenzione alla calibrazione energetica dei rivelatori CsI(Tl).

Dopo le conclusioni, seguono due appendici dedicate rispettivamente alla descrizione dei principi di funzionamento e le caratteristiche dei fotodiodi, che sono stati usati come lettori dell'uscita di luce dei CsI(Tl), ed agli effetti fotoelettrici e Compton, che sono i due principali fenomeni di interazione dei fotoni con la materia alle energie considerate.

Capitolo 1

La Problematica Fisica

1.1 Introduzione

Si definisce reazione nucleare l'interazione tra un nucleo (proiettile), opportunamente accelerato, con un altro nucleo (bersaglio), generalmente a riposo nel sistema del laboratorio. Affinchè avvenga una reazione nucleare è necessario tuttavia che l'energia del proiettile sia superiore a quella delle due barriere repulsive presenti: quella coulombiana V_{Coul} , determinata dall'interazione tra le cariche elettriche del proiettile e del bersaglio, e quella V_L relativa al potenziale centrifugo dovuto al momento relativo.

Fino alla fine degli anni '60, le particelle atte a superare la barriera $V_{Coul} + V_L$, per studiare le proprietà nucleari, si limitavano a sonde elettromagnetiche o adroniche (e, p, n, α), ma l'avvento di acceleratori per ioni pesanti ($A \geq 6$), come TANDEM e ciclotroni, ha portato alla nascita di una nuova branca della fisica nucleare, che prende appunto il nome di fisica degli ioni pesanti, con lo scopo di studiare le reazioni di tipo nucleo-nucleo e non più sonda-nucleo.

Molti sono i problemi che si presentano, dato il gran numero di nucleoni in gioco, ai quali però non è sempre possibile applicare una trattazione statistica, e per il fatto di trovarsi in una zona intermedia di momento relativo proiettile-bersaglio in cui gradi di libertà di particella singola ed effetti collettivi giocano ruoli importanti e spesso correlati.

1.2 Classificazione delle reazioni tra ioni pesanti

Due sono i parametri fondamentali per potere effettuare una prima classificazione delle reazioni tra ioni pesanti:

1. l'energia incidente per nucleone del proiettile, nel sistema del laboratorio,
2. il parametro d'urto¹.

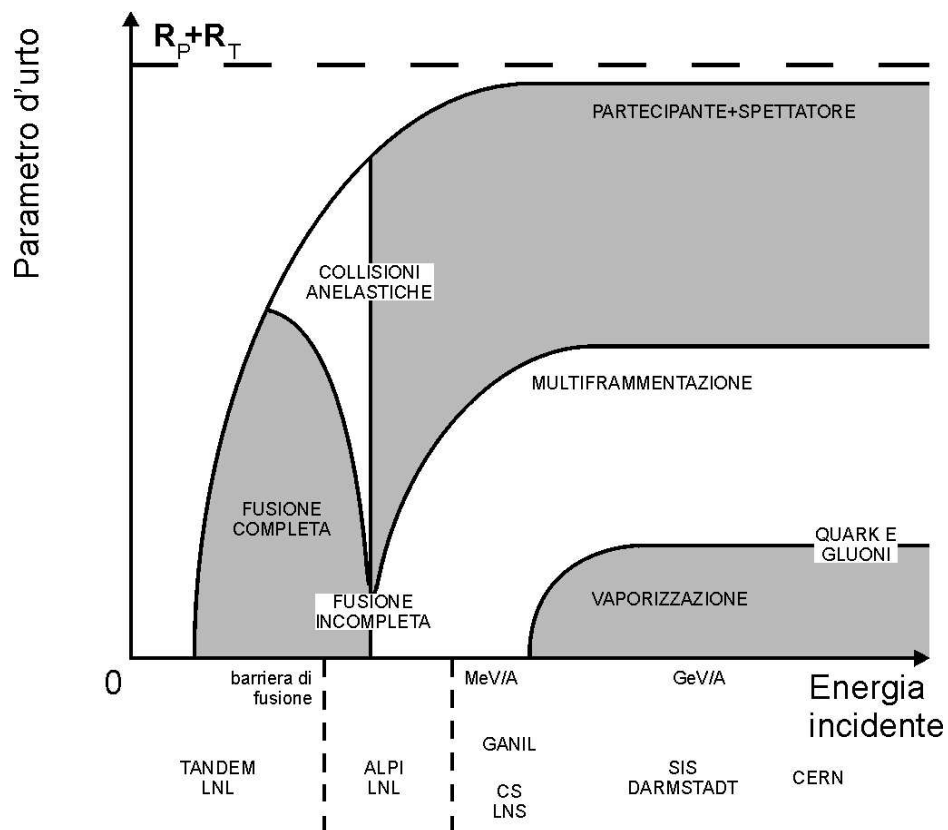


Figura 1.1: *Diagramma di fase per reazioni tra ioni pesanti. Sono stati riportati anche alcuni degli acceleratori che permettono di raggiungere le energie di fascio richieste per determinate reazioni.*

¹ Corrisponde alla distanza che separa il centro del nucleo bersaglio dalla traiettoria iniziale del proiettile (fig. (1.4)).

In una reazione nucleare è importante stabilire che tipo di scambio energetico avvenga fra proiettile e bersaglio.

Nelle reazioni fra ioni pesanti il meccanismo di interazione proiettile-bersaglio è del tutto diverso rispetto a quello delle reazioni che hanno come proiettile un protone. Se si considera, ad esempio, un fascio di protoni ed uno di ioni pesanti², ad esempio $A_{pr} = 40$, con la stessa energia incidente di 1 GeV , risulta che il protone, come proiettile (p_A), trasporta tutta l'energia, mentre nel secondo caso ogni nucleone (p_B) del proiettile trasporta un'energia di $1 \text{ GeV}/40 \text{ nucleoni} = 25 \text{ MeV}$.

Se si calcola allora la lunghezza d'onda associata al moto del proiettile:

$$\lambda = \frac{h}{m_N v_{pr}} = \frac{h}{m_N \sqrt{\frac{2E_{inc}}{A_{pr}}}} \quad (1.1)$$

dove h è la costante di Planck, m_N è la massa del nucleone, v_{pr} è la velocità del proiettile, A_{pr} è il numero di massa del proiettile, E_{inc} è l'energia del fascio incidente, la lunghezza d'onda associata a ciascun p_A , cioè per il primo caso, risulta essere allora $\simeq 0.7 \text{ fm}$, mentre nel secondo caso la lunghezza d'onda di uno singolo p_B è $\simeq 5.7 \text{ fm}$. Ne consegue che ciascun p_A vede i singoli nucleoni che compongono il bersaglio, mentre ciascun p_B vede il bersaglio come un unico corpo.

Il fascio di protoni deposita tutta la sua energia in una regione di spazio molto piccola, nella quale è presente un solo nucleone del bersaglio e quindi l'interazione più probabile consiste nell'espulsione di un singolo nucleone.

Nel caso del proiettile pesante, ogni nucleone può interagire contemporaneamente con più nucleoni del bersaglio. Il trasferimento di energia risulta allora di tipo collettivo, la probabilità di espulsione di singoli nucleoni è molto piccola ed il sistema che si forma è un *nucleo caldo*, cioè con elevata energia di eccitazione.

Si giunge allora alla conclusione che, nelle reazioni fra ioni pesanti, non è importante l'energia totale ma l'energia per nucleone. Ricordando infatti che λ è inversamente proporzionale alla quantità di moto (eq.(1.1)), si ottiene che due proiettili di massa diversa danno origine a reazioni di simili caratter-

² Si considerano ioni pesanti nuclei con $A > 6$.

istiche non se hanno la stessa energia cinetica totale ma se hanno la stessa energia per nucleone. In questo modo ogni nucleone dei due diversi fasci avrà la stessa quantità di moto e lunghezza d'onda. Per questo è più significativo usare l'energia specifica E/A piuttosto che l'energia totale per classificare le reazioni nucleari tra ioni pesanti.

Se si prende la reazione che ricorre in questa tesi, $^{32}\text{S} + ^{63}\text{Cu}$ a $15 \text{ MeV}/A$, si trova che la lunghezza d'onda associata al moto di ciascun nucleone del proiettile è $\lambda = 7.3 \text{ fm}$, mentre la distanza media tra due nucleoni del bersaglio è $d \simeq 1.8 \text{ fm}$, dando conferma che in tale reazione ciascun p_B vede il bersaglio non come un insieme di nucleoni ma come un unico corpo.

Per quanto riguarda il parametro d'urto, è di particolare importanza per la schematizzazione delle reazioni nucleari introdurre il parametro d'urto di *grazing*, definito come la distanza tra la traiettoria del proiettile e il centro del bersaglio sotto la quale le forze di interazione nucleare non sono più trascurabili, ovvero al di sopra della quale la sezione d'urto è data essenzialmente dalla diffusione coulombiana o di Rutherford³. Questo parametro permette di dare una valutazione di quanto la sezione d'urto si discosta da quella di Rutherford. Si può ricavare una buona stima di b_{gr} considerando l'interazione coulombiana tra i nuclei e scrivendo la conservazione del momento angolare all'infinito e alla sommità della barriera coulombiana:

$$b_{gr}p_{\infty} = R_c p_c$$

dove R_c ⁴ è la distanza tra i centri dei due nuclei interagenti alla sommità della barriera coulombiana, p_{∞} e p_c sono rispettivamente l'impulso iniziale del proiettile con energia E_{cm} nel sistema del centro di massa e l'impulso posseduto dallo ione alla sommità della barriera coulombiana (alla distanza R_c). Si ottiene allora:

$$b_{gr} = R_c \sqrt{1 - \frac{V_{Coul}}{E_{cm}}} \quad (1.2)$$

³ Funzione di Rutherford: $d\sigma/d\Omega = z_1^2 z_2^2 r_e^2 (m_e c / \beta p)^2 / 4 \sin^4(\theta/2)$.

⁴ $R_c = 0.5 + 1.36(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ è diverso dalla somma dei raggi nucleari data da $R = 1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ e tiene conto degli effetti di superficie non considerati in R .

dove $V_{Coul} = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \text{ MeV}$ è l'altezza della barriera coulombiana, Z_1 e Z_2 sono la carica del proiettile e del bersaglio rispettivamente, mentre R_1 e R_2 sono i raggi atomici.

Alle energie di ALPI ($5 \div 20 \text{ MeV}$), la barriera coulombiana risulta sempre superata dall'energia nel centro di massa, non risultando dunque d'impedimento per le reazioni nucleari.

L'altezza della barriera coulombiana, per la reazione già considerata, risulta di $\sim 77 \text{ MeV}$ contro i $\sim 318 \text{ MeV}$ dell'energia nel centro di massa.

Energia e parametro d'urto sono dunque i parametri fondamentali per la classificazione delle reazioni tra ioni pesanti. Da figura (1.1) è possibile notare inoltre che a parità di parametro d'urto i meccanismi di reazione variano al variare dell'energia. La massima distanza entro cui le reazioni nucleari possono avvenire corrisponde in prima approssimazione alla somma dei raggi del proiettile (R_P) e del bersaglio (R_T).

Si può allora, in base al parametro d'urto e all'energia, fare la seguente schematizzazione delle reazioni indotte da ioni pesanti.

1. $E_{fascio} < 10 \text{ MeV}/A$ (fig.(1.2)):

A basse energie di bombardamento, pochi MeV per nucleone, dominano i processi dissipativi generati dal ruolo predominante del campo medio nucleare.

- a) da $b \ll b_{gr}$ a $b < b_{gr}$:

sono collisioni centrali che danno origine a *fusione completa*. Il proiettile è interamente assorbito dal bersaglio per formare un *nucleo composto* che contiene tutta la quantità di moto iniziale e tutto il momento angolare. La vita media di tale sistema è generalmente più lunga (fino ad un fattore 10^3) rispetto al tempo di transito del proiettile ($\sim 10^{-22} \text{ s}$) nel bersaglio. Avviene allora la termalizzazione del nucleo composto, cioè la distribuzione tra tutti i suoi nucleoni dell'energia di eccitazione $E^* = E_{cm} + Q$ dove Q , detto Q-valore della reazione, è la differenza tra l'energia di legame dei nuclei proiettile e bersaglio e l'energia di legame del nucleo composto. Dall'ipotesi di indipendenza di Bohr [15],

il sistema non conserva memoria del canale d'ingresso e il suo successivo decadimento dipende soltanto dal tipo di nucleo composto formato, dalla sua energia di eccitazione e dal suo spin. I decadimenti possono avvenire sotto forma di *fissione*, dando origine a due grossi frammenti, o per *evaporazione* di particelle leggere come n , p e α lasciando un grosso residuo di evaporazione.

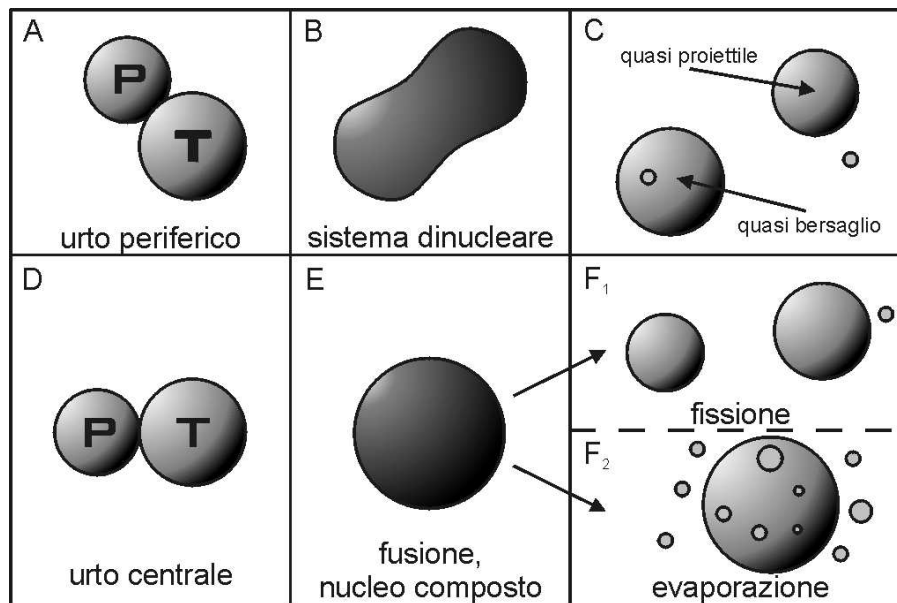


Figura 1.2: *Prodotti di reazioni in urti a basse energie per diversi parametri d'urto.*

b) $b \leq b_{gr}$:

la reazione che ora avviene prende il nome di *collisione profondamente anelastica* (*deep inelastic scattering*) [16]. I nuclei proiettile e bersaglio vengono a contatto, mantenendo però la loro indentità, e formano pertanto un sistema dinucleare deformato nel quale avviene uno scambio di massa, energia e momento angolare del moto relativo. Il sistema poi si divide in due frammenti simili al proiettile (PLF) e al bersaglio (TLF) che hanno energia cinetica relativa inferiore a quella iniziale (anelasticità). L'energia cinetica mancante appare sotto forma di particelle leggere che hanno origine nel decadimento del PLF e del TLF che si trovavano in uno stato eccitato.

c) $b \simeq b_{gr}$:

si hanno principalmente processi di trasferimento di pochi nucleoni, diffusione quasi elastica ed eccitazione coulombiana del proiettile e del bersaglio (reazioni dirette o di *grazing*) [17].

Si fa notare che a queste energie la struttura delle reazioni considerate è binaria: frammenti di fissione, PLF e TLF. Eventuali eventi a più di due corpi nello stato finale provengono non da processi istantanei ma da fissioni sequenziali (in cascata).

È inoltre da sottolineare che a basse energie i nucleoni sono sotto al livello di Fermi⁵ per cui solo un piccolo numero di essi potrà essere trasferito in stati eccitati durante la reazione.

2. $E_{fascio} > 100 \text{ MeV}/A$:

Ora il ruolo predominante passa dal campo medio all'interazione nucleone-nucleone. Essendo ora ben sopra l'energia di Fermi, è possibile studiare nuclei in cui ogni nucleone è in uno stato eccitato.

a) da $b \ll b_{gr}$ a $b < b_{gr}$:

il sistema che viene a crearsi possiede un'energia di eccitazione così elevata da non rimanere legato nemmeno per i tempi tipici di transito del proiettile nel bersaglio. Ha allora origine un processo chiamato *vaporizzazione* che corrisponde all'esplosione completa del sistema. Per urti un pò meno centrali avviene la *multiframmentazione* [18].

b) $b \simeq b_{gr}$:

Questo tipo di collisioni vengono descritte con un modello *partecipante-spettatore*, dove viene fatta la distinzione tra le parti del proiettile e bersaglio che si sovrappongono (zona partecipante) e le parti che non interagiscono (spettatore di tipo proiettile e di tipo bersaglio). Nella zona partecipante l'energia di eccitazione è così elevata da provocarne la vaporizzazione in particelle più leg-

⁵ E_F vale circa 30-40 MeV e corrisponde all'altezza della buca di potenziale che rappresenta il nucleo, non eccitato, come stato legato di nucleoni.

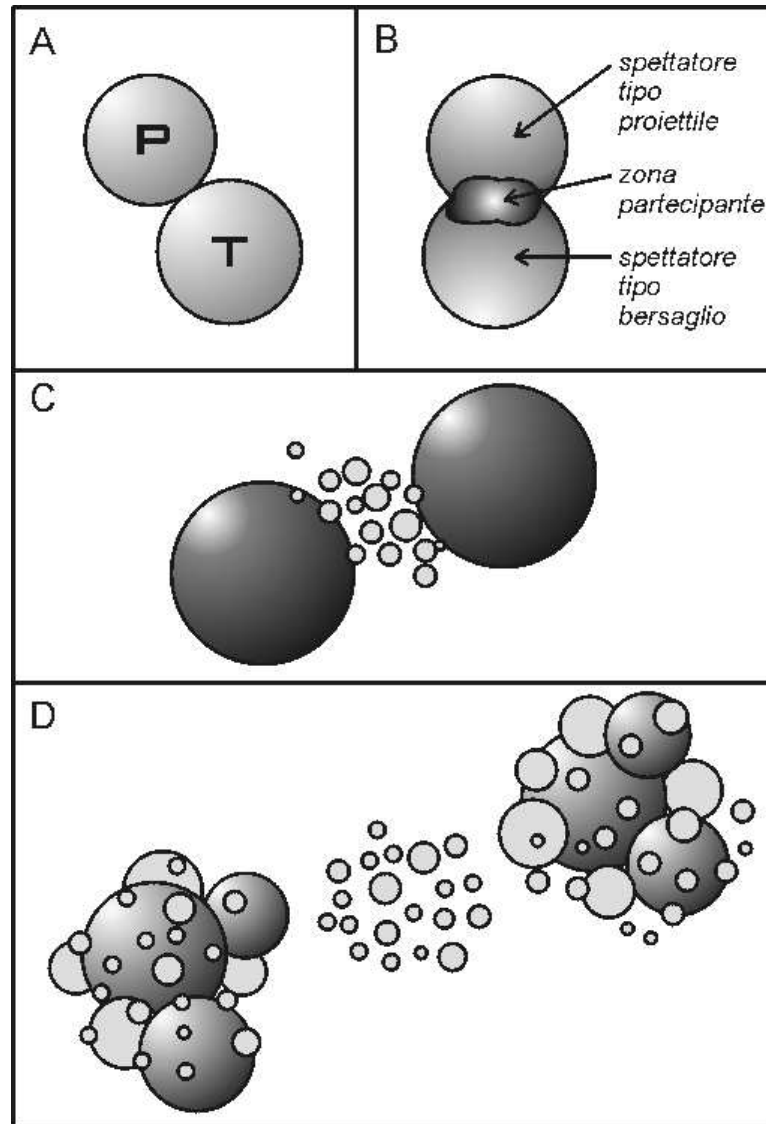


Figura 1.3: *Prodotti di reazioni per urti periferici ad alte energie.*

gere e piccoli frammenti. Gli spettatori possono acquisire valori di energia di eccitazione anche di decine di MeV per nucleone e dunque decadere in frammenti di massa intermedia (IMF) e particelle leggere (fig.(1.3)). Sembra che il numero di IMF prodotti sia legato al parametro d'urto ed abbia un massimo per b intermedi, mentre invece non dipende dall'energia incidente nè dal bersaglio o proiettile [19]. Ciò che importa è la quantità di energia cinetica convertita in E^* dello spettatore. Questo fatto suggerisce che i nuclei spettatori abbiano perso memoria del canale di ingresso

tranne per l'energia depositata. Dall'accordo tra dati sperimentali e modelli statistici, la MF sembra da ricondursi a processi simultanei (in contrapposizione ai processi sequenziali che avvengono a basse energie) e di volume.

3. $10 < E_{fascio} < 100 \text{ MeV}/A$:

questa regione risulta di particolare interesse in quanto rappresenta la transizione tra le due precedentemente descritte. Si passa dunque da reazioni prevalentemente binarie a reazioni esplosive, da nuclei trattabili come in fase liquida (che possono evaporare solo qualche nucleone) a nuclei trattabili come in fase gassosa (totale vaporizzazione del nucleo).

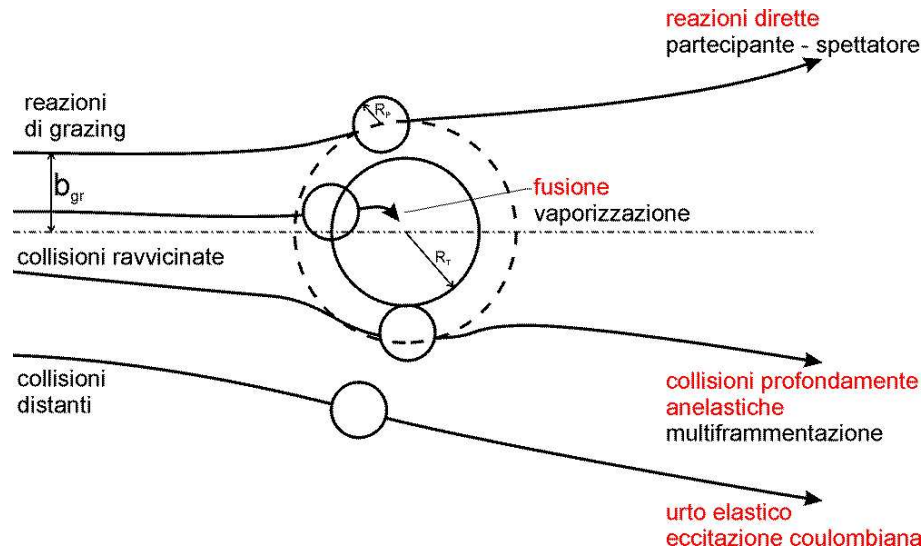


Figura 1.4: Schema delle reazioni tra ioni pesanti per diversi parametri d'urto e diverse energie. Nella parte destra della figura si hanno i canali di uscita della reazione per basse energie (rosso) ed alte energie (nero).

Per $b < b_{gr}$ e $b \ll b_{gr}$ dominano i processi di fusione incompleta [18], nei quali la quantità di moto del proiettile non è interamente trasferita al nucleo composto, che corrisponde ad un parziale assorbimento del proiettile da parte del bersaglio. La parte di proiettile non assorbita viene indicata come PLF. Quando si raggiunge un'energia di eccitazione E^* di qualche MeV ha luogo anche qui la multiframmentazione. Avvengono inoltre emissioni dette di pre-equilibrio che corrispondono all'e-

missione di nucleoni da parte del sistema composto prima del raggiungimento dell'equilibrio per tale sistema. La MF, come l'emissione di pre-equilibrio, sono fenomeni veloci (dell'ordine di $10^{-22}s$ per la MF), che implicherebbero l'impossibilità per il sistema composto di raggiungere la termalizzazione, cioè l'assenza di memoria del canale di ingresso, compromettendo l'uso di una trattazione statistica di tali fenomeni.

La figura (1.4) riassume brevemente i vari tipi di reazioni che avvengono in funzione del parametro d'urto e dell'energia del fascio incidente.

1.3 Questioni aperte nella fisica alle energie di ALPI

Al diminuire del parametro d'urto, ad energie di decine di MeV per nucleoni, gli urti quasi elastici vengono soppiantati dagli urti profondamente anelastici, caratterizzati dalla dissipazione dell'energia cinetica del moto relativo sotto forma di energia di eccitazione dei gradi di libertà interna della materia nucleare, fenomeni che risultano presenti anche ad alte energie.

Tuttavia non è ancora chiaro se, quando il sistema si separa per dare origine ai PLF e TLF, esso abbia raggiunto l'equilibrio termico.

La dissipazione dell'energia cinetica viene solitamente spiegata attraverso lo scambio stocastico di nucleoni tra i nuclei interagenti, quando entrano in contatto [26]. Questi modelli spiegano in modo soddisfacente il fatto che la suddivisione dell'energia di eccitazione sia correlata al trasferimento totale di massa tra i nuclei, in particolare il frammento che ha guadagnato nucleoni risulta più eccitato rispetto al frammento che ha perso nucleoni. Essi tuttavia non spiegano come la correlazione tra energia di eccitazione e massa trasferita risulti indipendente dal grado di elasticità dell'urto, il quale viene stimato attraverso la misura dell'energia cinetica totale persa $TKE_L = E_{cm} - TKE$, dove TKE è l'energia cinetica del PLF e TLF misurata nel sistema del centro di massa. Avere infatti TKE_L maggiore, secondo tale modello, corrisponde ad avere due frammenti maggiormente eccitati, cioè con un numero maggiore di nucleoni scambiati, fatto che richiederebbe allora una forte correlazione

1.3. QUESTIONI APERTE NELLA FISICA ALLE ENERGIE DI ALPI15

tra $TKEL$ e energia di eccitazione. Tale modello inoltre prevede che all'aumentare della $TKEL$ si raggiunga l'equilibrio termico tra i due corpi prima della scissione, ma sperimentalmente si trova che tale equilibrio non viene raggiunto.

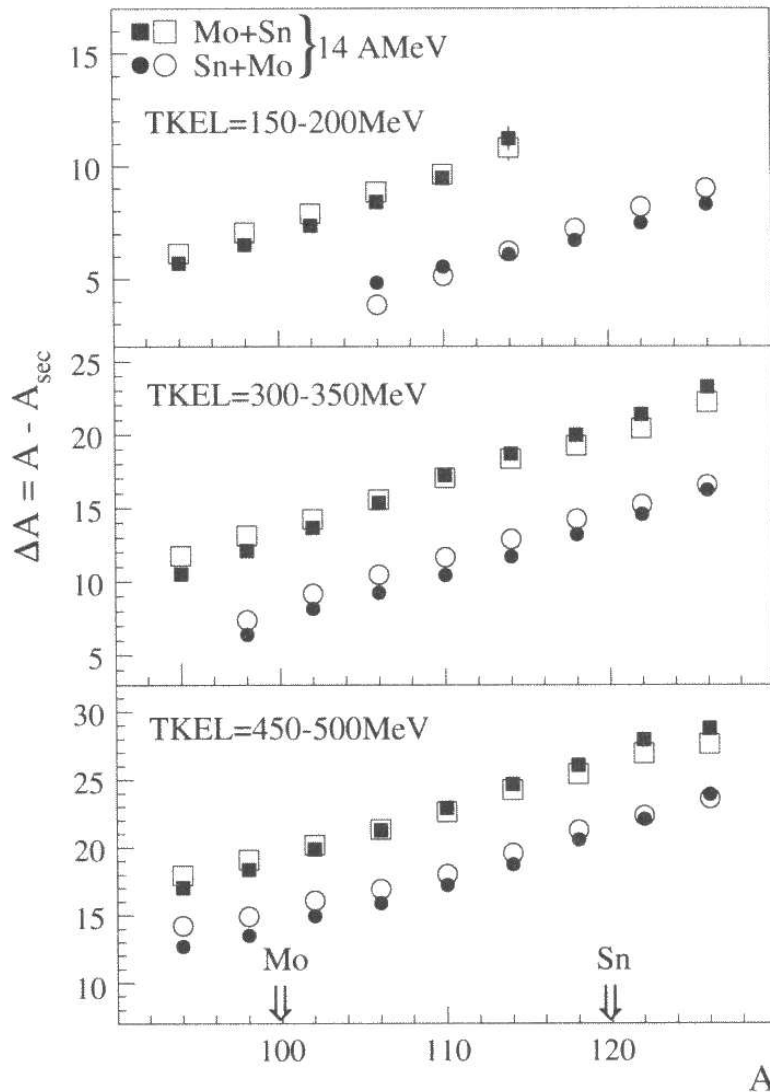


Figura 1.5: Numero medio sperimentale (nero) di nucleoni evaporati in funzione della massa primaria del PLF nelle reazioni dirette (quadrati) ed inverse (cerchi). I quadrati e i cerchi bianchi sono i dati sperimentali dopo le correzioni degli effetti di risoluzione e delle distorsioni dell'analisi.

Sono presenti inoltre delle fluttuazioni nelle masse dei prodotti degli urti profondamente anelastici, che vengono spiegate ad esempio dal modello di scambio stocastico di nucleone come una fluttuazione del numero stesso di

nucleoni scambiati, oppure secondo il modello di rottura casuale del *neck*⁶ [27], o ancora da processi di tipo collettivi.

È possibile allora attraverso lo studio di reazioni tra ioni pesanti di numero di massa diversi, ma tali che il rapporto N/Z risulti simile sia per il proiettile che per il bersaglio, in modo da non introdurre processi di equilibrizzazione dell'isospin, stabilire il livello di equilibrio termico raggiunto prima della separazione dei frammenti. Si tratta allora di osservare i prodotti di decadimento dei nuclei eccitati, sia in cinematica diretta che in quella inversa, in modo da avere informazioni non solo sul PLF, ma anche sul TLF, i cui parametri risultano di solito difficilmente misurabili.

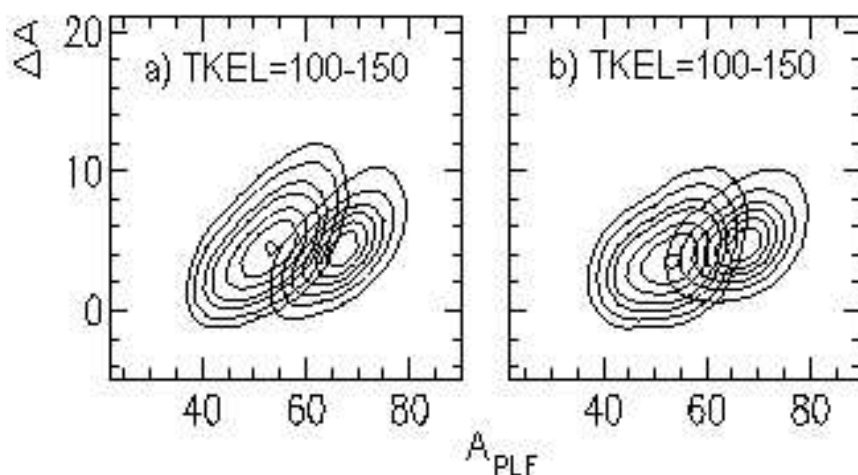


Figura 1.6: Simulazione della dipendenza del numero di nucleoni evaporati in funzione della massa del PLF a parità di energia cinetica totale persa, per sistemi che a) non hanno raggiunto l'equilibrio e b) hanno raggiunto l'equilibrio.

L'intero apparato GARFIELD, descritto nel prossimo capitolo, permette di misurare la massa A_{PLF} del PLF attraverso la tecnica del tempo di volo (par.4.2) abbinata ai *parallel plate avalanche counters* (PPAC) e la sua energia attraverso un rivelatore a silicio posto dietro ai PPAC. La camera a deriva misura invece l'energia $TKEL$ e la massa ΔA delle particelle leggere

⁶ Rappresenta lo stato finale dell'interazione, prima che i due frammenti si separino, ed schematizzato come un collo di materia nucleare che lega i due frammenti.

1.3. QUESTIONI APERTE NELLA FISICA ALLE ENERGIE DI ALPI17

emesse.

Per sistemi di massa ed energie maggiori rispetto a quelle attese per ALPI, è stato osservato come ΔA dipenda da A_{PLF} e dunque dal numero di nucleoni scambiati a $TKEL$ fissata e che ΔA assume valori diversi a seconda della cinematica considerata (diretta od inversa) [28] (fig.(1.5)). Questo fatto dimostra allora come il processo di collisione profondamente anelastica sia avvenuta lontano dall'equilibrio.

Simulazioni Monte Carlo calcolate per sistemi massa-energia disponibili con ALPI mostrano le due possibili situazioni, non equilibrio ed equilibrio, che si possono ottenere (fig.(1.6)). Sarà allora il lavoro sperimentale a stabilire quale delle due situazioni corrisponde a quella osservata.

La produzione di tre corpi ad energie intermedie è un processo che coinvolge anch'esso la distribuzione dell'energia cinetica del moto relativo.

La presenza di produzioni di tre corpi è stata messa in evidenza da vari esperimenti, eseguiti con diverse reazioni asimmetriche ad energie di fascio di $\simeq 6 \text{ MeV}/A$. Risulta infatti che oltre a reazioni binarie dissipative, come produzioni di PLF e TLF, sono presenti eventi con una grande carica mancante ($11 < Z_{mancante} < 28$) che non può essere spiegata solo attraverso l'emissione di particelle leggere [29].

Dalla distribuzione angolare dei due frammenti rivelati, Z_1 e Z_2 , appare che sono strettamente correlati, ma allo stesso modo che non possono essere prodotti da una reazione binaria. Sembra tuttavia che il decadimento del sistema $Z_s = Z_1 + Z_2$ venga debolmente influenzata dalla presenza del terzo frammento Z_3 . Questa debole correlazione tra Z_s e Z_3 , insieme al fatto che la direzione del moto di Z_s è quasi parallela all'asse del fascio, porta ad interpretare tale fenomeno come una reazione binaria in cui il bersaglio trasferisce nucleoni al proiettile che in seguito decade in due frammenti, lasciando la parte rimanente del bersaglio come uno spettatore debolmente interagente. Sperimentalmente, dal calcolo del tempo di reazione, risulta che la produzione di un terzo frammento avviene secondo due configurazioni: una veloce di $\simeq 3 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ ed una lenta di $\simeq 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ (fig.(1.7)). La componente veloce è associata ad eventi nei quali solo una piccola frazione dell'energia di

eccitazione è stata rilasciata nella prima parte della reazione, mentre la componente lenta è associata ad eventi nei quali è stata raggiunto l'equilibrio termico.

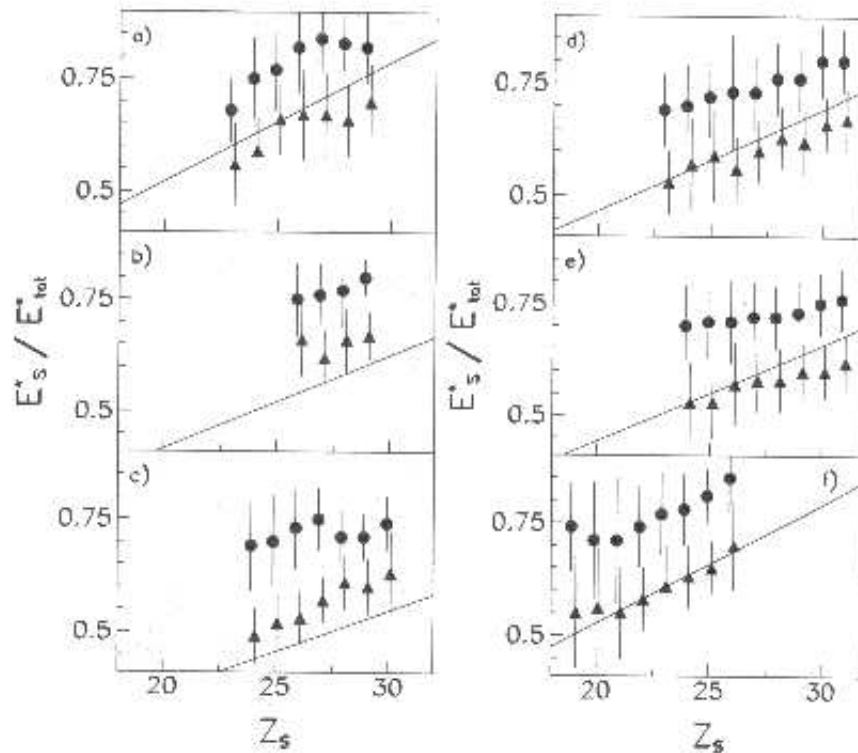


Figura 1.7: Energia di eccitazione di Z_s (E_s^*) in unità di energia di eccitazione totale (E_{tot}^*) in funzione del numero atomico della sorgente Z_s . I triangoli corrispondono alla componente lenta del decadimento, mentre i punti corrispondono alla componente veloce. Le reazioni considerate sono: a) $^{32}S + ^{45}Sc$, b) $^{32}S + ^{76}Ge$, c) $^{32}S + ^{89}Y$, d) $^{32}S + ^{59}Co$, e) $^{32}S + ^{63}Cu$, f) $^{19}F + ^{63}Cu$.

Non sembra che negli eventi lenti avvenga emissione di particelle leggere, benchè i tempi disponibili siano sufficienti, in quanto non c'è sensibile variazione di Z_s tra processi veloci e lenti.

Si ha allora che, benchè le due fasi della reazione, interazione proiettile-bersaglio e decadimento di Z_s , si influenzino solo debolmente, il decadimento di Z_s dipende dalla quantità di energia trasferita durante l'interazione proiettile-bersaglio, e i due tempi di decadimento, sperimentalmente misurati, ne sono la prova.

1.3. QUESTIONI APERTE NELLA FISICA ALLE ENERGIE DI ALPI19

La possibilità allora di potere utilizzare un apparato come GARFIELD, che possiede una grande accettazione angolare, per la presenza della camera a deriva, e che consente la rivelazione delle particelle ad angoli in avanti molto piccoli attraverso il rivelatore anulare, permette uno studio più preciso e dettagliato del fenomeno appena descritto.

Questi due processi, l'emissione di particelle leggere e la produzione di tre corpi ad energie intermedie, non si escludono a vicenda, ma potrebbero essere il segnale della presenza di un collo caldo (*neck*) che, in modo casuale, può essere riassorbito e dare origine al primo processo illustrato, oppure si stacca per formare un sistema a tre corpi come nel secondo processo. A differenza degli esperimenti precedentemente condotti, dove l'apparato di misura consentiva la registrazioni degli eventi di un particolare fenomeno, l'apparato, che di seguito viene descritto, consente, con la sua ampia copertura angolare e con l'utilizzo di varie tecniche di identificazioni di particelle, di ottenere tutte le informazioni relative alle reazioni in esame, permettendo una visione sia globale che particolare di qualunque tipo di fenomeno che abbia luogo in queste reazioni.

Capitolo 2

L'apparato GARFIELD

2.1 Introduzione

L'apparato G.AR.F.I.E.L.D. (General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collision) è stato progettato per rivelare i prodotti di collisioni tra ioni pesanti alle energie dell'acceleratore ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN, in un intervallo di energia incidente compreso tra 5 e 20 MeV per nucleone [22].

Come già detto nel primo capitolo, a tali energie di fascio i prodotti di reazione hanno un ampio *range* energetico, angoli di emissioni su tutto l'angolo solido nel laboratorio, cariche che vanno da quella del protone alla carica totale *proiettile + bersaglio*.

Riferendosi ad esempio alla reazione in oggetto nel paragrafo 4.4 ($^{32}S + ^{63}Cu$ a 200 MeV) si ottengono frammenti di tipo proiettile (PLF) con energia di $\sim 200 MeV$ (energia del fascio), frammenti di tipo bersaglio (TLF) con energia quasi nulla e prodotti di reazioni con energia sempre dell'ordine dell'energia del fascio. Se consideriamo la stessa reazione ma alle energie tipiche in cui GARFIELD opera, 15 MeV/A ad esempio, i prodotti di reazione possono avere energie fino a $\simeq 480 MeV$.

È stato necessario tenere conto di tutti questi fattori nella progettazione dell'apparato per avere la possibilità di rivelare tutte le caratteristiche (Z, E, θ, ϕ) dei prodotti di reazione.

GARFIELD è un apparato che funziona in vuoto e posto all'interno di una camera di *scattering*, costituito da vari tipi di rivelatori, che verranno descritti

di seguito, la cui presenza consente di definire complesso l'intero apparato (fig.(2.1)).



Figura 2.1: *Il rivelatore GARFIELD all'interno della camera a vuoto Huygens-Watt. Non sono presenti i PPAC e il rivelatore anulare.*

I rivelatori in questione sono cristalli di ioduro di cesio attivati con tallio CsI(Tl), camere a deriva a due stadi con microstrip, parallel plate avalanche counters (PPAC), camere a ionizzazione e rivelatori al silicio.

La parte principale dell'apparato GARFIELD è costituita da due contenitori cilindrici chiamati camera indietro C1 e camera in avanti C2 che hanno la funzione di rivelare rispettivamente i prodotti di reazione che hanno direzione del moto compreso fra $95^\circ \leq \theta_{lab} \leq 150^\circ$ e $30^\circ \leq \theta_{lab} \leq 85^\circ$, dove $\theta_{lab} = 0$ corrisponde a verso e direzione uguale a quelli del fascio.

I cilindri sono divisi rispettivamente in 24 e 21 settori ognuno dei quali contiene 4 CsI(Tl) e un rivelatore a microstrip, disposto perpendicolarmente all'asse del cilindro (fig.(2.2) e fig.(2.3)).

I quattro CsI(Tl) coprono ciascuno un intervallo angolare in θ di circa 15° .

Il rivelatore a microstrip è suddiviso per ogni settore in due sezioni, corrispon-

denti alle due zone 1-3 e 2-4 della figura (2.8), in modo da poter realizzare un rivelatore $\Delta E - E$ anche nel caso in cui il prodotto di reazione non sia sufficientemente energetico da raggiungere lo scintillatore. Per questo motivo la camera a deriva con microstrip viene definita a due stadi. Queste due sezioni vengono ulteriormente divise in due regioni in modo che ogni sezione copra un intervallo in ϕ di circa 7.5° per migliorare la risoluzione angolare complessiva.



Figura 2.2: Camera C1 aperta. è visibile il partitore dove sono posizionati i cristalli CsI(Tl).

La camera C1 copre la zona angolare $95^\circ < \theta < 150^\circ$ e $-180^\circ < \phi < 180^\circ$, mentre C2 copre la zona angolare $30^\circ < \theta < 85^\circ$, $0^\circ < \phi < 70^\circ$ e $110^\circ < \phi < 360^\circ$.

L'apparato è fornito di un porta bersaglio comandato esternamente in modo tale da potere cambiare il bersaglio a seconda delle esigenze, senza dovere aprire la camera di *scattering*. Il bersaglio è posto nella zona tra le due camere C1 e C2 sull'asse dei cilindri, cioè sull'asse del fascio. Il piano del bersaglio è perpendicolare alla direzione del fascio, anche se il porta bersaglio consente

la rotazione intorno ad un asse verticale. I prodotti di reazione sono rivelati dalla camera C1 oppure C2, a seconda che vengano emessi all'indietro o in avanti, ma il principio di rivelazione rimane lo stesso: la particella carica, dopo avere attraversato la finestra d'ingresso della camera, perde energia ionizzando il gas (CF_4) contenuto all'interno della camera e, se ha sufficiente energia, giunge ai CsI per produrre luce in questi ultimi e fermarsi dopo aver perso tutta l'energia residua.

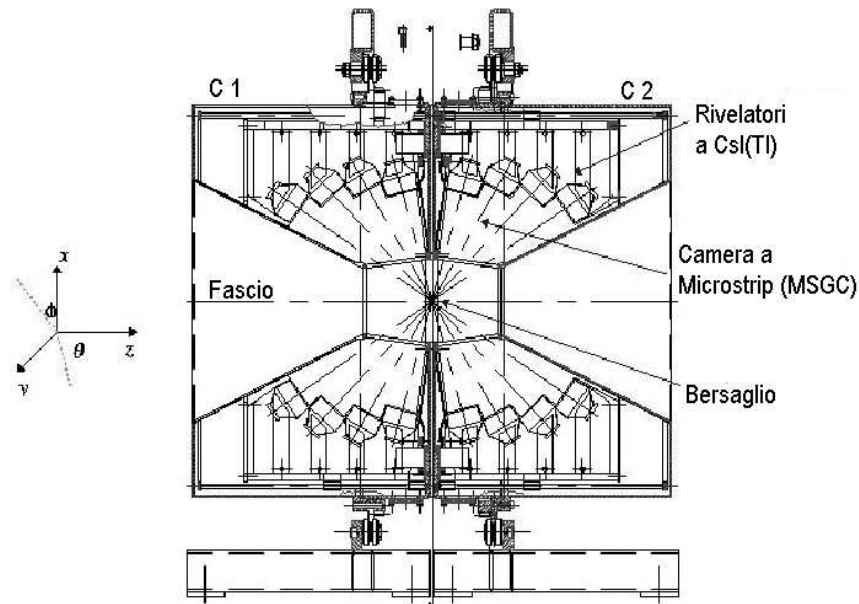


Figura 2.3: Sezione delle camere C1 e C2 di GARFIELD.

Il gas della camera a deriva viene fatto fluire continuamente per non lasciare che gli ioni creati si accumulino alterando il campo di deriva o fungendo da trappole per gli elettroni di ionizzazione. Il CF_4 viene immesso nella camera attraverso un distributore posto nel cono di fig.(2.10) e viene poi aspirato in prossimità delle microstrip.

È allora il CsI(Tl) a fornire l'informazione sull'energia residua della particella, mentre le microstrip registrano la perdita di energia nel gas della camera e consentono la misura del tempo di deriva degli elettroni.

L'apertura angolare tra 70° e 110° in ϕ nella camera C2, corrispondente a tre settori mancanti, è stata studiata in modo da consentire l'installazione

dei PPAC (fig.(4.2)).

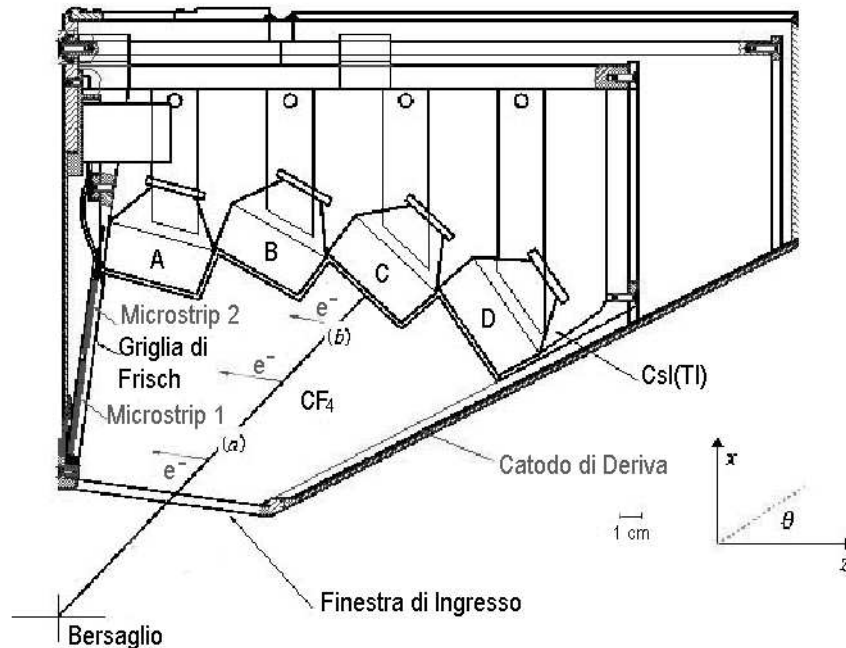


Figura 2.4: Sezione di un settore delle camere di GARFIELD. Dalla disposizione dei cristalli, appare chiara la particolare geometria del partitore, necessario per generare un campo uniforme.

I segnali, provenienti dai diversi rivelatori, vengono poi trattati con opportuni circuiti (discussi nel seguito di questo capitolo) in modo da poter registrare le informazioni ottenute dai rivelatori, che verranno poi analizzate. Nei paragrafi seguenti verrà illustrato brevemente il principio di funzionamento dei diversi tipi di rivelatori utilizzati in GARFIELD.

2.2 Cristalli di ioduro di cesio CsI(Tl)

I cristalli di CsI(Tl) sono scintillatori inorganici, composti da metalli alcalini con l'aggiunta di un attivatore, come il tallio. In generale gli scintillatori inorganici hanno un tempo di risposta (~ 500 ns) maggiore rispetto agli scintillatori organici (qualche decine di ns) dovuto al differente meccanismo che produce la risposta in luce al passaggio di una particella ionizzante, ma hanno una uscita di luce più elevata, cosa che permette di avere una migliore

risoluzione in energia, fondamentale per l'identificazione della carica della particella con il metodo $\Delta E - E$ (paragrafo 4.4).

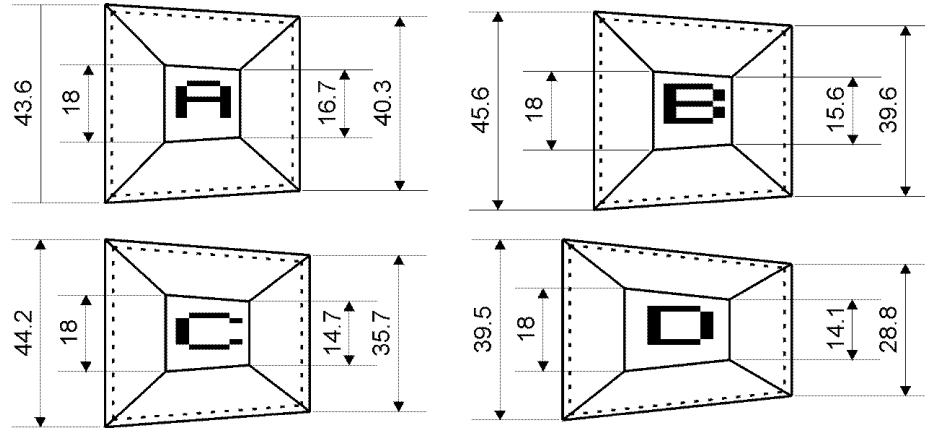


Figura 2.5: *Dimensioni delle quattro diverse forme dei $CsI(TL)$ di GARFIELD. La forma A corrisponde al cristallo più vicino al piano delle microstrip, mentre la forma D corrisponde al cristallo più lontano da tale piano.*

Altri fattori che portano alla scelta di questi scintillatori, sono l'invecchiamento lento (sono cioè trascurabili i danneggiamenti da radiazione) e la scarsa igroscopicità¹. Possono inoltre essere realizzati in forme e dimensioni tali da adattarsi al meglio alle esigenze dell'esperimento, e, fatto non meno importante, sono più economici dei rivelatori al silicio, generalmente utilizzati come rivelatori di energia residua.

Nell'apparato GARFIELD ci sono quattro cristalli per ciascun settore per un totale di 96 cristalli nella camera indietro C1 e 84 nella camera in avanti C2.

I 4 CsI di un singolo settore hanno forma diversa a seconda dell'angolo di osservazione in θ che coprono, per massimizzare l'efficienza geometrica dell'apparato. Le dimensioni sono riportate in figura (2.5).

I cristalli sono posti in modo tale che la faccia sensibile sia perpendicolare alla direzione della particella incidente all'angolo corrispondente al centro dello scintillatore (le traiettorie infatti dei prodotti di reazione sono radiali

¹ Corrisponde alla capacità dell'umidità di danneggiare il cristallo sciogliendolo e compromettendo pertanto il suo buon funzionamento.

con centro nel bersaglio) (fig.(2.4)).

Per quanto riguarda la raccolta della luce dai cristalli è stato scelto l'uso di fotodiodi in quanto si adattano meglio allo spettro di emissione dei CsI rispetto ai fotomoltiplicatori (fig.(2.6)).

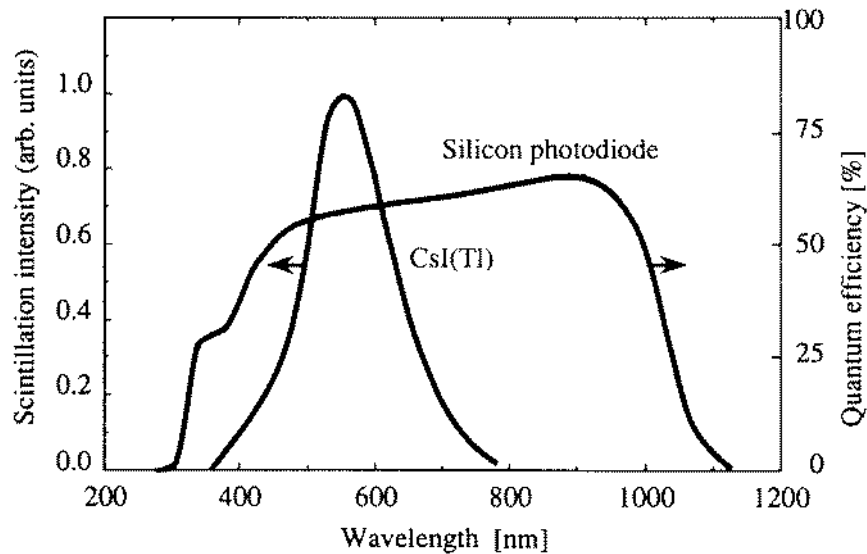


Figura 2.6: Confronto tra lo spettro di emissione di un $CsI(Tl)$ e l'efficienza quantica, definita come il rapporto tra numero di fotoelettroni prodotti dal fotodiode e il numero di fotoni incidenti sullo stesso, di un fotodiode al silicio.

Hanno inoltre dimensioni più contenute e sono più stabili, a discapito però della temporizzazione e dell'ampiezza dei segnali. I fotodiodi sono stati acquistati presso la ditta Hamamatsu e sono della serie S3204-05 (Appendice A).

2.3 MicroStrip Gas Chamber (MSGC)

2.3.1 Generalità

I rivelatori a microstrip sono rivelatori discreti, cioè consistono di una serie di striscie (*strip*) individuali di elettrodi, disposti su di una base semiconduttrice o isolante.

Ciascun elettrodo funziona come un singolo rivelatore e consente pertanto di avere la risoluzione spaziale desiderata a seconda dei canali che si vogliono connettere e le uniche limitazioni risiedono nel numero di strisce deposte e nella larghezza delle strisce stesse ($10 \div 60 \mu m$ generalmente).

I rivelatori discreti hanno dunque una risoluzione spaziale e temporale migliore rispetto ai rivelatori continui, richiedono però un sistema elettronico più complesso e dunque costi maggiori.

Le camere a microstrip sono state ideate in seguito all'esigenza della fisica delle alte energie di ottenere rivelatori con risposta veloce, buona risoluzione spaziale e capacità di sopportare alti flussi di radiazione. Mentre la prima richiesta potrebbe ampiamente venire soddisfatta dalle MWPC (vedi paragrafo 2.4), le rimanenti due creano invece dei problemi. Le MWPC infatti hanno limiti nella spaziatura tra i fili dovuti ad effetti repulsivi fra anodi ($\geq 1 mm$) e negli alti *rate* di radiazione incidente dovuto al lungo tempo di raccolta degli ioni positivi (circa $10^4 particelle/(mm^2s)$) (fig.(3.2)).

La possibilità allora di depositare su di uno stesso substrato delle strisce alternate di catodi e anodi, rispettivamente di larghezza dell'ordine di $100 \mu m$ e $10 \mu m$ il cui passo (per strip dello stesso tipo) è di $200 \mu m$, permette di adempiere alle due richieste che le MWPC non soddisfano. Sarà poi un elettrodo posto parallelamente alla microstrip a fornire il campo necessario alla deriva degli elettroni generati durante la ionizzazione del gas contenuto all'interno della camera.

Quando si parla di rivelatori a microstrip si è soliti riferirsi alle microstrip di rivelatori al silicio, che sono rivelatori a stato solido con gli stessi principi di funzionamento dei rivelatori a semiconduttori (Si, Appendice A). Questo tipo di rivelatori sono, come le MWPC, diffusi nella fisica delle alte energie per rivelare il passaggio di una particella con una risoluzione spaziale dell'ordine di qualche μm . Tuttavia il segnale generato nella strip è in continua concorrenza con il rumore della catena elettronica, in quanto nei semiconduttori non c'è moltiplicazione a valanga come avviene invece, in opportune condizioni, nei gas.

Sono state allora ideate le MicroStrip Gas Chamber (MSGC), costituite da *strip* metalliche, che, benchè non possano competere per la risoluzione

spaziale con i rivelatori a stato solido, offrono il vantaggio di avere segnali di maggiore ampiezza grazie al maggior guadagno ottenibile nel gas della camera, dimensioni minori per la possibilità di depositare gli anodi e i catodi su vetro molto sottile e costi ridotti.

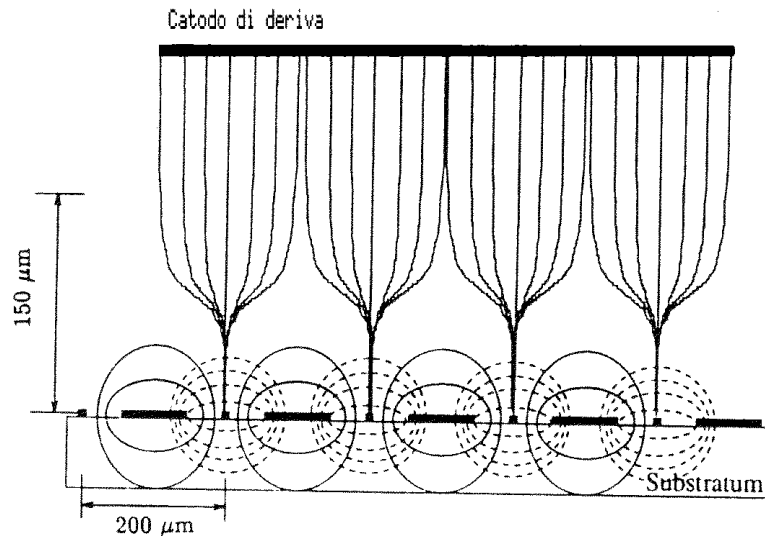


Figura 2.7: *Linee di deriva degli elettroni (linee continue) e linee di deriva degli ioni positivi (linee tratteggiate), prodotti in prossimità del piano della microstrip.*

Il principio di funzionamento delle MSGC è il seguente:

il volume sensibile della camera è definito dal catodo posto ad una distanza di $3 \div 10 \text{ mm}$ dal piano della microstrip, che complessivamente funge da anodo. Il campo elettrico presente nella camera può essere suddiviso in due aree: la prima corrispondente al campo di deriva uniforme generato tra catodo e piano delle microstrip che consente la deriva degli elettroni, generati dalla ionizzazione del gas da parte della particella carica, lungo linee rette, e la seconda corrispondente al campo di dipolo tra anodo e catodo della microstrip, che risulta essere più intenso, producendo pertanto moltiplicazione a valanga. Gli elettroni prodotti dalla moltiplicazione a valanga vengono raccolti dalle strisce anodiche, generando un segnale in uscita proporzionale al numero di elettroni prodotti e dunque all'energia persa dalla particella nell'attraversare il volume di gas, mentre gli ioni positivi vengono raccolti dalle strisce

catodiche (fig.(2.7)).

Esistono però dei problemi di scarica e di invecchiamento per questi dispositivi soprattutto per la fisica ad alte energie per la quale per prime sono state ideate.

La principale causa di invecchiamento è la formazione di elementi organici che modificano il campo elettrico e fanno diminuire pertanto il guadagno.

Le scariche sono dovute invece al fatto che il *plateau* di efficienza è situato nella regione ad alto guadagno, dove cioè la tensione è elevata. In tale zona è allora maggiore la probabilità di scarica tra catodi e anodi, procurando danni strutturali a questi ultimi. Varie sono state le proposte per rimediare a questi inconvenienti, ma non ci soffermeremo ad illustrarle [13].

2.3.2 Le MSGC di GARFIELD

Diamo ora una descrizione delle microstrip dell'apparato GARFIELD.

Considerando il vasto intervallo energetico e di massa delle particelle di reazione, occorre che lo strumento abbia un buon funzionamento anche a basse pressioni di gas (minori di 100 *mbar*) affinché anche le particelle più pesanti e meno energetiche, quali i TLF, possano raggiungere i cristalli di CsI(Tl) e permettere la loro identificazione in Z ed energia, tramite la misura dell'energia persa nel gas (ΔE) e dell'energia residua. Devono dunque avere le soglie di identificazioni sufficientemente basse (minori di 1 *MeV/A*).

Il gas utilizzato è tetra fluoruro di carbonio (CF_4), il quale, avendo un alto potere frenante (*stopping power*), permette di tenere una bassa pressione (50 ÷ 200 *mbar*) e dunque un campo relativamente basso ($1V/cm \times Torr$). La bassa pressione ha la duplice funzione di permettere alle particelle più pesanti di raggiungere i CsI(Tl) e di non compromettere la tenuta delle finestre di ingresso, mentre il campo elettrico non troppo elevato permette di evitare scariche all'interno della camera.

Il CF_4 inoltre ha un alto valore della velocità di deriva (10 *cm/μs* per campi con le caratteristiche suddette).

Le microstrip di GARFIELD si distinguono da quelle precedentemente descritte sia nella forma (fig.(2.8)) che nel loro utilizzo. Vengono infatti utiliz-

zate come rivelatori ΔE .

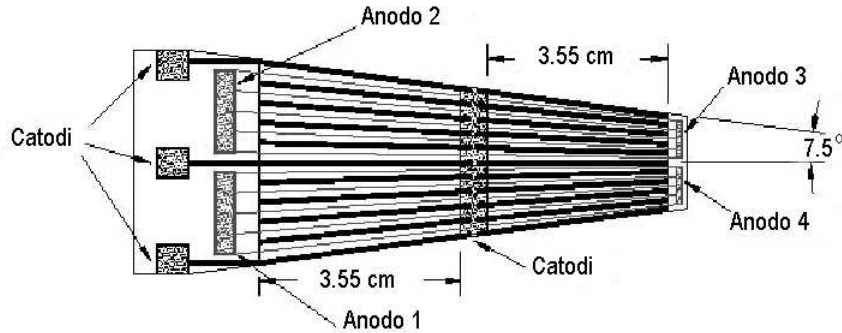


Figura 2.8: Piastrina di una microstrip di GARFIELD.

Le microstrip sono disposte sul piano formante la base dei cilindri che costituiscono le camere C1 e C2. Ciascuna di esse ha quindi una forma trapezoidale lunga circa 10 cm, con la base maggiore di 4 cm e quella minore di 1 cm (fig.(2.8) e (2.9)).

Sono composte da un'alternanza di strisce anodiche e catodiche e, per mantenere costante il campo elettrico di moltiplicazione in prossimità della microstrip, i catodi hanno una larghezza che varia da 85 μm a 190 μm , e formano dunque una V. In tal modo le dimensioni della zona isolante tra anodo e catodo rimangono costanti (50 μm).

Gli anodi sono larghi invece 10 μm . Essi sono posti a tensione positiva e sono raggruppati in modo da formare quattro zone indipendenti dove viene raccolto il segnale. I catodi sono invece tutti collegati fra loro e posti a massa. Ad una distanza di 3.7 mm dal piano della microstrip viene posizionata una griglia, detta di Frisch, necessaria per impedire eventuali segnali indotti da ioni pesanti molto ionizzanti in zone lontane dalla microstrip ancora prima che avvenga l'effettiva moltiplicazione a valanga.

Il campo di deriva, tale da permettere la deriva degli elettroni generati dalla ionizzazione del gas lungo rette perpendicolari al piano delle microstrip, è generato da un partitore di tensione, descritto nel prossimo paragrafo (fig.(2.4)).

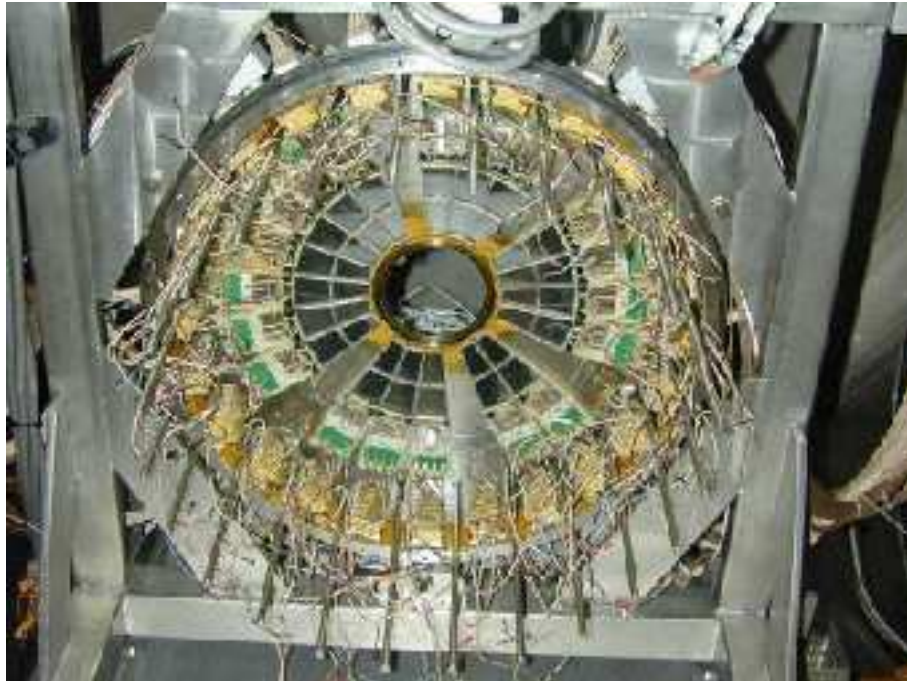


Figura 2.9: Base del cilindro formante la camera C1. La forme a trapezio delle microstrip di GARFIELD permette loro di ricoprire l'area circolare della base. Si vedono chiaramente le posizioni delle 5 microstrip che sono state tolte per essere sostituite.

La moltiplicazione a valanga degli elettroni di ionizzazione avviene tra la griglia di Frish e il piano della microstrip dove il campo risulta 3 volte maggiore di quello generato dal partitore, tra catodo (posto sul cono) e griglia. Le *strip* sono ottenute con un deposito di cromo di 2000 \AA e poste su un supporto di vetro Desag D263 di spessore 0.5 mm .

L'alternanza fra anodo e catodo permette di avere una pronta raccolta oltre che degli elettroni (da parte dell'anodo) anche degli ioni positivi, prodotti tra la griglia e il piano della microstrip, da parte del catodo. In questo modo si ottiene un segnale più intenso e si impedisce l'alterazione del campo elettrico di deriva in prossimità del piano della microstrip dovuta alla presenza di ioni liberi ivi accumulatisi dopo la moltiplicazione a valanga.

È dunque possibile ricostruire la perdita di energia della particella nel gas e l'angolo in ϕ al quale è passata. Infatti, facendo riferimento alle figure (2.8) e (2.9), se si considera la coppia microstrip 1-4, risulta che la microstrip 1

fornisce il segnale proporzionale alla perdita di energia della particella nella prima metà della camera a deriva, mentre la microstrip 1 fornisce la stessa informazione ma per la seconda metà della camera. Facendo allora la somma dei due segnali otteniamo l'informazione completa su ΔE della particella nell'intera camera a deriva. È chiaro allora che nel caso in cui la particella si fermi nel gas, il segnale della microstrip 4 fornisce sempre il segnale di ΔE , mentre la microstrip 1 fornisce il segnale di energia residua.

Si ricava invece l'informazione sull'angolo in ϕ considerando che ciascun piano di microstrip visibile in figura (2.8) è diviso in due zone di apertura angolare di 7.5° in ϕ (zona 1 e zona 4, oppure zona 2 e zona 3) che forniscono l'informazione in ϕ con risoluzione pari all'apertura angolare della microstrip. La risoluzione angolare in θ , che risulta di 0.38° , verrà discussa nel paragrafo 4.3.

2.4 Il Partitore

Come si è già fatto notare nel paragrafo 2.3, è importante per la ricostruzione della dinamica dell'evento che gli elettroni generati al passaggio della particella nel gas vengano raccolti tutti, che cioè venga minimizzata la diffusione trasversa della nuvola elettronica. Si tratta allora di generare un campo più uniforme possibile tale da tenere gli elettroni su una traiettoria perpendicolare al piano delle microstrip e da fornire loro una velocità di deriva costante. Ricordiamo l'importanza di quest'ultima per potere determinare l'angolo in θ attraverso la misura del tempo di deriva.

Il valore del campo elettrico, scelto in modo da minimizzare la ricombinazione degli elettroni e da permettere una alta velocità di *drift*, è di $1 \text{ V/cm} \times \text{Torr}$. Con queste condizioni e per una lunghezza di 15 cm e pressione di 70 mbar , la differenza di potenziale complessiva tra catodo e griglia deve essere di 790 V . Per ottenere questo risultato è stato realizzato un partitore all'interno della camera a ionizzazione nel seguente modo (fig.(2.2), (2.4) e (2.10)):

- sul cono, dove avvengono inoltre il ricircolo e la diffusione del CF_4 , sono state depositate strisce ramate sulla superficie di stesalite che copre il distributore del gas, spaziate di 1 mm e collegate l'una all'altra da

resistenze SMD da $1\text{ M}\Omega$, saldate sulle striscie di rame. La tensione del cono è di 1072 V ;



Figura 2.10: *Cono disposto sul coperchio della camera C1, il quale ha la duplice funzione di formare il catodo di deriva e di distribuire il gas nella camera.*

- sulla finestra di ingresso costituita di mylar dello spessore di $3\ \mu\text{m}$ sono state depositate per evaporazione 20 piste parallele di oro spaziate di 4 mm e collegate tra loro da resistenze SMD da $2\text{ M}\Omega$. La finestra è posta alla tensione di 643 V ;
- di fronte ad ogni rivelatore CsI(Tl) sono state poste finestre di mylar di $1.5\ \mu\text{m}$ sulle quali sono state depositate per evaporazione piste di oro connesse tra di loro con resistenze SMD e distanziate in modo variabile a seconda del cristallo a cui corrispondono, in quanto la forma di tale zona è a gradini, cioè una superficie non uniforme, lungo l'asse del cono (fig.(2.4)). La catena resistiva viene proseguita nella regione parallela alle faccie laterali dei CsI, che congiungono un cristallo all'altro, attraverso parti in stesalite sulle quale sono state incise piste di rame.

La catena viene realizzata attraverso resistenze SMD di $1\text{ M}\Omega$ e tale che per ciascun settore la resistenza complessiva è pari a $\simeq 82\text{ M}\Omega$. Gli spicchi vengono poi collegati in parallelo in 3 gruppi da 8 nella camera C1 e in 3 gruppi da 7 nella camera C2 in modo da avere per ciascun gruppo una resistenza equivalente di $10.3\text{ M}\Omega$ e $11.7\text{ M}\Omega$ rispettivamente. La presenza di un'ultima resistenza da $0.7\text{ M}\Omega$ fa sì che la tensione dell'ultimo anello resistivo si trovi circa a -60 V , pari alla tensione della griglia delle microstrip. Questa catena resistiva ha permesso di ottenere all'interno della camera a deriva un campo uniforme, malgrado la complessa geometria dell'apparato.

2.5 Camere Proporzionali a Multifili (MWPC)

2.5.1 Generalità

Charpak nel 1968 constatò che, ponendo una serie di fili anodici equispaziati tra due placche catodiche, questi funzionano come contatori proporzionali indipendenti.

Il principio di funzionamento di una MWPC unidimensionale è dunque il seguente: tra due piastre catodiche vengono disposti una serie di fili anodici, paralleli, ed immersi in un gas in modo tale che, al passare di una particella, il gas venga ionizzato, gli elettroni prodotti siano sottoposti alla forza del campo di deriva generato dalla differenza di potenziale tra anodi e catodo e, in prossimità degli anodi, ci sia una moltiplicazione a valanga.

Poichè in generale è un solo filo a raccogliere il segnale, il quale viene poi raccolto dalla catena elettronica, è possibile ottenere informazioni sul punto di passaggio della particella nella direzione perpendicolare a quella dei fili (fig.(2.12)). Il segnale indotto sul filo viene raccolto dall'elettronica e dà l'informazione sulla posizione in x del passaggio della particella, corrispondente al primo filo che fornisce un segnale ed è proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nel gas (fig.(2.11)).

Si possono avere informazioni su entrambe le coordinate del piano perpendicolare alla direzione della particella incidente inserendo all'interno della stessa camera una seconda serie di fili anodici disposti perpendicolarmente

ai precedenti. In questo caso, in generale, si ha un piano catodico posto fra le due reti di fili anodici. Si ottiene allora una MWPC bidimensionale. Verranno descritti ora brevemente i pregi e le limitazioni dei rivelatori di questo tipo.

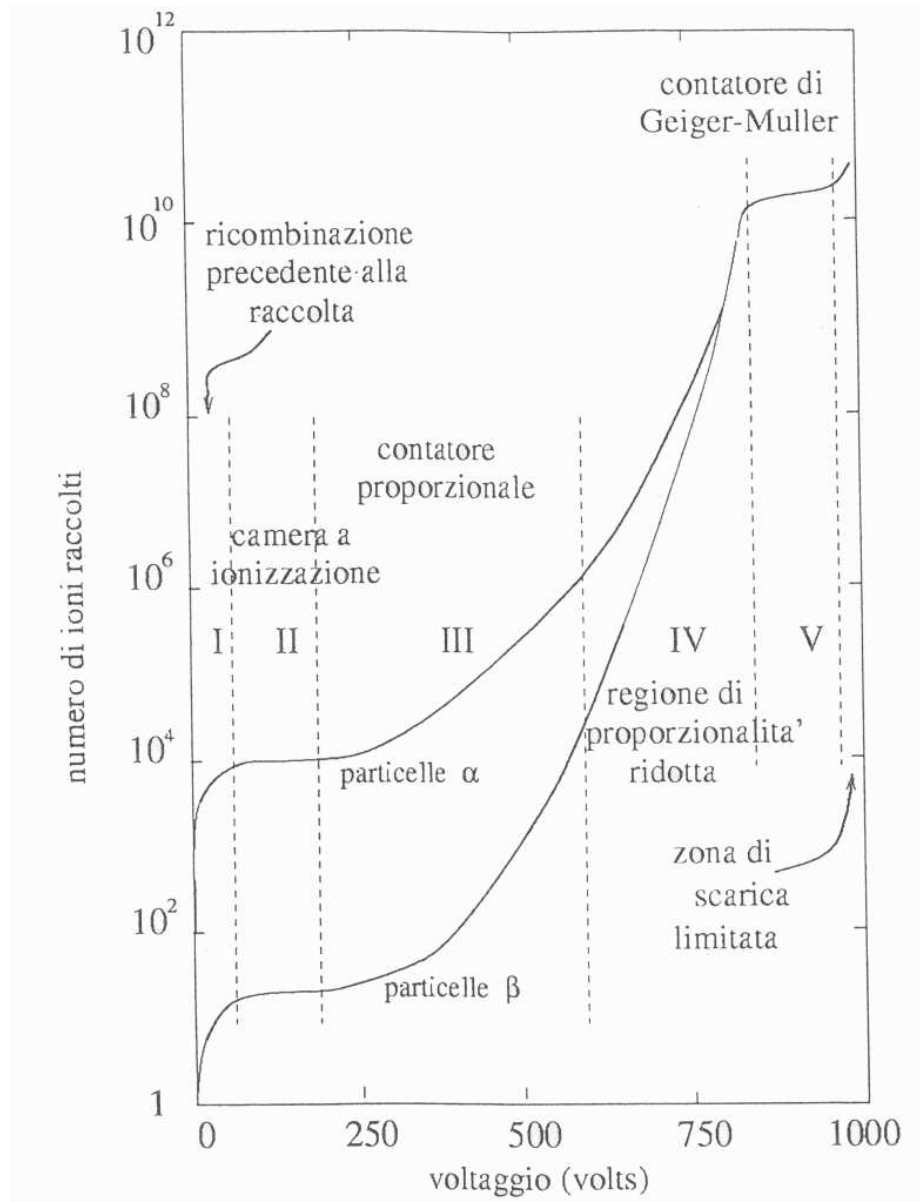


Figura 2.11: Numero di ioni raccolti in funzione della differenza di potenziale applicata ai capi di una camera a fili unidimensionale.

La caratteristica più importante delle MWPC è la loro ottima risoluzione spaziale: la spaziatura tipica tra i fili anodici è di 2 mm il che permette una risoluzione spaziale dell'ordine di 1 mm, pari alla metà della distanza tra

due fili. Si potrebbe migliorare tale risoluzione avvicinando ulteriormente i fili ma occorre tenere conto della repulsione coulombiana che può essere controbilanciata solo dalla tensione meccanica di questi. Si ha allora una limitazione sulla resistenza strutturale dei fili, che sono in generale di Tungsteno e tipicamente $\sim 20 \div 40 \mu m$ di diametro.

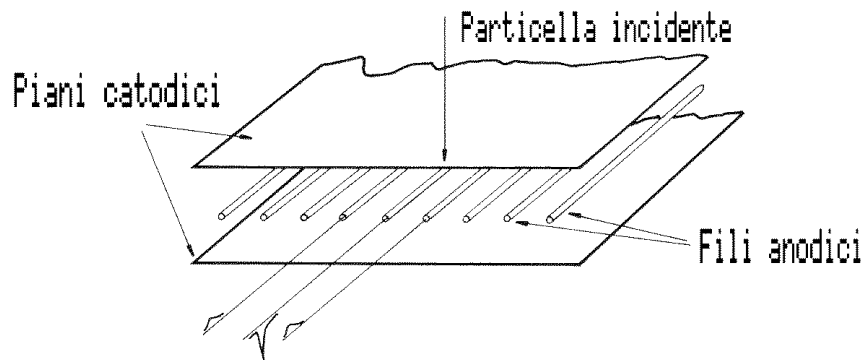


Figura 2.12: Schema di una camera proporzionale a multifili.

La distanza invece tra anodi e catodo è di $7 \div 8 \text{ mm}$. Il problema della forza coulombiana si pone anche per le lastre catodiche. Quando la camera raggiunge certe dimensioni, i catodi hanno tendenza ad incurvarsi verso gli anodi alterando in tal modo le linee di campo.

Si rende allora necessario un rinforzo della struttura e conseguentemente modifiche da operare affinché il campo rimanga uniforme.

La fig.(2.13) mostra le linee di campo presenti all'interno di una MWPC unidimensionale.

Per quanto riguarda il gas di riempimento, occorre che abbia una bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità ed alta capacità di conteggio. Si usano più spesso gas nobili che richiedono una piccola intensità di campo elettrico, unito ad un *quencher*, come il freon, che permette di assorbire i fotoni emessi dalla diseccitazione del gas nobile, i quali avrebbero sufficiente energia per produrre fenomeni indesiderati di ionizzazione secondarie. L'Argon, ad esempio, che è il gas più utilizzato, ha energia di eccitazione pari a 11.6 eV , energia sufficiente a produrre ionizzazione del catodo e causare perciò segnali spuri attraverso ulteriori valanghe. Tipici gas

che fungono da *quencher* sono gas poliatomici, come il metano e gli alcool, ma vengono usati anche gas inorganici quali CO_2 e BF_3 .

Per fermare gli eventuali elettroni creati sul catodo si possono usare gas elettronegativi (freon-13B1), che li catturano prima che possano produrre una valanga nei pressi dell'anodo.

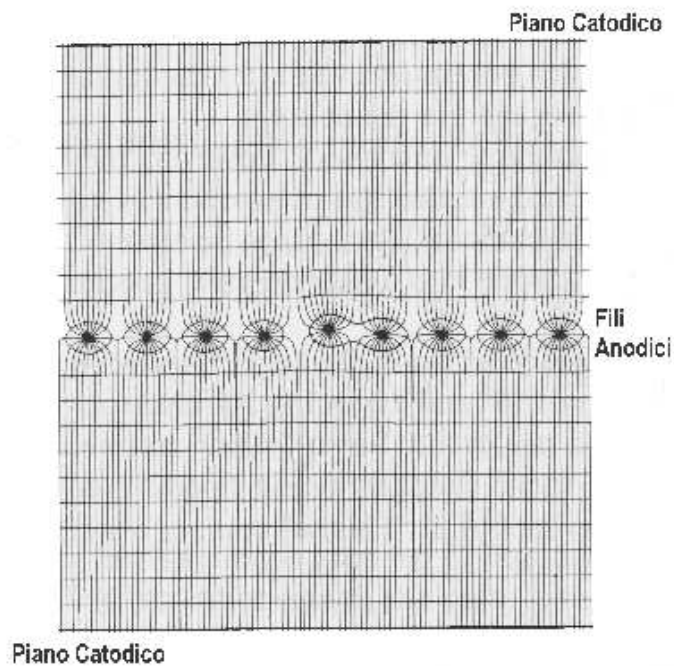


Figura 2.13: *Linee del campo elettrico (linee verticali) e linee di potenziale (linee orizzontali) di una MWPC unidimensionale.*

La risoluzione temporale delle MWPC è strettamente legata al tempo di deriva degli elettroni. La particella ionizza il gas lungo tutto il suo percorso e dunque il tempo di raccolta di tutti gli elettroni può essere relativamente lungo. Tuttavia il primo segnale ad arrivare è quello dell'elettrone creato più vicino ad un filo anodico, cioè ad una distanza da esso non maggiore della metà della separazione tra due fili. Tenendo conto allora della mobilità degli elettroni all'interno della camera, l'incertezza temporale viene associata al tempo impiegato dall'elettrone a percorrere tale distanza, corrispondente a $\simeq 25 \div 30 \text{ ns}$.

2.5.2 Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC)

I PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters) di GARFIELD hanno dimensioni di $20 \times 20 \text{ cm}$ e sono costituite da due reti di fili anodici, ciascuna formata da fili paralleli di tungsteno dorato di $20 \mu\text{m}$ di diametro e spaziate tra loro di 1 mm , e con i fili di una singola rete disposti perpendicolarmente rispetto all'altra in modo da ottenere un rivelatore bidimensionale, tale cioè da fornire l'informazioni completa sulla posizione di incidenza della particella.

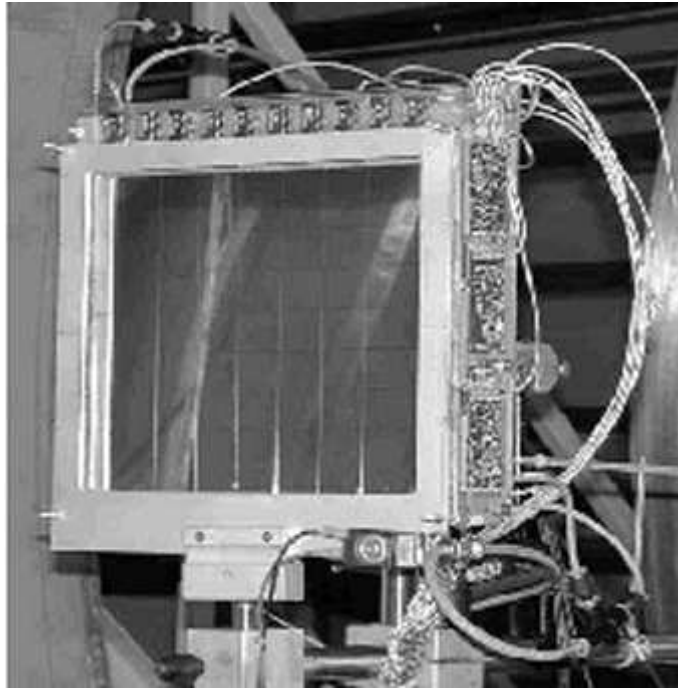


Figura 2.14: *Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC)*.

I fili di ciascuna rete sono posti a massa attraverso il preamplificatore cui sono collegati. Lo spessore è stato scelto in modo da avere una perdita di energia trascurabile rispetto a quella nel gas di riempimento del rivelatore. Il piano del catodo, parallelo alle due reti e posto tra di esse ad una distanza di 3 mm da ciascuna, è costituito da un foglio di mylar bialuminato di $1.5 \mu\text{m}$ di spessore e posto alla tensione di circa -500 V (fig.(2.14)). Il gas di riempimento è eptano (C_7H_{16}) tenuto alla pressione di 3.5 mbar ed è fatto fluire continuamente per evitare che le ionizzazioni subite dal gas al passaggio della particella possano compromettere la raccolta degli elettroni.

In tali condizioni gli elettroni prodotti al passaggio della particella ionizzante sono in grado, per effetto del campo elettrico presente nel volume sensibile ($\simeq 1700 \text{ V/cm}$), di ionizzare ulteriormente il gas.

Il volume di gas insieme al catodo e alle due griglie è racchiuso da due fogli di mylar bialuminato di $1.5 \mu\text{m}$ di spessore in modo tale da ridurre il più possibile la perdita di energia delle particelle al loro ingresso nel rivelatore. I due fogli distano 7 mm dal catodo e sono posti a massa per schermare il rivelatore da disturbi a radiofrequenza.

Il rivelatore funziona in regime di proporzionalità (regime di Townsend), ma a causa delle fluttuazioni nel fattore di amplificazione prodotto dalla valanga e nel numero di ioni prodotti direttamente dalla particella a parità di energia, non ha una buona risoluzione energetica (circa 30%). Pertanto non è utilizzato come rivelatore di ΔE e la sua principale funzione è quella di rivelare il passaggio della particella e di poterne ricostruire la traiettoria. L'informazione sulle coordinate è fornita dalle due griglie i cui fili sono raggruppati 2 a 2, per un totale di 50 gruppi per ciascuna griglia. Questo permette di limitare la diffusione trasversale della nuvola elettronica ($\simeq 2 \text{ mm}$) e di aumentare l'ampiezza del segnale raccolto. La risoluzione spaziale diventa pertanto dell'ordine di metà della distanza tra i gruppi di fili, cioè 2 mm .

Per evitare di dovere registrare i segnale provenienti da tutti i 50 gruppi di fili attraverso singoli preamplificatori, ciascun gruppo di fili di ciascuna griglia è connesso al successivo attraverso un ritardo $t_d = 3.3 \text{ ns}$ per un ritardo complessivo di $T_d = 49t_d = 161.7 \text{ ns}$. In tal modo diventa possibile individuare attraverso quale gruppo è passata la particella, ma con soli due preamplificatori posti agli estremi della catena formata da tutti i fili (fig.(2.15)).

Infatti se indichiamo con t_1 l'intervallo di tempo tra il segnale di START fornito dal catodo e l'arrivo del segnale ad un estremo della linea di ritardo e con t_2 l'intervallo corrispondente al secondo estremo, con t_v il tempo di produzione di una valanga e con t_0 il ritardo (circa uguale per i due segnali) introdotto dal filo stesso e dall'elettronica successiva, otteniamo:

$$\begin{aligned} t_1 &= T_d - nt_d + t_0 + t_v \\ t_2 &= nt_d + t_0 + t_v \end{aligned} \tag{2.1}$$

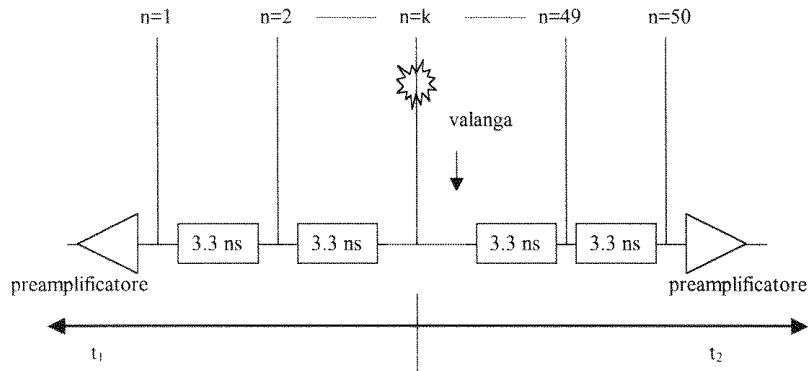


Figura 2.15: *Schema dell'elettronica connessa ad una griglia di posizione dei PPAC.*

dove n corrisponde alla posizione del gruppo dove è passato la particella. Si può allora ricavare la posizione:

$$n = \frac{T_d - (t_1 - t_2)}{2t_d} \quad (2.2)$$

Si hanno quattro segnali di posizione, due per ciascuna griglia, i quali vengono amplificati da preamplificatori montati direttamente sui PPAC, in modo da ridurre il rumore che potrebbe essere prodotto da cavi di collegamento. Ci sono dunque 5 preamplificatori:

- 1 per ciascuno dei due estremi del raggruppamento dei 50 gruppi di fili della griglia che fornisce il segnale in ascissa,
- 1 per ciascuno dei due estremi del raggruppamento dei 50 gruppi di fili della griglia che fornisce il segnale di ordinata,
- 1 per il catodo.

Per quanto riguarda il segnale proveniente dal catodo, il piccolo valore del tempo di salita del segnale, insieme a correzioni in sede di analisi per compensare i differenti ritardi con cui si propaga il segnale sul catodo, in dipendenza della posizione di impatto, permettono risoluzioni temporali < 1 ns, mentre il tempo di salita è di circa 8ns per il segnale degli anodi.

Nelle condizioni di lavoro descritte, i PPAC hanno un'efficienza², prossima al 100% solo per ioni con $Z > 10$ (cioè per masse $A > 20$), mentre per masse minori l'efficienza va rapidamente a zero, perchè il segnale, diminuendo in intensità, diventa sempre più confrontabile con il fondo.

2.6 Il Rivelatore Anulare

Il rivelatore anulare di GARFIELD copre gli angoli in avanti ($3^\circ < \theta < 12^\circ$). Ha anch'esso forma cilindrica con raggio di base di 220 mm, mentre l'apertura per il passaggio del fascio è cilindrica e coassiale alla precedente con raggio di 35 mm.

Il rivelatore è costituito da 8 telescopi a tre stadi indipendenti gli uni dagli altri. Un singolo settore, di lunghezza 6 cm, è costituito da:

- camera a ionizzazione riempita da CF_4 ad una pressione compresa tra 50 e 200 mbar;
- 8 rivelatori a silicio di 300 μm di spessore, *fully depleted*, tali da fornire 8 segnali indipendenti all'aumentare dell'angolo in θ ;
- 2 cristalli di ioduro di cesio arricchiti con tallio, con lettura a fotodiode e lunghi 6 cm.

Ciascun settore è poi diviso in due, trasversalmente alla direzione del fascio, tra il quarto e il quinto silicio dello stesso settore.

2.7 L'Elettronica

Per illustrare l'elettronica di GARFIELD, si prende ora in considerazione un singolo spicchio, in quanto lo schema viene ripetuto per tutti gli altri.

I segnali provenienti dalle MSGC e dagli CsI(Tl) vengono raccolti da preamplificatori di carica disposti all'interno dell'apparato stesso e poi inviati all'esterno della camera di *scattering* a moduli di amplificazione, composti

² L'efficienza del PPAC viene definita come la probabilità di rivelare uno ione e dipende dalla perdita di energia di quest'ultimo nel volume sensibile del rivelatore

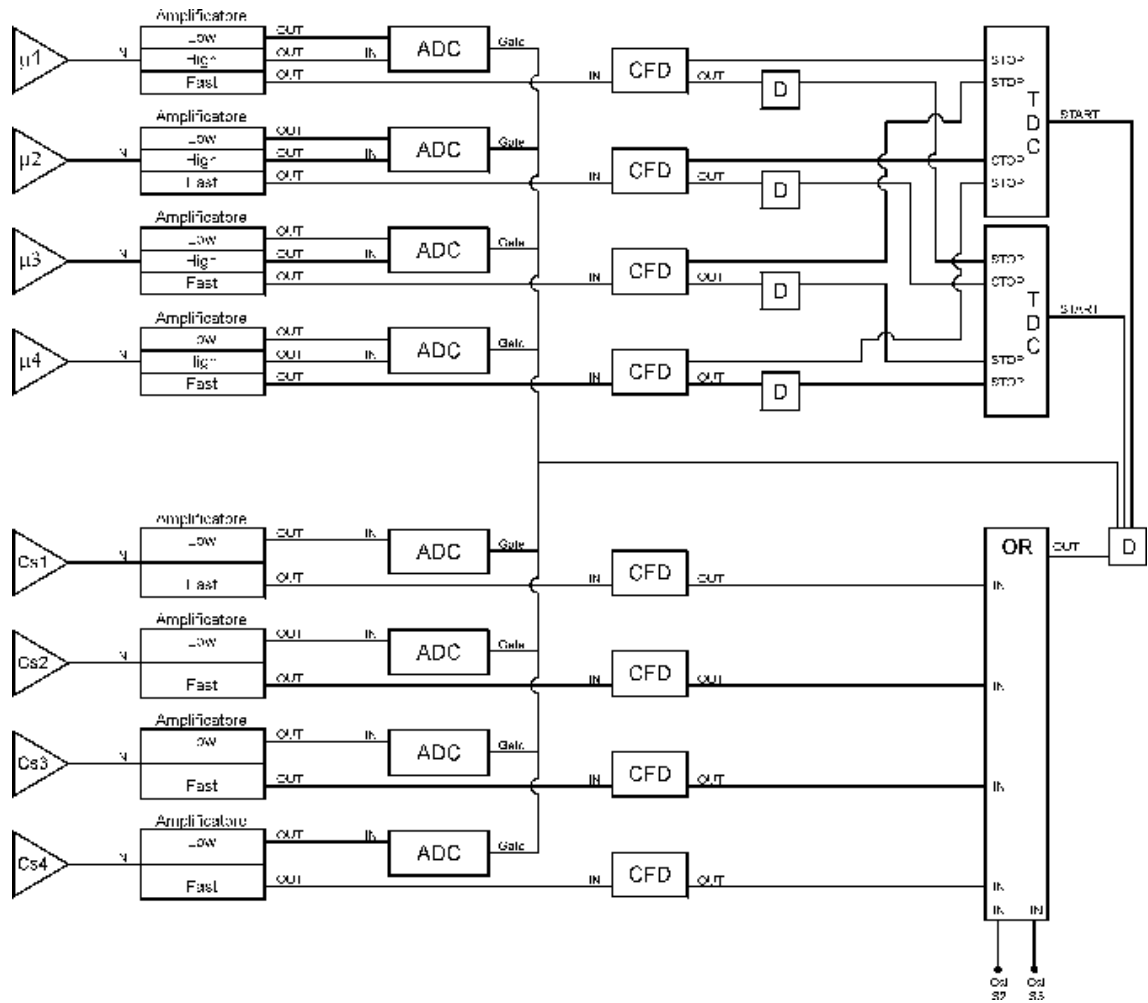


Figura 2.16: Schema dell'elettronica per acquisire i dati dai rivelatori di un singolo spicchio delle camere C1 e C2.

da 16 canali di ingresso, ognuno dei quali genera in uscita tre segnali, di cui due sono lineari, lenti e positivi ed uno è veloce e negativo. I due segnali lenti si differenziano per il fattore di amplificazione che risulta essere 10 uno rispetto all'altro. Il segnale maggiormente amplificato ha la duplice funzione di sfruttare al meglio il grande intervallo dinamico del preamplificatore e di evidenziare i piccoli segnali prodotti nelle microstrip da particelle cariche e leggere. In tal modo è possibile ottenere una buona risoluzione energetica anche per piccoli valori dell'energia.

Questi due segnali vengono poi inviati a convertitori analogico-digitali (ADC) a 32 canali per consentire la memorizzazione dei dati. I segnali veloci invece

entrano in un discriminatore a frazione costante (CFD) a 16 canali, il cui segnale logico in uscita fornisce, per quanto riguarda le microstrip, il segnale di stop dei convertitori temporali-digitali (TDC), mentre per i CsI il segnale entra in un OR di tutti i CsI che determina il trigger dell'acquisizione, il gate di accettazione degli ADC e il *common start* dei TDC, insieme al segnale di radiofrequenza.

2.8 Il Sistema di Acquisizione

La complessità dell'apparato GARFIELD, che si riflette sia nel numero di parametri da trattare (più di 1000) che nel *rate* degli eventi, ha richiesto l'utilizzo di un sistema di acquisizione dati di notevole flessibilità e potenza. Il sistema basato su *front-end* di tipo FAIR (Fast Advanced Interface Read-out), sviluppato dalla sezione di Napoli dell'INFN, è un Bus ECL³ dedicato al *read-out* di apparecchiature modulari [30, 31].

L'architettura del sistema FAIR è a due livelli:

- a livello inferiore i singoli moduli *front-end* (ADC, TDC) di uno stesso segmento⁴ comunicano con il *segment controller* (SEGC);
- a livello superiore i singoli SEGC comunicano con il *system controller* (SYSC).

Ogni modulo di *front-end*, SEGC e SYSC è fornito di una memoria FIFO (First In First Out) in cui viene memorizzato il risultato della digitalizzazione per ciascun evento. Sono dunque presenti tre livelli di memoria FIFO.

Ciascun modulo sopprime gli zeri prima della loro registrazione nella propria memoria FIFO (primo livello). È poi un segnale di abilitazione proveniente dal SEGC che fa scaricare il contenuto delle memorie FIFO di ciascun segmento nella memoria FIFO del SEGC (secondo livello). Quando l'ultimo modulo del segmento ha terminato di trasferire i dati, il segnale di abilitazione, che si era propagato da modulo a modulo, torna sotto il controllo

³ *Emitter-Coupled Logic*: è uno standard veloce di logica digitale, con livello logico 1 a $-1.75 V$ e livello logico 0 a $-0.90 V$. In questo caso la velocità di trasferimento dei dati sul bus è di $1.25 Gbit/s$.

⁴ Viene qui chiamato segmento il *crate* che ospita i moduli di *front-end*.

del SEGC che riconosce in tal modo il completamento della lettura di un evento nel proprio segmento. Tale operazione viene infatti eseguita per ciascun evento, definito dal *trigger* dell'acquisizione, dove l'intervallo di tempo che intercorre tra due eventi consecutivi è di 270 ns.

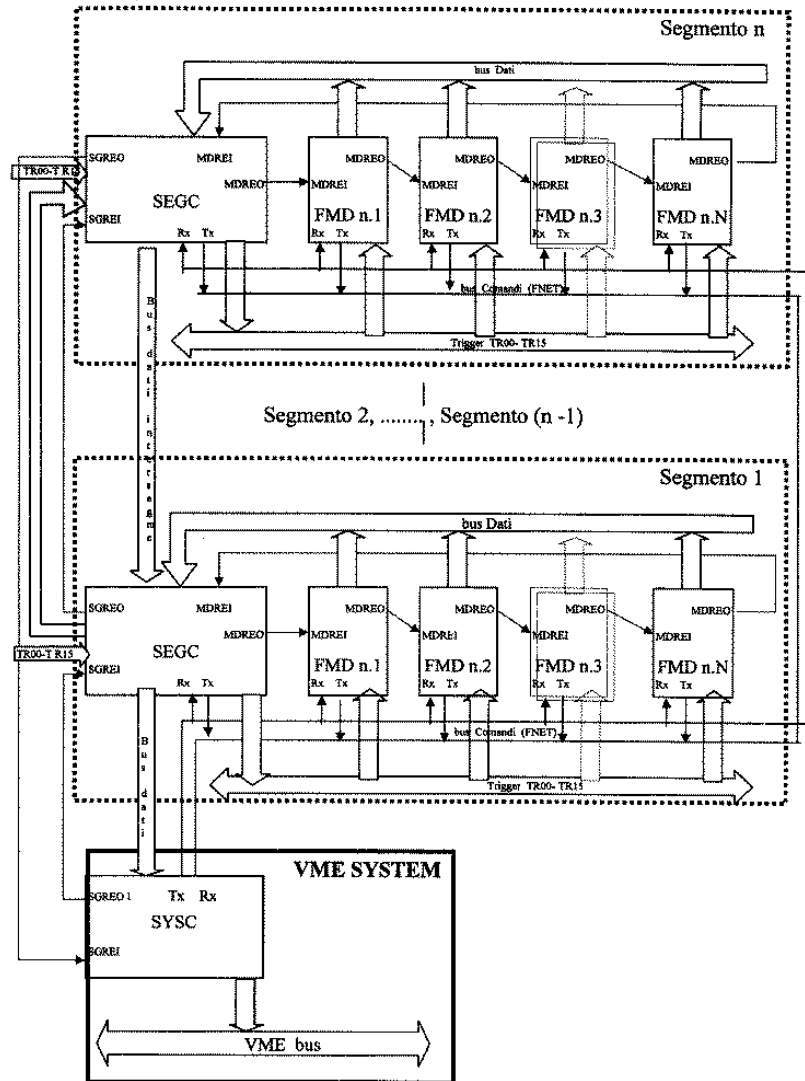


Figura 2.17: Sistema di acquisizione FAIR.

È del tutto analogo il meccanismo di lettura del contenuto della FIFO dei SEGC da parte del SYSC, il quale immagazzina nella propria FIFO (terzo livello), i dati prelevati da tutti i SEGC residenti nel sistema.

Usando lo stesso principio di controllo e lettura, è possibile realizzare un sis-

tema con più SYSC, cioè con più computer.

La fase di *trigger* e quella di *read-out*, mediate dai tre livelli di memoria FIFO, sono separate ed temporalmente indipendenti.

Questo sistema di acquisizione ha la possibilità di gestire fino a 10^7 parametri a 32 *bit* ciascuno. Tutte le operazioni sono inoltre gestite a basso livello senza necessità di protocolli software, anche grazie alla funzione di autoconfigurazione che consiste nella capacità del sistema di riconoscere automaticamente il tipo di modulo interrogato e la sua posizione nel sistema. L'autoconfigurazione è ottenuta attraverso un *network* seriale che fa uso di due linee del bus, separate da quelle dei dati.

La scrittura dei data è stata realizzata per il momento attraverso scrittura parallela su due exabyte, ma in futuro verranno utilizzati sistemi di scrittura più veloci quali DLT o DVD.

Capitolo 3

Prove di Laboratorio

3.1 MicroStrip Gas Chamber (MSGC)

3.1.1 Caratteri generali

La vicinanza dei catodi e degli anodi delle microstrip permette una pronta raccolta degli ioni generati in prossimità della microstrip dove avviene la moltiplicazione a valanga, impedendo in tal modo di alterare con la loro presenza il campo elettrico (fig.(3.1)). È possibile allora raccogliere il segnale in tempi brevi (decine di ns) e di sostenere ritmi di conteggio fino a $10^6 \text{ particelle}/(\text{mm}^2\text{s})$ (fig.(3.2)).

Esistono però dei fattori determinanti per il buon funzionamento di una microstrip quali la scelta del substrato. Tale scelta è tanto più importante quando più alto è il *rate* di radiazione da sostenere. In un substrato isolante avviene infatti il fenomeno di *charging up* [11], che consiste nell'impianto degli ioni sulla superficie del substrato, che altera in tal modo il campo e pertanto il guadagno dell'intero sistema. Un primo rimedio risiede nella deposizione sul lato inferiore del substrato di uno strato metallico, detto *backplane* [14], portandolo ad un potenziale positivo (per esempio quello degli anodi). In questo modo viene a formarsi un campo repulsivo per gli ioni positivi. Un altro rimedio consiste nella scelta di un supporto di tipo resistivo anziché isolante, stando attenti però a che la resistività non sia troppo bassa, favorendo passaggio di corrente tra elettrodi, inducendo rumore e dissipando calore.

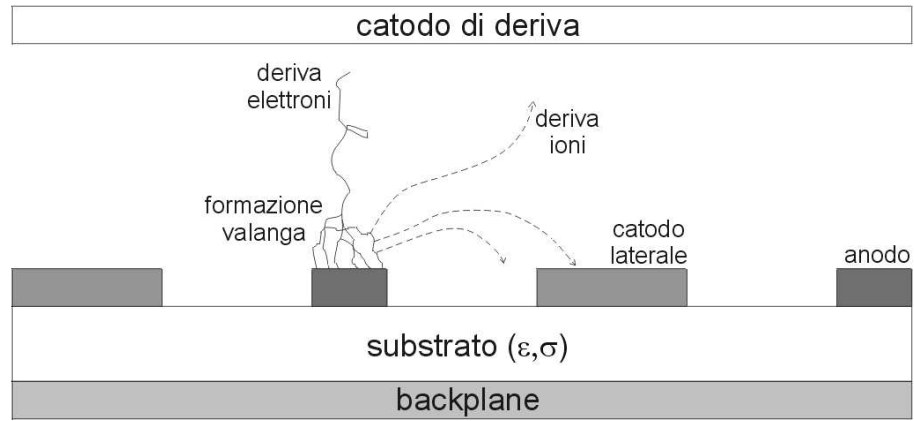


Figura 3.1: Schematizzazione di un MSGC e del percorso seguito per effetto del campo elettrico dagli ioni e dagli elettroni, prodotti al passaggio di una particella ionizzante.

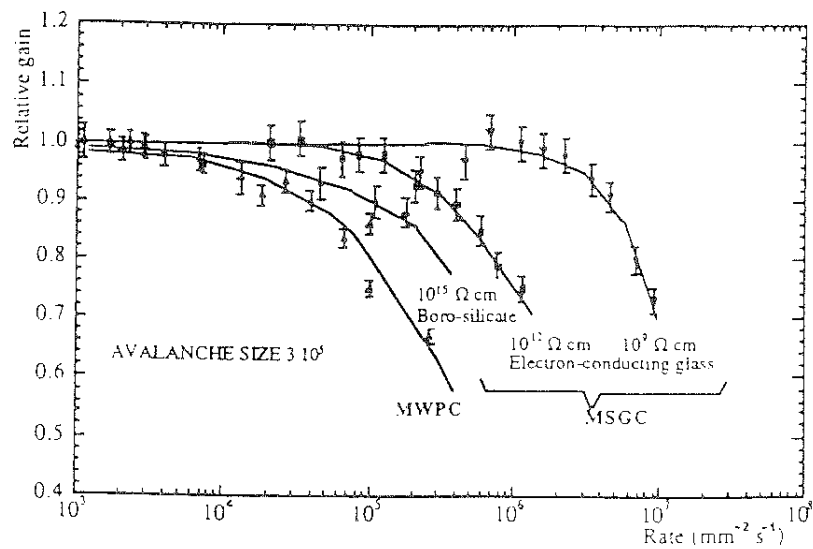


Figura 3.2: Confronto delle prestazioni di MWPC e MSGC.

I migliori risultati si sono ottenuti con un vetro conduttivo con resistività nell'intervallo di $10^9 \div 10^{12} \Omega cm$.

I rivelatori a microstrip sono inoltre soggetti ad invecchiamento dovuto alla deposizione sulle *strip* di polimeri generati dalla ionizzazione del gas. Questi polimeri compromettono il guadagno delle microstrip e possono generare delle scariche tra elettrodi e provocare pertanto danni irreversibile allo strumento. Questo fatto, come una alta tensione tra anodi e catodi che possa generare scariche tra di essi, rappresenta una delle maggior limitazioni al guadagno massimo ottenibile delle microstrip [12].

3.1.2 Caratteristiche tecniche delle MSGC di GARFIELD

Al fine di ottimizzare le prestazioni delle microstrip dell'apparato GARFIELD, che risultano un'innovazione per i rivelatori nella fisica nucleare, queste ultime sono state sottoposte a diverse condizioni di pressione del gas, tensione anodica, campo di deriva e di moltiplicazione.

I dati sono stati raccolti ponendo la microstrip¹ in una cameretta a vuoto, parallelamente al piano del catodo che genera il campo uniforme di deriva. Il gas di riempimento, tenuto in flussaggio continuo per evitare problemi di inquinamento, era costituito da CF_4 tenuto alla pressione di 70 *mbar* per la maggior parte delle misure. Gli elettroni di prima ionizzazione del gas erano generati da particelle α provenienti da una sorgente di ^{241}Am e viaggianti perpendicolarmente al campo di deriva e raccolte da un rivelatore al silicio di area pari a 100 mm^2 .

La massima tensione a cui sono stati sottoposti gli anodi delle microstrip è stata di 400 *V* (in tali condizioni di pressione e di gas le prime scariche insorgono a circa 550 *V*), mentre il campo di deriva degli elettroni primari era di 1 $V/cm \times Torr$ nella regione catodo griglia e 3 volte questo valore nella regione griglia-microstrip (la distanza griglia-micro è stata fissata a 3.7 *mm* dopo test che hanno tenuto conto sia del rapporto $E_{moltiplicazione} - E_{deriva}$ che della distanza griglia-microstrip [20]), se si suppone che le microstrip siano a potenziale nullo.

¹ Viene qui chiamata 'la microstrip' l'insieme delle quattro microstrip di forma due a due diverse riportate in fig(2.8).

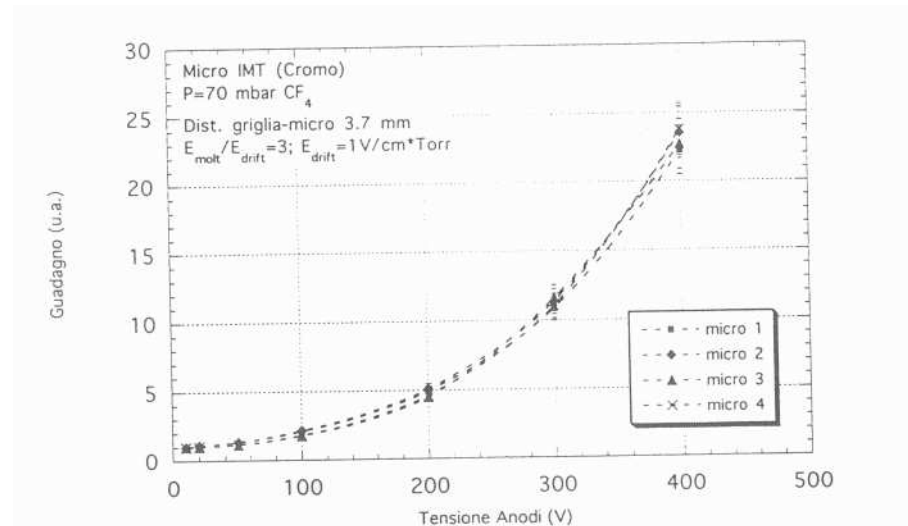


Figura 3.3: Curve di guadagno delle 4 microstrip in funzione della tensione applicata agli anodi.

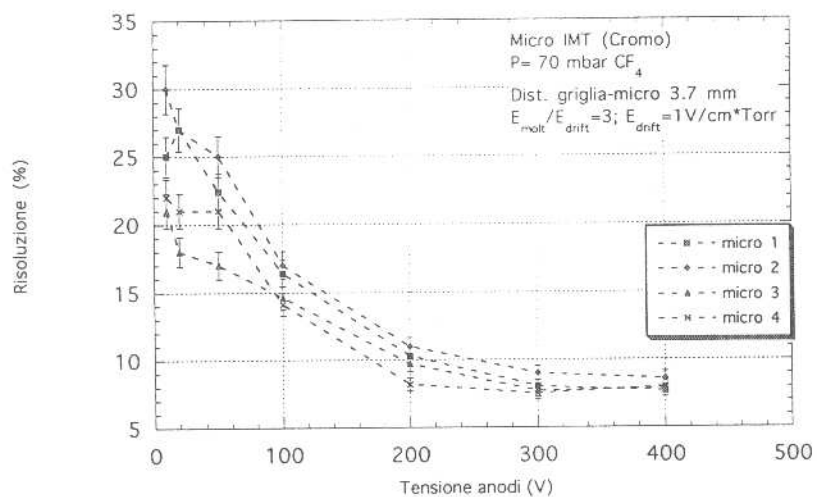


Figura 3.4: Andamento della risoluzione energetica in funzione della tensione applicata agli anodi delle microstrip.

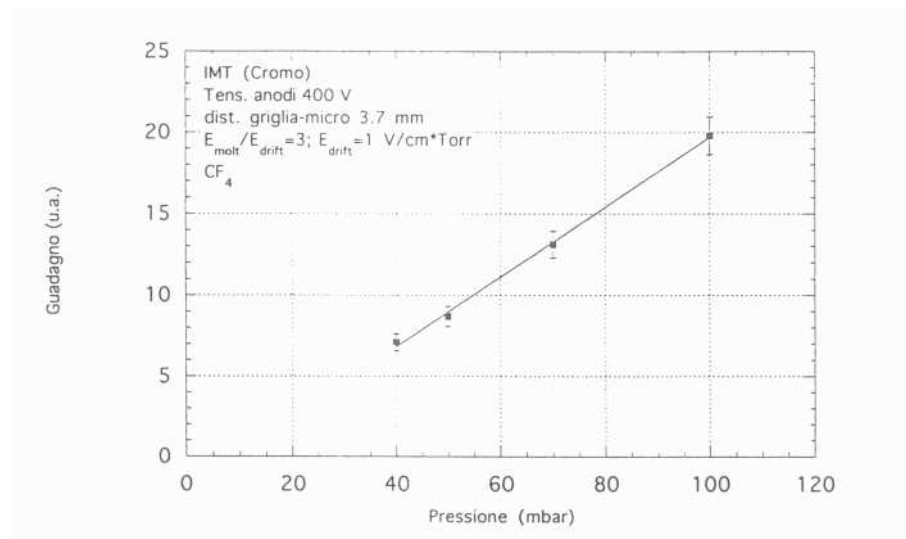


Figura 3.5: *Guadagno delle microstrip in funzione della pressione del gas di riempimento.*

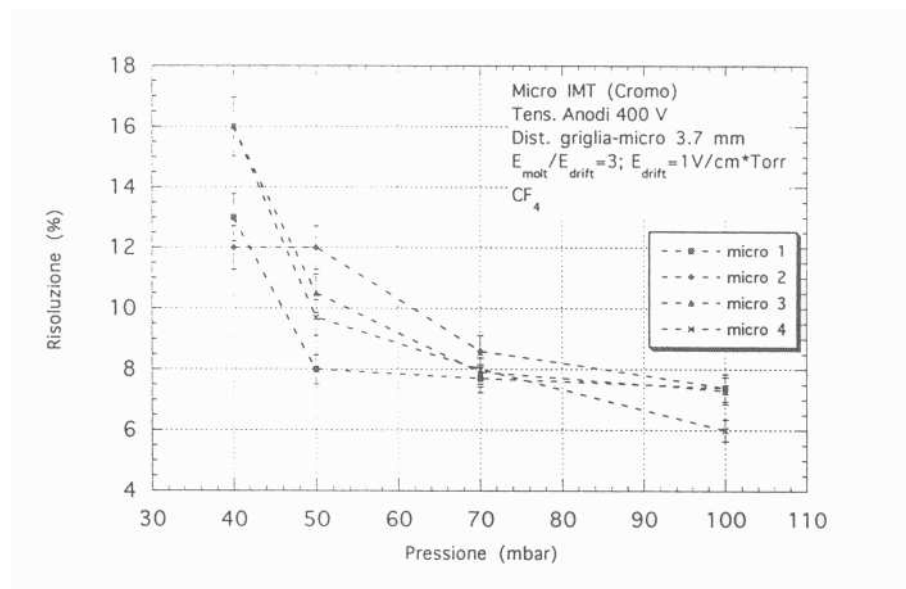


Figura 3.6: *Risoluzione energetica delle microstrip in funzione della pressione del gas di riempimento.*

La fig.(3.3) mostra che le quattro zone della microstrip hanno lo stesso andamento al variare della tensione degli anodi e che al crescere di quest'ultima il guadagno² aumenta. Allo stesso modo si vede da fig.(3.4) come migliora la risoluzione energetica del segnale corrispondente alla perdita di energia delle α nel gas all'aumentare della tensione anodica: questo fatto è da attribuirsi alle fluttuazioni statistiche che hanno maggior peso con un basso fattore di moltiplicazione (corrispondente a bassa tensione). Tuttavia la tensione anodica ha un limite massimo stabilito dal valore oltre al quale avvengono scariche tra *strip* adiacenti. La risoluzione assume allora il valore di $7 \div 8\%$ per le tensioni ottimali di lavoro (400 V) per perdite di energia di 200 keV (particelle α), corrispondente ad un guadagno di 25.

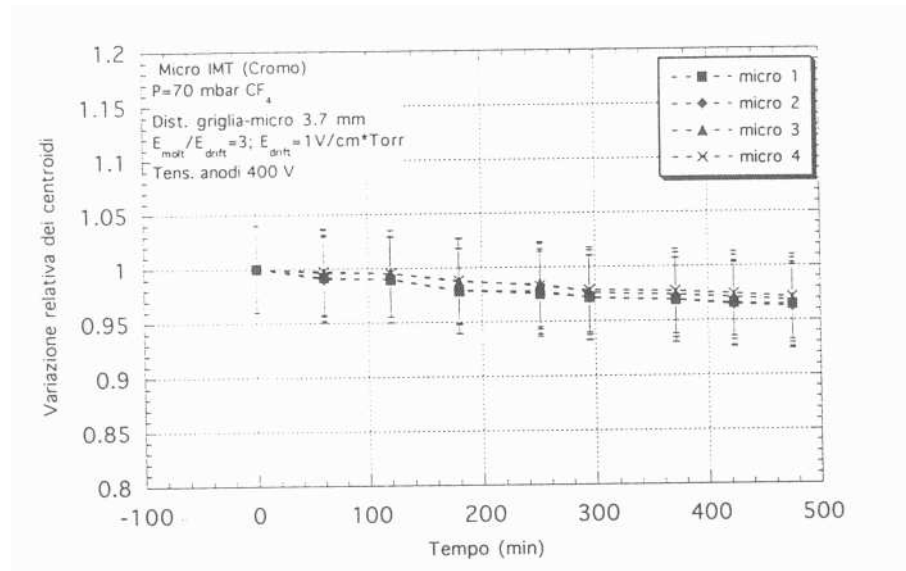


Figura 3.7: *Variazione relativa dei centroidi dei guadagni delle varie microstrip in funzione del tempo.*

Le figure (3.5) e (3.6) mostrano come il guadagno aumenti e migliori la risoluzione in funzione della pressione del gas. Aumentando la pressione, infatti, aumenta la perdita di energia della particella nel gas e dunque la produzione di elettroni, contribuendo a fornire un segnale sempre meno sensibile

² Si definisce guadagno di una microstrip l'ampiezza del segnale generato dagli elettroni raccolti dall'anodo. Esso aumenta all'aumentare del numero di elettroni prodotti e dunque raccolti.

alle fluttuazioni statistiche e al rumore, dato la maggior intensità del segnale. Tuttavia questi valori sono destinati a peggiorare all'aumentare della pressione oltre il valore per il quale la probabilità di ricombinazione degli elettroni diventa significativa.

La figura (3.7) mostra inoltre che il guadagno delle microstrip, lasciate a tensione e pressioni di lavoro, non sembra avere variazioni particolari al trascorrere del tempo. Infatti il valor medio delle distribuzioni dei segnali decresce solo leggermente al passare del tempo, probabilmente per il progressivo inquinamento del gas, richiedendo pertanto negli esperimenti un flusso maggiore di quello usato in laboratorio.

3.2 Cristalli di Ioduro di Cesio CsI(Tl)

3.2.1 Processi di Scintillazione

Il processo di eccitazione-luminescenza negli scintillatori inorganici avviene tramite la transizione elettronica tra vari stati eccitati con gli stati inferiori. Il tempo di transizione ($< 10^{-6}s$) da uno stato eccitato è maggiore del tempo caratteristico di oscillazione del cristallo ($< 10^{-12}s$) mentre il tempo di vita degli stati eccitati dura al minimo $10^{-8}s$. Pertanto l'elettrone perde energia attraverso il rilassamento del cristallo e raggiunge un minimo di energia nello stato eccitato, dal quale può avvenire la transizione elettronica allo stato di valenza. Il cristallo dunque emette luce. L'energia persa dall'elettrone è minore di quella di eccitazione e questo permette al cristallo di essere trasparente alla propria luce.

Esistono due tipi di scintillatori inorganici: puri (o cristalli intrinseci) e drogati (o cristalli estrinseci). Il tipo di interazione con la radiazione ionizzante è la stessa ma è diverso il processo di scintillazione.

La figura (3.8) mostra come la lunghezza d'onda della luce emessa da un cristallo varia al variare del drogaggio.

Cristalli intrinseci

Per descrivere il processo di scintillazione in tali cristalli è possibile usare il diagramma di struttura a banda dei materiali a stato solido.

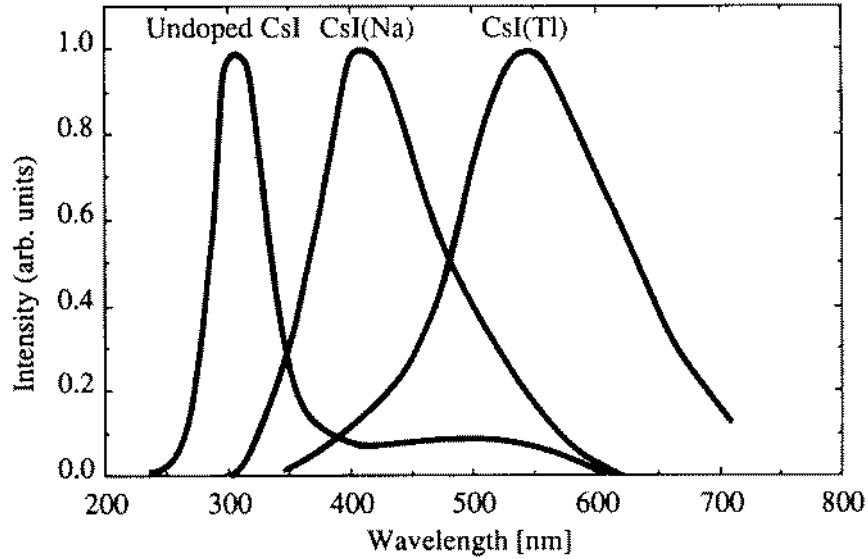


Figura 3.8: *Confronto tra i picchi di emissione della luce emessa da CsI puro e drogati.*

Al passaggio di una particella ionizzante l'atomo del cristallo può essere ionizzato oppure eccitato. Nel primo caso l'elettrone, dopo avere assorbito l'energia cedutagli dallo ione, arriva nella banda di conduzione e si ha dunque nella banda di valenza una lacuna libera di migrare lungo il cristallo, mentre nella banda di conduzione è presente un elettrone libero. L'emissione di luce avviene poi durante la ricombinazione dell'elettrone con una lacuna. Nel secondo caso si viene a formare una coppia elettrone-lacuna, un eccitone cioè, l'energia del cui elettrone è appena al di sotto della banda di conduzione. L'elettrone migra nel cristallo fino a quando non viene catturato da una lacuna che lo riporta nella banda di valenza: il fotone viene emesso durante il processo di ricombinazione elettrone-lacuna.

A volte però la ricombinazione elettrone-lacuna avviene non in modo radiativo ma dissipando calore nel cristallo.

Cristalli estrinseci

Questi cristalli si ottengono drogando il cristallo puro con un'impurità metallica chiamata attivatore. Come per il cristallo intrinseco si può avere sia eccitazione che ionizzazione, ma l'introduzione dell'attivatore permette di evitare la ricombinazione non radiativa elettrone-lacuna (fig.(3.9)). Il livello energetico dell'attivatore è situato tra la banda di valenza e quella di conduzione. L'impurità ha due livelli (fondamentale ed eccitato) all'interno del *gap* proibito. Una lacuna situata nella banda di valenza può allora catturare un elettrone dell'impurità nello stato fondamentale, rimanendo in tal modo come ione positivo che a sua volta può catturare un elettrone libero nella banda di conduzione oppure un eccitone. In ogni modo si ottiene un atomo eccitato dell'attivatore con un elettrone al livello eccitato di energia. Il fotone viene poi emesso quando l'elettrone torna nel livello fondamentale.

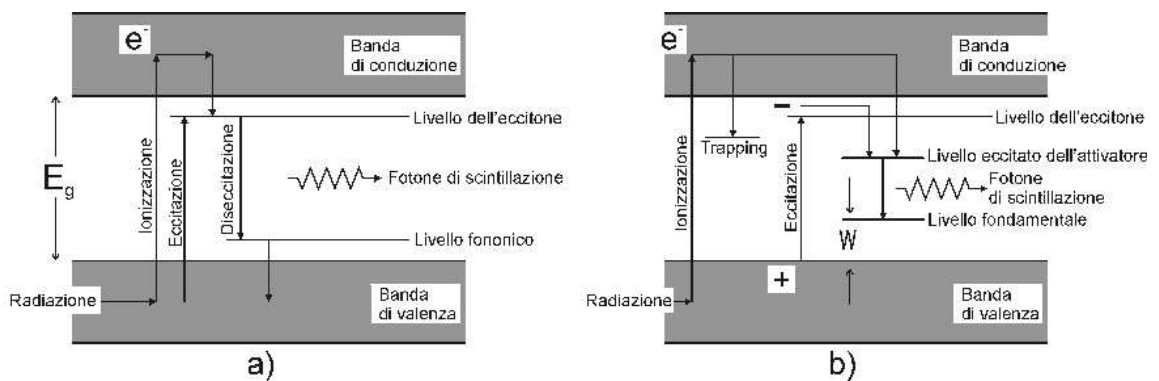


Figura 3.9: Schema dei processi di scintillazione all'interno di a) cristalli inorganici intrinseci e b) cristalli inorganici estrinseci.

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

1. Effetto termico: una transizione dallo stato eccitato a quello fondamentale può avvenire anche senza emissione di luce ma attraverso dissipazione termica. La probabilità di questa transizione non radiativa è proporzionale a $\exp(-\Delta E/kT)$ dove k è la costante di Boltzmann, T

	NaI(Tl)	CsI(Na)	CsI(Tl)	CsI
Densità [g/cm^3]	3.67	4.51	4.51	4.51
Punto di fusione [$^{\circ}C$]	651	621	621	621
Durezza (Mho)	2	2	2	2
Igroscopicità	si	si	poca	poca
Lunghezza d'onda massima di emissione [nm]	415	420	550	310
Indice di rifrazione a λ_{max} di emissione	1.85	1.84	1.79	1.95
Uscita di luce [% di NaI(Tl)] (per raggi gamma)	100	85	45	5-6
Tempo di decadimento primario [ms]	0.23	0.63	1	0.01
Luce residua (Afterglow) [%] (dopo 6 ms)	0.3-5	0.5-5	0.1	
Lunghezza d'onda minima [nm]	300	300	320	260

Tabella 3.1: *Proprietà fisiche di alcuni scintillatori inorganici*
[23]

è la temperatura associata allo stato eccitato dell'attivatore, mentre la probabilità di transizione radiativa non cambia.

- Effetto di impurezza: alcune impurezze, come atomi di metalli pesanti, possono creare delle trappole che catturano gli elettroni in modo non radiativo; il numero di tali trappole aumenta con la temperatura.
- Effetto di concentrazione: non dipende dalla temperatura del cristallo ma dalla concentrazione dell'attivatore. La luminescenza cresce all'aumentare della concentrazione fino a raggiungere un massimo per poi cominciare a diminuire. La concentrazione ottimale dell'impurezza varia tra 0.1 e 1%.

3.2.2 Preparazione dei cristalli

I cristalli di ioduro di cesio, come la maggior parte degli scintillatori inorganici, sono igroscopici e necessitano pertanto di particolare cure nel manipolarli e conservarli.

Tenendo conto di questo fatto ed al fine di ottenere un rivelatore che abbia la migliore efficienza luminosa e risoluzione energetica possibili, occorre prestare attenzione a due fattori determinanti:

- la lucidatura,
- la fasciatura.

Occorre infatti che il cristallo sia lucido perchè la particella da rivelare possa entrare all'interno dello stesso e rilasciare la sua energia senza assorbimenti o riflessioni spurie, ma al contempo la raccolta di tale energia, che si presenta sotto forma di fotoni generati dalla diseccitazione degli elettroni di valenza delle molecole del cristallo, deve essere ottimizzata attraverso un adeguato accoppiamento ottico tra cristallo e fotodiodo ed un adeguata fasciatura del cristallo. Seguiamo ora il percorso di un CsI dalla sua nascita fino allo stato di rivelatore.

Crescita di un CsI(Tl)

Lo scopo principale, durante la crescita di un cristallo, è quella di ottenere una alta trasmissione ottica per le lunghezze d'onda della regione del picco di emissione e dunque occorre evitare fenomeni di assorbimento dovuti ad impurità o fenomeni di *scattering* dovuti a difetti del cristallo. È dunque molto importante nei cristalli estrinseci una distribuzione il più uniforme possibile dell'attivatore.

I metodi di crescita dei cristalli sono principalmente due: il metodo di Czochralski per scintillatori ossidici come BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), CWO ($CaWO_4$) etc., e il metodo di Bridgman-Stockbarger per i cristalli costituiti di metalli alcalini terrosi [7]. È tuttavia possibile a seconda delle dimensioni richieste usare il metodo di Czochralski per i CsI(Tl) e quello di Bridgman per i BGO.

I cristalli CsI(Tl) sono fatti crescere all'interno di un crogiuolo di quarzo. Per togliere l'umidità, che danneggerebbe i cristalli, in quanto igroscopici, si pone in vuoto la cavità, mentre per rimuovere O^{2-} , OH^- , CO_3^{2-} , etc. si impiega il *Reactive Gas Atmosphere Processing* (RAP) usando F_2 , Cl_2 , Br_2 , etc.

Il coefficiente di distribuzione del Tl nel CsI è 0.2 seguendo il metodo di crescita di Czochralski.

Lucidatura

Da questo momento il cristallo è pronto per essere fresato per portarlo alla forma desiderata, un decaedro nel caso dell'apparato GARFIELD.

Le quattro faccie più vicine al fotodiodo sono tagliate con angoli variabili a secondo della forma del cristallo, ma tali da ottimizzare l'accoppiamento con il fotodiodo che ha una superficie di 1 cm^2 . In tal modo i fotoni prodotti non vengono persi durante il passaggio dal cristallo al fotodiodo. Dopo la fresatura si passa alla lucidatura per mezzo di una macchina utensile che permette di levigare materiali più o meno finemente, detta lappatrice. Sono state usate sei grane diverse: da $12 \mu\text{m}$, da $9 \mu\text{m}$, da $6 \mu\text{m}$, da $3 \mu\text{m}$, da $1 \mu\text{m}$. Ciascuna faccia del cristallo viene lappata attraverso un disco ruotante ricoperto di un tessuto sul quale viene spruzzato una polvere diamantata, le dimensioni dei cui grani corrispondono al livello di lucidatura desiderata.

A ciascuna polvere corrisponde un disco, perchè è importante che la trama del tessuto posta su quest'ultimo non abbia dimensioni superiori al grano della polvere abrasiva: nel caso contrario la trama del tessuto lascerebbe solchi di profondità maggiore di quelli della polvere.

Il tempo necessario per lappare le 10 faccie di un cristallo con una data granatura è di circa 10 minuti.

Finita tale operazione si lucida un'ultima volta il cristallo con pelle di camoscio ammorbidita in alcool etilico puro.

Incollaggio

È giunto allora il momento dell'accoppiamento ottico con il fotodiodo Hamamatsu S3204-05 [Appendice A] con la colla siliconica bicomponente Wacker Silgel 612.

Prima dell'incollaggio i cristalli sono posti in vuoto per togliere ogni residuo di alcool che potrebbe compromettere la catalizzazione della colla. Le componenti della colla vanno miscelate nelle seguenti proporzioni:

$$A \div B = 10 \div 7$$

dove A : colla e B : indurente. Viene poi posta per mezz'ora in vuoto per estrarre le bolle d'aria.

Dopo tale operazione si deposita un sottile strato di colla sul fotodiodo, disposto su appositi fermi e vi si appoggia il cristallo, assicurandosi che non si formino bolle d'aria nella colla tra fotodiodo e cristallo. Dopo 24 ore la colla è sufficientemente indurita per consentire la fasciatura del CsI(Tl).

Fasciatura

La fasciatura è necessaria per evitare la fuoriuscita di luce che comprometterebbe l'efficienza di raccolta dei fotoni e pertanto ridurrebbe il segnale sul fotodiodo. Si impediscono anche fenomeni di induzione di segnali (*cross talk*) tra cristalli adiacenti.

Si procede dunque nel seguente modo:

1. 1 strato di teflon da $100 \mu\text{m}$ sulle faccie laterali, per impedire che il successivo strato di millipor aderisca alle pareti del cristallo (vedi punto 2),
2. una camicia di millipor di $100 \mu\text{m}$ di spessore, la cui funzione è di rendere riflettenti le facce del cristallo,
3. un foglio di mylar alluminato dello spessore di $1.5 \mu\text{m}$ sulla faccia d'ingresso del cristallo in modo da permettere l'ingresso delle particelle con una minima perdita di energia e da riflettere la luce prodotta all'interno del cristallo (la parte alluminata è rivolta verso il cristallo),

4. tre strati dello stesso teflon, di cui al punto 1, per fissare il bendaggio precedente e per ottimizzare la riflessione interna della luce,
5. una camicia di rame di $20 \mu m$ che scherma l'intero sistema cristallo-fotodiodo (inclusi cioè i pin di alimentazione e di segnale) da induzioni da parte del partitore di tensione.
6. una cintura di kapton³ di $25 \mu m$ di spessore, con due linguette, per favorire l'estrazione del cristallo, se necessario, quando è posizionato nell'apparato di misura.

Si sottolinea che sulla faccia d'ingresso del cristallo viene posto unicamente il foglio di mylar.

Gli spessori di ciascun materiale sono stati decisi tenendo conto che l'esigenza di ottenere una buona efficienza sulla riflessione della luce sulle pareti del cristallo è vincolata allo spazio disponibile per ciascun cristallo all'interno dell'apparato e che una minima variazione di tale spessore può compromettere l'installazione di tutti i cristalli. Sono infatti disposti su di un supporto circolare di dimensioni fissate (vedi fig.(2.2)). È inoltre importante minimizzare lo spessore della fasciatura per non compromettere l'efficienza geometrica dell'apparato.

È quindi necessario controllare le dimensioni del cristallo dopo la fasciatura ponendolo in dime, ognuna delle dimensioni corrispondenti a ciascuna delle quattro forme dei cristalli dell'apparato.

3.2.3 Efficienza e Risoluzione dei CsI(Tl)

Ultimata la fasciatura del cristallo, prima di installarlo all'interno dell'apparato di misura, si controlla la risoluzione dei segnali generati dal rivelatore e proporzionali all'energia della particella rivelata.

Si definisce *risoluzione in energia* del cristallo il rapporto fra l'indeterminazione in energia e l'energia di una particella incidente sul cristallo.

Per determinare la risoluzione in energia è stata usata una sorgente di particelle α a $5.48 MeV$ costituita da ^{241}Am . Si è fatto uso inoltre di una sorgente

³ È un materiale plastico isolante.

tripla costituita da ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm che emettono α di energia rispettivamente 5.15 MeV , 5.48 MeV e 5.79 MeV .

Qui di seguito vengono riportati i grafici che hanno permesso di stabilire la risoluzione del cristallo 104, dove la prima cifra rappresenta la sua forma e la sua appartenenza ad una delle due camere, mentre le due ultime cifre indicano lo spicchio di appartenenza (da 1 a 21 o 24 a secondo della camera). In questo caso abbiamo il CsI(Tl) della camera C1 posto agli angoli più indietro e nel quarto spicchio.

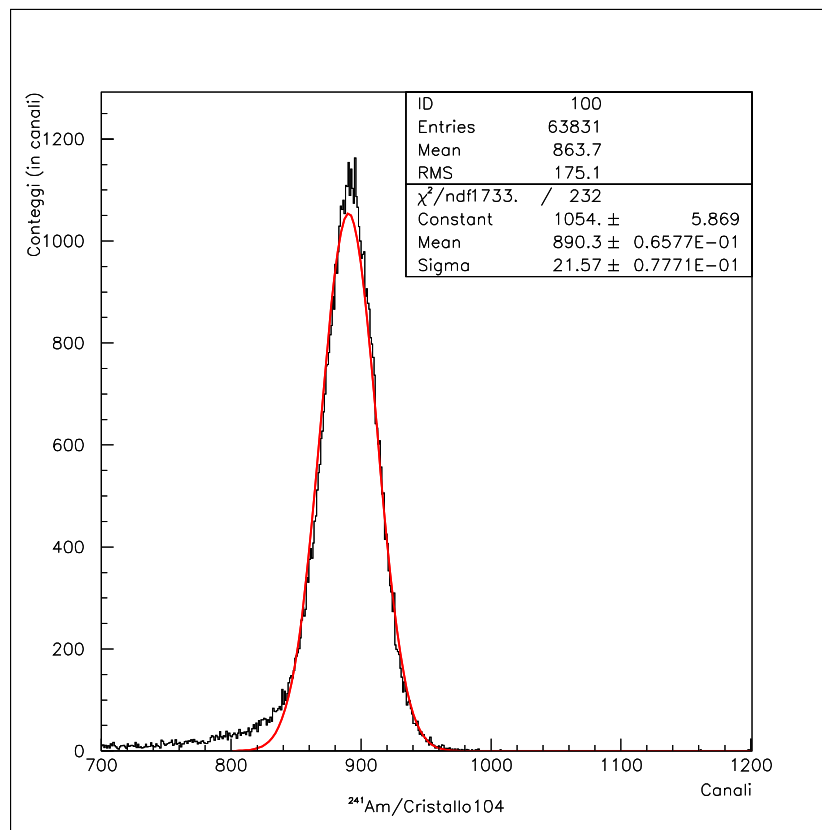


Figura 3.10: Picco di emissione della sorgente ^{241}Am di particelle α sul CsI(Tl)104. La linea continua rappresenta il fit gaussiano.

Dalla fig.(3.10) si ottiene una risoluzione energetica per il CsI(Tl) 104 di 5.7% che diventa però 4.8% se si considera il rumore della catena elettronica, valutato mediante segnale proveniente da un impulsatore, che risulta essere di $\sim 3\%$. La figura (3.11) mostra infatti come con tale risoluzione energetica si distinguono i tre picchi che distano tra loro poche centinaia di keV di

energia. Se infatti la risoluzione fosse maggiore del 7% non sarebbe possibile distinguere i picchi di fig.(3.11). Infatti, essendo la differenza di energia tra due picchi adiacenti pari a $\sim 0.30 MeV$, una risoluzione del 7% sul picco di ^{239}Pu corrisponderebbe ad una larghezza del picco stesso pari a $\sim 0.36 MeV$, maggiore dunque della distanza tra i picchi.

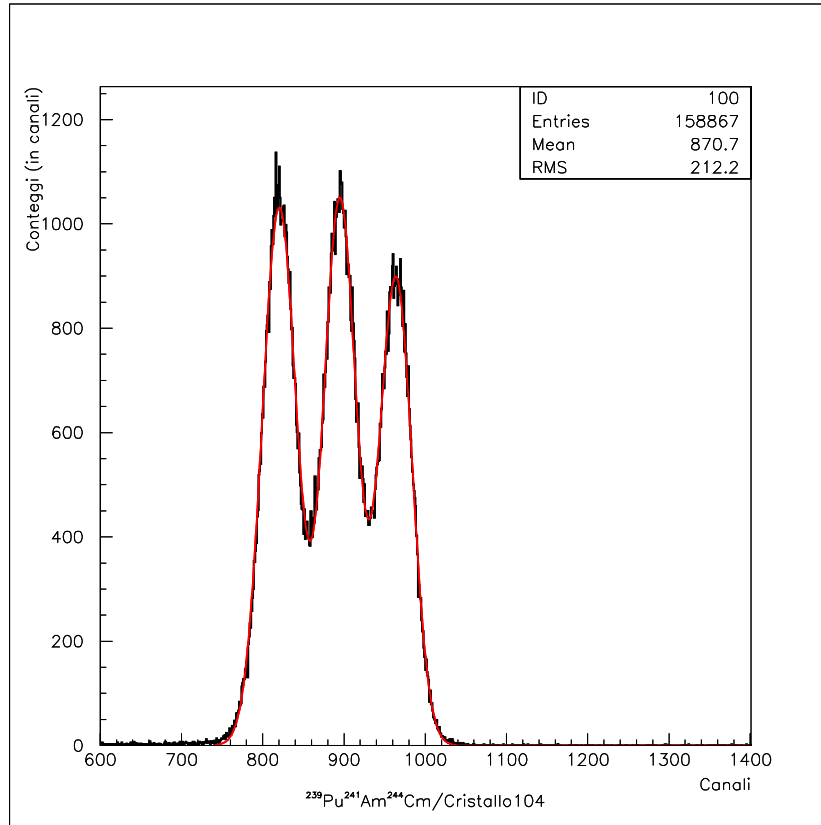


Figura 3.11: *Picchi di emissione della sorgente a tripla $^{239}Pu^{241}Am^{244}Cm$ di particelle α sul $CsI(Tl)104$. La linea continua rappresenta il fit gaussiano.*

Si può inoltre notare che la risoluzione sembra peggiorare se ci riferiamo ad uno dei tre picchi di figura (3.11) (da 4.8% si passa a circa 6%) a causa di effetti di sovrapposizione tra distribuzioni in energia in cui la distanza fra i valori medi risulta comparabile con la risoluzione del cristallo.

Sono stati riportati inoltre gli spettri ricavati dalla risposta in luce del cristallo con due sorgenti di fotoni costituite da ^{60}Co e ^{137}Cs . Queste sorgenti sono state usate per avere una indicazione dello stato interno del cristallo. Mentre, infatti, le particelle α interagiscono nei primi strati del cristallo, i γ sono molto più penetranti e interagiscono in profondità nello scintillatore.

Anche qui è allora possibile stabilire la risoluzione attraverso una sorgente di ^{137}Cs che ha un unico picco di emissione a 662 keV . Tuttavia i fotoni non hanno un'energia tale da produrre un segnale lontano dal rumore dell'elettronica.

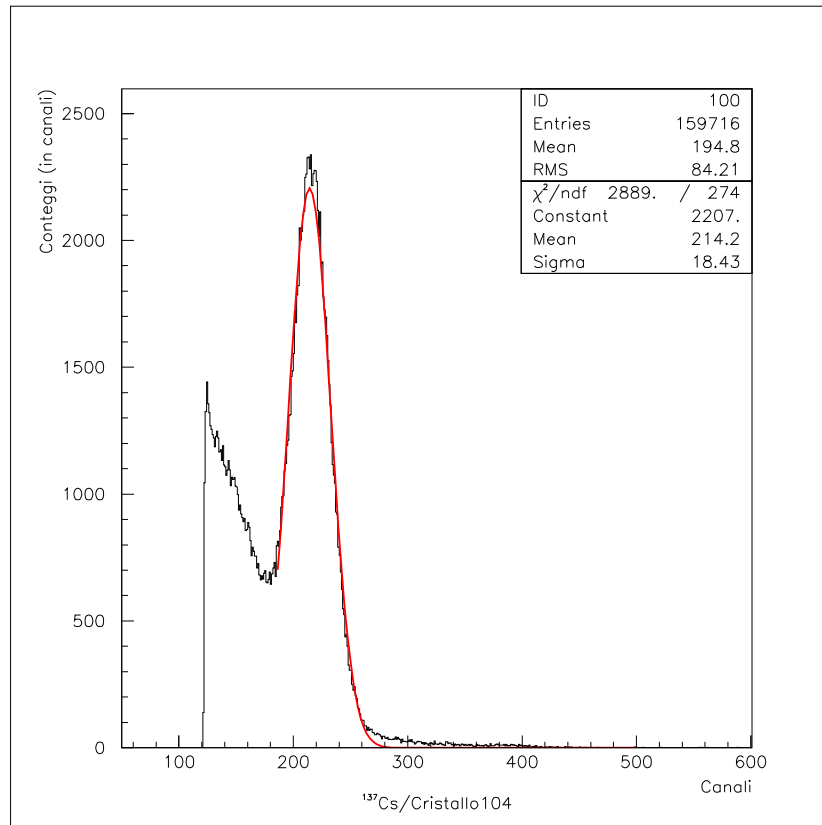


Figura 3.12: *Picco di emissione della sorgente ^{137}Cs di fotoni nel $\text{CsI(Tl)}104$. La linea continua rappresenta il fit gaussiano.*

La risoluzione risulta pertanto peggiore (20% contro 4.8% dell' ^{241}Am). Solitamente l'uso di sorgenti γ è associato alla determinazione dell'*efficienza luminosa* del cristallo definita come il rapporto, a parità di radiazione ionizzante, tra luce prodotta effettivamente nel cristallo e quella che sarebbe dovuta essere prodotta. L'efficienza si determina facendo corrispondere al canale del centroide del picco l'energia vera di quest'ultimo. Tuttavia non si può determinare l'efficienza del singolo cristallo se non confrontandolo con gli altri e ciò corrisponde a stabilire l'efficienza relativa di ciascun cristallo rispetto ad un cristallo campione. In generale si è utilizzata la sorgente γ per

determinare se vi fossero variazioni di efficienza in funzione della posizione incidente. Le prove non hanno mostrato alcuna dipendenza, verificando quindi che l'efficienza è uniforme. Risulta quindi più importante determinare la risoluzione energetica per esperimenti futuri con l'apparato.

Dallo spettro di figura (3.13) si distinguono due tipi di interazione dei fotoni con la materia: l'*effetto Compton* e l'*effetto fotoelettrico* (vedi Appendice B). Se il cristallo fosse danneggiato non sarebbe possibile distinguere i due picchi del fotoelettrico della figura (3.13) o non si distinguerebbe dal rumore il picco di figura (3.12).

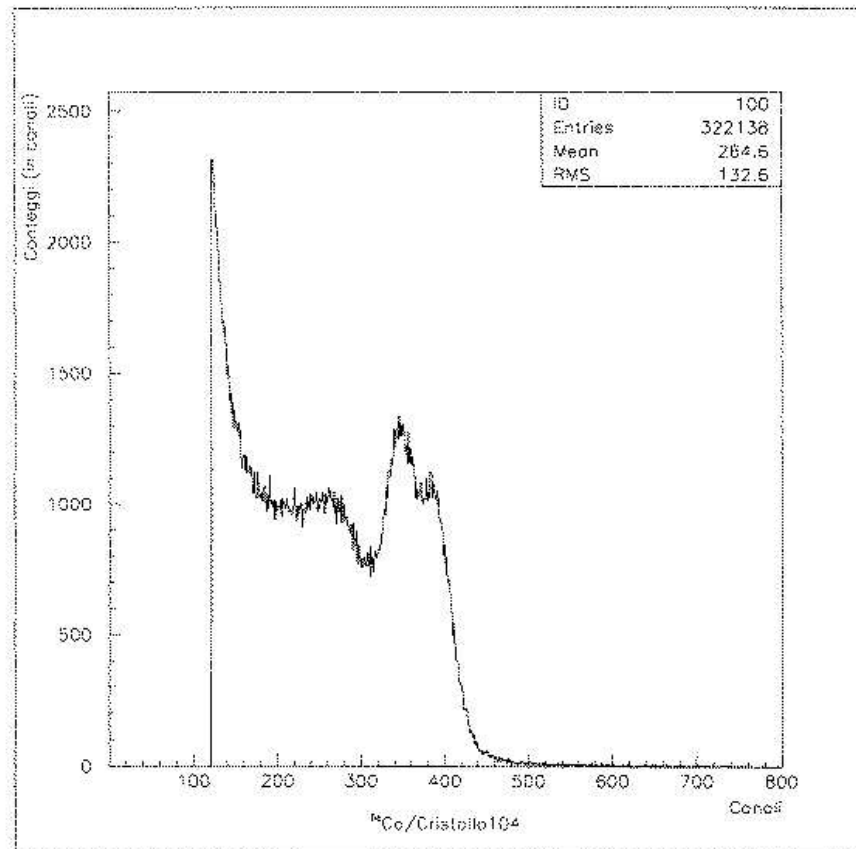


Figura 3.13: Picchi di emissione della sorgente ^{60}Co di fotoni. Sono presenti i due picchi di γ a 1.17 MeV e 1.33 MeV e a sinistra la spalla Compton.

Capitolo 4

Prove sotto Fascio

4.1 L'Acceleratore

Il fascio utilizzato nell'esperimento è stato generato dalla combinazione di due acceleratori: un TANDEM XTU, usato come iniettore, ed un Linac, ALPI (Acceleratore Lineare Per Ioni), usato come post-acceleratore. La sede degli acceleratori è ubicata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (Padova) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, dove il TANDEM è in funzione fin dai primi anni ottanta e ALPI dal 1992.

Gli acceleratori di tipo TANDEM sono acceleratori elettrostatici che hanno due stadi di accelerazione degli ioni, con un terminale ad alta tensione. Tra le due fasi di accelerazione lo stato di carica degli ioni cambia, passa cioè da negativa a positiva. Gli ioni negativi sono prodotti da una sorgente che produce ioni con un elettrone in eccesso. Gli ioni vengono preaccelerati all'uscita della sorgente, entrano in una regione di bassa accelerazione e vengono accelerati dall'alta tensione positiva. Quando arrivano sul terminale ad alta tensione, gli ioni attraversano uno strato di *stripper* (generalmente fogli di C o gas di N_2) che cattura alcuni elettroni dello ione incidente, fornendo quindi in uscita degli ioni positivi che vengono di nuovo accelerati da un campo di polarità inversa rispetto al precedente, fino all'uscita. La tensione del TANDEM XTU degli LNL è di 14,5 MV. I fasci di ioni possono quindi essere accelerati fino a raggiungere un'energia pari a $14.5(n + 1) MeV$, dove n è lo stato di carica degli ioni positivi nel secondo stadio del TANDEM.

L'esigenza tuttavia di ottenere fasci di ioni pesanti con energia cinetica sem-

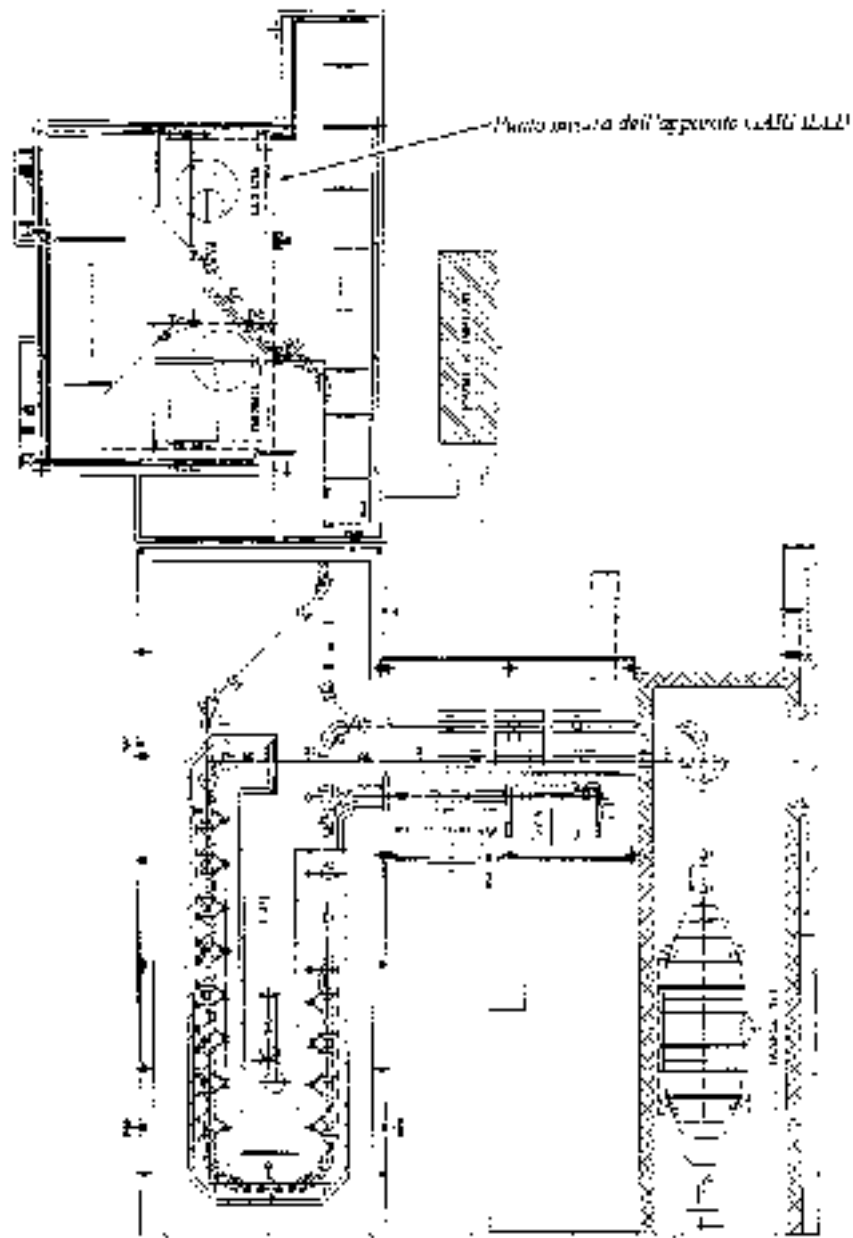


Figura 4.1: *Pianta della dislocazione degli acceleratori TANDEM XTU ed ALPI rispetto alla III sala sperimentale dei Laboratori Nazionali di Legnaro dove è ubicato l'apparato GARFIELD.*

pre maggiore al fine di ottenere interazioni sempre più profonde, ha portato alla realizzazione dell'acceleratore lineare ALPI per il quale il TANDEM funge da iniettore.

ALPI è costituito da una serie di cavità risonanti superconduttrici, ognuna delle quali permette una sempre maggiore accelerazione del fascio proveniente dal TANDEM. L'ottimizzazione del Fattore di Tempo di Transito (TTF) dei risonatori, come funzione del numero di risonatori, può portare alla realizzazione di fasci con basso β^1 , ($\beta_{opt} = 0.055$, $f_0 = 100 \text{ MHz}$), medio β ($\beta_{opt} = 0.09$, $f_0 = 150 \text{ MHz}$) ed alto β ($\beta_{opt} = 0.15$, $f_0 = 150 \text{ MHz}$). È chiaro tuttavia che il valore di β raggiungibile dipende dalla massa dello ione accelerato. Si ottengono alti β per particelle con $A < 130$ [2].

È possibile inoltre ottenere un fascio pulsato con una risoluzione sotto il ns , fatto che ricopre una certa importanza per alcune applicazioni, come la determinazione della massa attraverso il tempo di volo (vedi paragrafo seguente). Attraverso una sequenza di *chopper*² e di *buncher*³ è possibile ottenere già all'ingresso di ALPI un fascio di lunghezza non superiore ai 600 ps . Il periodo del pacchetto così ottenuto assume valori corrispondenti a multipli di 200 ns . Si ottiene dunque un fascio con bassa emittanza⁴ e buona risoluzione energetica, che sono proprio le caratteristiche di un acceleratore TANDEM [21].

È necessario ottenere fasci con risoluzione temporale dell'ordine di poche centinaia di ps all'ingresso di ALPI affinché non peggiori l'emittanza longitudinale. Nelle suddette condizioni infatti non è necessaria la presenza di ulteriori *buncher* durante la fase acceleratrice all'interno di ALPI: l'aumento dell'emittanza del fascio in uscita dall'ultimo stadio di accelerazione è infatti

¹ È definito come il rapporto tra la velocità del fascio e quella della luce nel vuoto.

² L'azione di un *chopper* consiste nel deflettere parte del fascio su di un diaframma per tutto il ciclo tranne che per un certo tempo in cui vengono lasciate passare le particelle.

³ La funzione di tale strumento è quella di raccogliere la maggior parte possibile di particelle del fascio continuo in pacchetti che abbiano una determinata lunghezza temporale (qualche ns). Tale lunghezza dipende dalla radiofrequenza a cui fa riferimento il circuito risonante al quale è collegato il *buncher*.

⁴ Viene definito come il prodotto tra la risoluzione energetica e la risoluzione temporale del fascio in uscita dall'acceleratore. Dipende dalle caratteristiche costruttive ed operative ed assume un valore costante per ogni acceleratore.

trascurabile.

Il trasporto del fascio da ALPI alla camera di *scattering* porta al peggioramento della risoluzione temporale del fascio (passa infatti da ~ 600 ps a ~ 700 ps).

4.2 Timing e Tecniche di identificazione delle particelle

Per potere ricostruire la dinamica dell'evento registrato dal rivelatore occorre, oltre che misurare l'energia delle particelle, identificare le particelle stesse, cioè determinare la carica e/o la massa. Per i rivelatori PPAC si può allora utilizzare la tecnica del tempo di volo (TOF). Essa si basa sulla misura del tempo che lo ione impiega per coprire la distanza tra due punti noti. In questo caso sono note la distanza S tra il bersaglio, dove viene prodotto lo ione, e il rivelatore (PPAC) e il tempo impiegato dalla particella per percorrere S , attraverso la misura dell'intervallo temporale Δt tra il segnale di START fornito dalla temporizzazione del fascio pulsato dell'acceleratore ALPI e quello di STOP fornito dal segnale proveniente dal catodo del PPAC. Tenendo conto delle relazioni della meccanica classica⁵, dove $v = \frac{S}{\Delta t}$ e $E = \frac{1}{2}Mv^2$, si ricava la seguente espressione per la massa M della particella:

$$M = 2E \frac{\Delta t^2}{S^2}. \quad (4.1)$$

con

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 \quad (4.2)$$

Per ottenere una buona risoluzione energetica, non è possibile basare la misura solo sui PPAC, ma è necessario disporre dietro di essi un muro di rivelatori al Si, con i quali è possibile raggiungere valori tipici di risoluzione energetiche $< 1\%$.

Risulta allora che nell'equazione (4.2) $\Delta E/E$ è trascurabile così come $\Delta S/S$

⁵ È possibile usare relazioni classiche e non relativistiche in quanto, per un fascio di ^{62}Ni a 320 MeV, il rapporto $v/c = \beta$ risulta $\ll 1$.

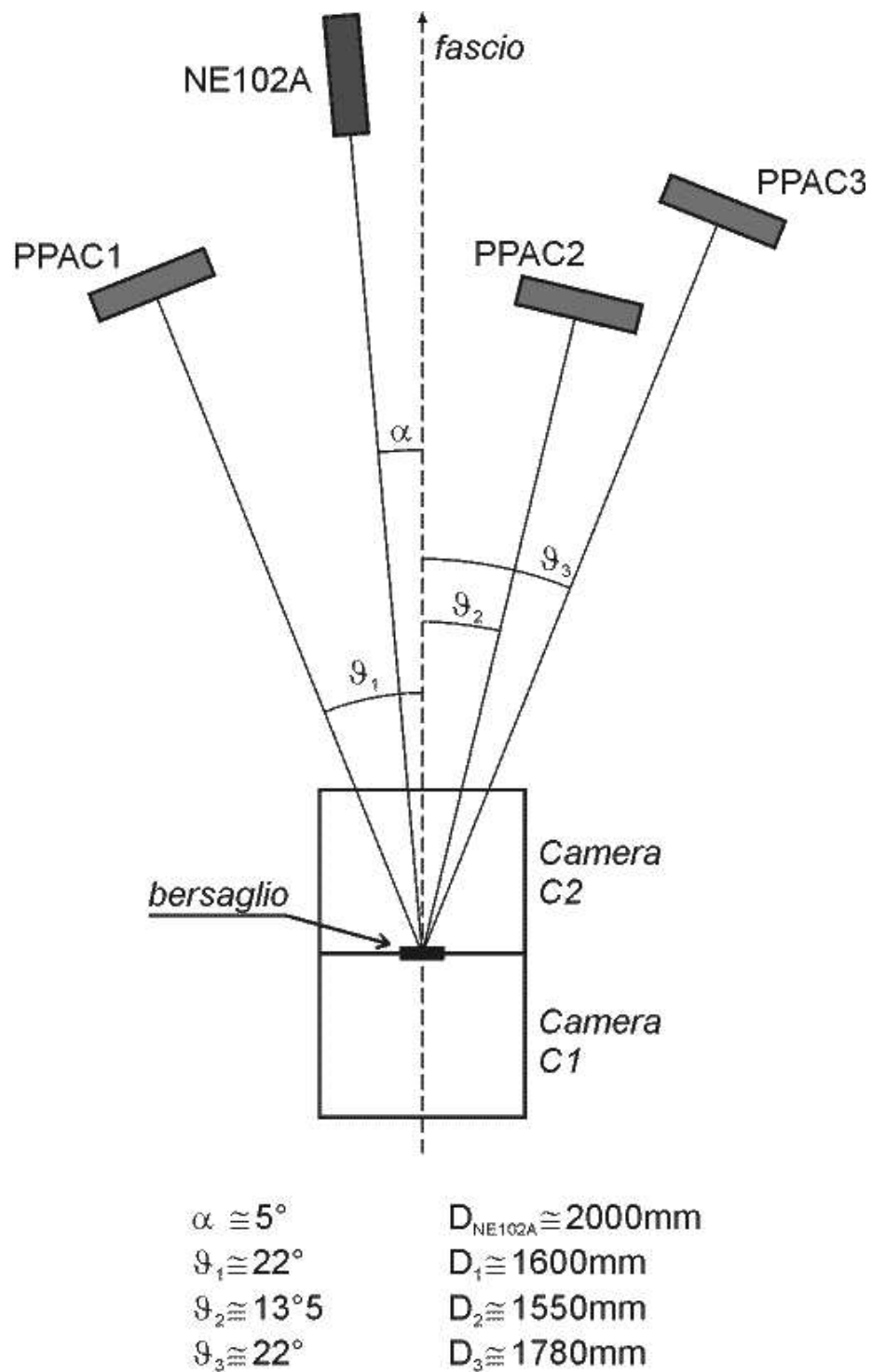


Figura 4.2: *Diposizione dei PPAC, utilizzata per le misure di timing, rispetto al rivelatore GARFIELD all'interno della camera di scattering Huygens-Watt.*

4.2. TIMING E TECNICHE DI IDENTIFICAZIONE DELLE PARTICELLE 69

(essendo S dell'ordine del metro), perchè entrambi inferiori all'1%, lasciando come prevalente fonte di errore l'indeterminazione sul tempo di volo. Il peso di tale indeterminazione tuttavia può essere diminuito utilizzando un fascio pulsato con una risoluzione temporale confrontabile con quella del PPAC che risulta essere di qualche centinaia di ps (vedi paragrafo 2.4).

La risoluzione temporale ottenuta per un fascio ALPI di ^{62}Ni a $320 MeV$ è stata determinata attraverso l'utilizzo di uno scintillatore plastico NE102A, il quale, possedendo una costante di decadimento di $2.4 ns$ ([10]), permette di ottenere una risoluzione dell'ordine di poche centinaia di ps , posto ad un angolo $< 5^\circ$ rispetto alla direzione del fascio e distante $2 m$ dal bersaglio (fig.(4.2)).

Il risultato di tale misura è riportato in figura (4.3). La risoluzione temporale totale risulta essere $700 ps$, avendo stabilito la corrispondenza tempo/canale attraverso segnali di impulsatore calibrati in tempo.

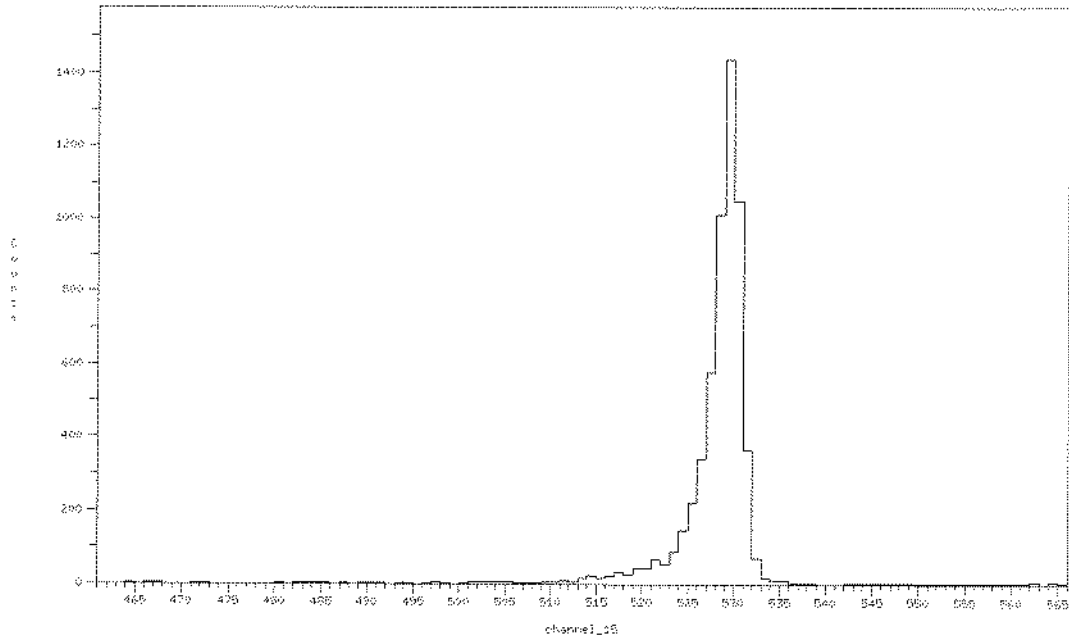


Figura 4.3: *Distribuzione temporale degli ioni di un fascio pulsato di ^{62}Ni a $320 MeV$.*

Si può calcolare ad esempio la risoluzione in massa che si ottiene per la reazione $^{32}\text{S} + ^{63}\text{Cu}$ a 200 MeV , oggetto del paragrafo 4.4. Se consideriamo che la distanza tra bersaglio e PPAC è di circa 1500 mm , l'incertezza su tale misura è $\ll 1\%$, per cui viene trascurata, mentre l'incertezza energetica è data dalla risoluzione del Si ($< 1\%$) e quella temporale risulta essere di $\sim 1.6\%$, per cui dall'equazione (4.2) risulta che $\Delta M/M = 2.5\%$ e dunque risulta confermata l'affermazione che il peso maggiore nell'indeterminazione della massa è dato dalla risoluzione temporale.

4.3 Risoluzioni angolari delle MSGC di GARFIELD

La costruzione di un prototipo, composto da 3 spicchi completi della camera a deriva di GARFIELD, comprendente dunque 12 CsI(Tl) e 3 microstrip, e posto in una camera di *scattering* con le condizioni di gas, pressioni, flussaggio e valori del campo di deriva più simili possibili all'apparato definitivo, ha permesso di stabilire la risoluzione angolare delle microstrip.

La distanza tra i rivelatori di energia residua dal bersaglio era di 60 cm . Davanti ai cristalli è stata posta una maschera composta da due strisce di 6 mm e 3 mm di larghezza, oscurando pertanto due parti del CsI(Tl) corrispondenti a coni angolari di $\Delta\theta = 0.57^\circ$ e $\Delta\theta = 0.29^\circ$.

L'acquisizione dei dati si è basata sullo stesso schema di quello dell'apparato definitivo, prelevando il segnale di START dal segnale del cristallo e quello di STOP dal segnale delle microstrip, che giunge in ritardo rispetto al segnale del CsI(Tl) per effetto del "lungo" tempo di deriva degli elettroni. Si può allora ricostruire il tempo di deriva per ciascun segnale facendo la differenza tra il tempo di arrivo del segnale di STOP e quello del segnale di START forniti dai TDC. I risultati ottenuti sono riportati in figura (4.4).

Si vede allora chiaramente come si distingue bene la fascia corrispondente a 6 mm , mentre quella corrispondente a 3 mm risulta di peggior risoluzione.

Per valutare allora l'effettiva risoluzione della microstrip, si misura la FWHM della valle, ottenendo, per una $v_{\text{deriva}} = 10\text{ cm}/\mu\text{s}$, una larghezza di 4 mm che corrisponde, nelle condizioni di misura, ad una risoluzione angolare di $\Delta\theta = 0.38^\circ$.

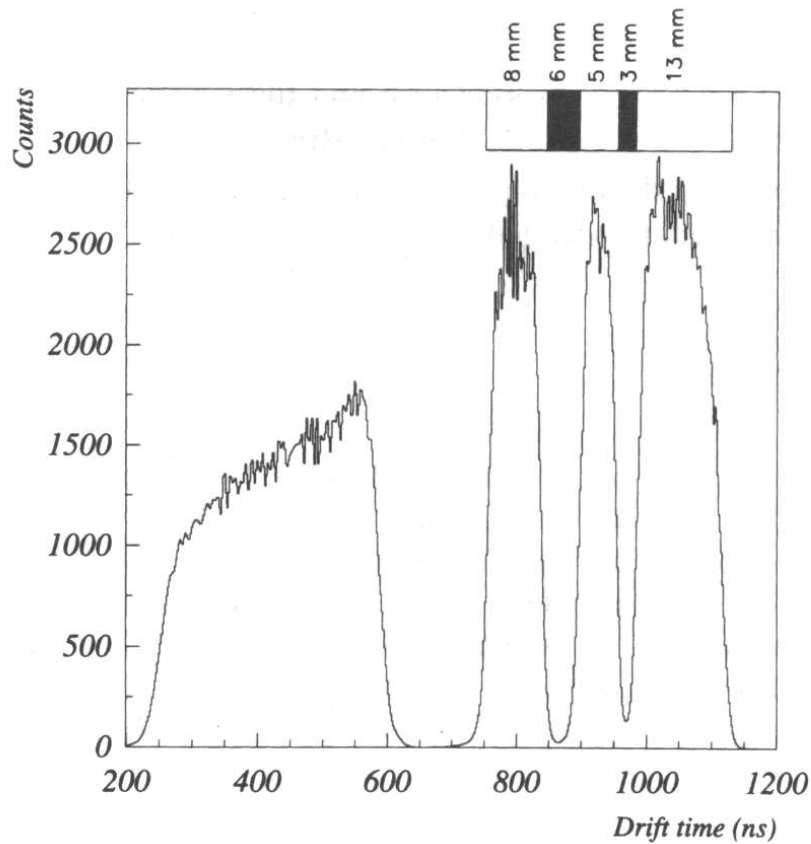


Figura 4.4: *Tempi di deriva degli elettroni raccolti da una microstrip. Le valli corrispondono alle zone mascherate del CsI(Tl) che fornisce il segnale di START.*

4.4 Calibrazione dei cristalli CsI(Tl)

La risposta dei CsI(Tl) non è lineare con l'energia e varia a seconda dello ione che interagisce con il cristallo, dipende, cioè, dal suo potere ionizzante (dalla massa e dalla carica della particella).

È stata quindi importante la calibrazione dei CsI(Tl), che corrisponde a determinare la risposta in luce a seconda dell'energia rilasciata e della carica della particella incidente [3].

I problemi che riguardano la funzione di calibrazione sono essenzialmente due:

1. essa varia da cristallo a cristallo,
2. è nota principalmente ad alte energie, dove la curva è più lineare in E.

La maggior linearità in E ad alte energie è dovuto alla presenza in tale regione di raggi δ che producono un'uscita in luce con grande efficienza, mentre la regione a basse energie è caratterizzata da grandi effetti di *quenching* dovuto alla ricombinazione della coppia elettrone-lacuna.

A causa del gran numero di rivelatori da trattare (180 CsI(Tl)) si è ritenuto necessario studiare la possibilità di ottenere un'espressione analitica che permettesse di trovare la curva di calibrazione di tutti cristalli partendo da quella di uno singolo e usando un fattore di scala per tenere in considerazione le possibili differenze riguardo all'efficienza quantica e/o al guadagno della catena elettronica tra cristallo e cristallo.

Vari studi hanno stabilito che l'uscita di luce assume la seguente forma [5, 6]:

$$L = \gamma E + \beta(e^{-\alpha E} - 1) \quad (4.3)$$

dove i parametri α , β e γ sono funzioni di Z e possono essere calcolati effettuando una serie di misure con fasci di carica ed energia note. Appare allora chiaro dalla (4.3) che il primo termine di tale equazione rappresenta la parte lineare in E che prevale ad alte energie, mentre il secondo termine rappresenta l'andamento esponenziale che assume l'uscita di luce prodotta da ioni di bassa energia.

È possibile stabilire la relazione che intercorre fra i tre parametri α , β e γ della (4.3) basandosi sulle seguenti considerazioni. L'uscita in luce deve sempre essere positiva e nulla solo per $E = 0$, per cui $\gamma > 0$, ed inoltre, per $E = 0$, $L(E = 0)$ assume il suo valore minimo assoluto (fig.4.5).

Ponendo allora le condizioni di minimo della funzione L :

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dE}(0) &= \gamma - \alpha\beta = 0 \\ \frac{d^2L}{dE^2}(0) &= \alpha^2\beta > 0 \end{aligned}$$

si trova:

$$\gamma = \alpha\beta$$

$$\alpha^2\beta > 0$$

La relazione che intercorre dunque tra i tre parametri è:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma = \alpha\beta \\ \alpha > 0 \\ \beta > 0 \\ \gamma > 0 \end{array} \right. \quad (4.4)$$

e il numero di parametri liberi nella (4.3) si riduce pertanto a 2.

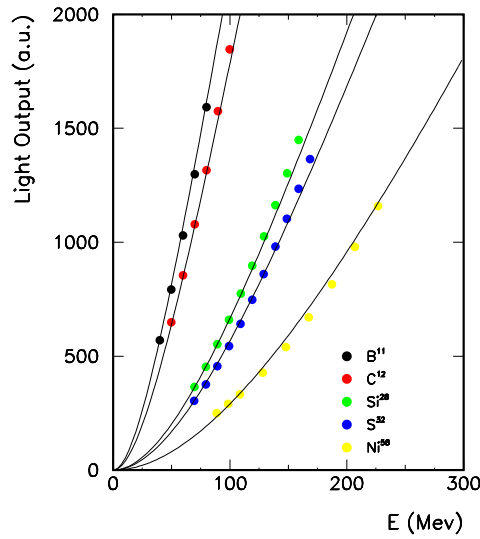


Figura 4.5: *Risposta in luce di un CsI(Tl) in funzione dell'energia incidente per diversi ioni.*

Ad alte energie la (4.3) assume la forma lineare in E [25]:

$$L = \gamma E - \beta = \beta(\alpha E - 1) \quad (4.5)$$

in accordo con l'integrazione dell'espressione teorica dell'uscita di luce per scintillatori formulata da Birks⁶ [4]

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (4.6)$$

dove dE/dx è l'uscita in luce per unità di lunghezza, A è l'efficienza di scintillazione assoluta, kB è un parametro legato alla densità di ionizzazione dE/dx , calcolata nello stesso intervallo di energia e trascurando gli effetti di *quenching* che sono dominanti ad energie minori.

⁶ Tale espressione tiene conto degli effetti di *quenching*

Se allora, dati uno ione e la sua energia incidente, viene chiamato E_i il punto di intersezione tra la tangente alla curva dell'uscita di luce in fig.(4.5) a tale energia e l'ascissa, che corrisponde a $L(E_i) = 0$, si ottiene da (4.5)

$$\alpha = \frac{1}{E_i} \quad (4.7)$$

Da figura (4.6), che rappresenta gli stessi punti sperimentali di fig.(4.5) ma normalizzati in A ($MeV/nucleone$ invece di MeV), è chiaro che E_i , rappresentato dall'intersezione dell'asintoto ad alte energie con l'asse $L = 0$, è lineare in Z ed assume circa lo stesso valore, se espresso in MeV/A , indipendentemente dalla carica della particella. Si può allora riscrivere l'equazione (4.3) come

$$L(E) = \gamma \left(E + E_i \left(e^{-E/E_i} - 1 \right) \right) \quad (4.8)$$

Rimangono però da stabilire i valori dei due parametri β , che è funzione dello Z dello ione, ed E_i .

E_i è facilmente individuabile per come è definito. Per la determinazione di β invece occorre tenere conto del diverso andamento dell'uscita in luce in funzione dell'energia. Il confronto infatti tra le figure (4.5) e (4.6) mette in evidenza come un fit basato su parametri calcolati per alte energie non si adatterebbe ai punti a bassa energia, escludendo pertanto una dipendenza lineare di β in Z .

Tornando allora all'equazione (4.5) ed esprimendo L in termini di E/A (MeV/A), per cui $L = (A\gamma)E/A - \beta$, dove $A\gamma$ risulta essere il coefficiente angolare della retta asintotica di fig.(4.6), e prendendo

$$\gamma = \frac{c_i}{Z^{c_j}} \quad (4.9)$$

(c_i e c_j sono due diversi parametri liberi), la condizione che la pendenza sia monotona crescente in Z implica (con $A \simeq 2Z$)

$$Z \frac{c_i}{Z^{c_j}} = \frac{c_i}{Z^{c_j-1}} \Rightarrow c_j < 1 \quad (4.10)$$

Ma, se ci riferiamo alla formula (4.8) e dunque alla fig.(4.5) dove E è espresso in MeV , si vede che L è monotona decrescente in Z , e γ , essendo il

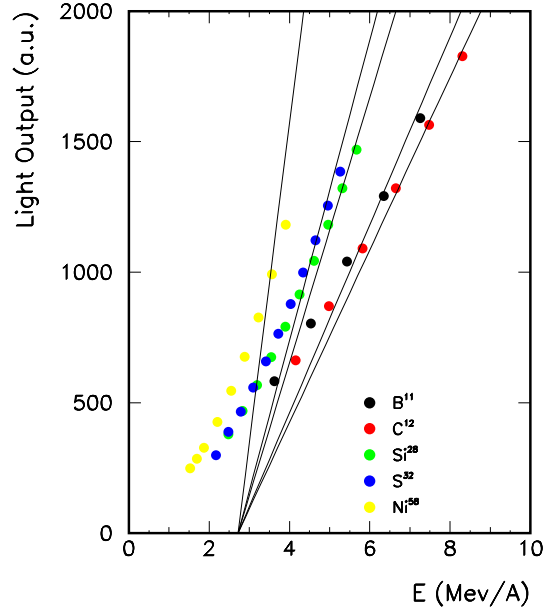


Figura 4.6: *Uscita di luce di un CsI(Tl) come funzione dell'energia per nucleone. I punti sono i dati sperimentali, mentre le rette sono i fit calcolati per alte energie di incidenza.*

coefficiente angolare, deve avere anch'esso lo stesso andamento, per cui

$$c_j > 0 \quad (4.11)$$

e dalla (4.9) si ottiene

$$0 < c_j < 1 \quad (4.12)$$

Tenuto conto delle precedenti considerazioni e dei dati sperimentali, si giunge a trovare mediante un fit i seguenti parametri, da associare all'equazione (4.8):

$$\begin{cases} \gamma = \frac{c_1}{Z^{c_2}} \\ E_i = c_3 Z \\ c_1 = 77.7 \pm 0.7 \\ c_2 = 0.60 \pm 0.04 \\ c_3 = 5.44 \pm 0.1 \end{cases} \quad (4.13)$$

Dalla figura (4.7) si può notare che i cristalli non hanno la stessa risposta in luce sia per quanto riguarda la forma che il guadagno. Si può però tenere

conto di tutte queste differenze attraverso un unico coefficiente di normalizzazione, calcolato rispetto ad un cristallo preso come cristallo di riferimento. In tal modo, per calibrare ciascun CsI(Tl) di GARFIELD è sufficiente conoscere un solo punto sperimentale, noti Z ed E.

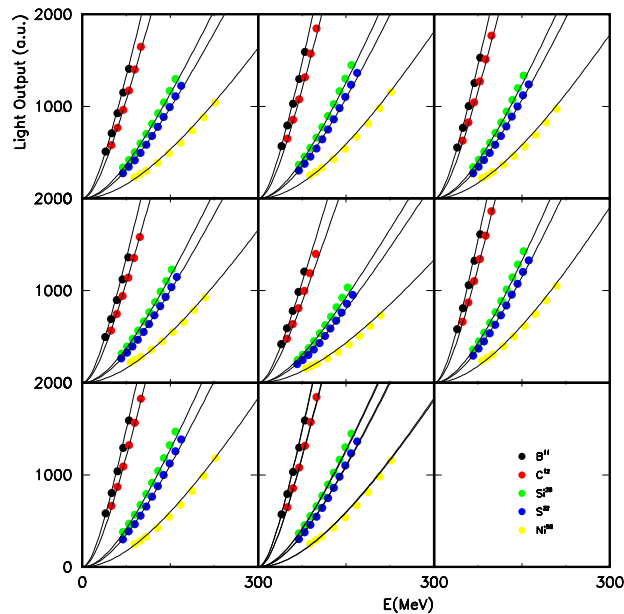


Figura 4.7: Risposta in luce di 8 CsI(Tl) in funzione dell'energia. I parametri c_1 , c_2 , e c_3 sono stati calcolati per il cristallo la cui risposta è rappresentata nel primo riquadro. I fit degli altri cristalli sono stati ottenuti attraverso l'introduzione di un fattore di scala, diverso per ciascun cristallo.

4.5 Identificazione di particelle con il metodo

$$\Delta E - E$$

4.5.1 Introduzione

Dallo studio effettuato sulla risposta in luce dei rivelatori CsI(Tl) (paragrafo precedente) risulta evidente che l'identificazione in carica dei prodotti di reazione rivelati da tali cristalli deve necessariamente precedere la calibrazione del segnale in energia.

4.5. INDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE CON IL METODO $\Delta E - E$

È necessario quindi trovare un metodo per l'identificazione in carica, che prescindendo dalla conoscenza dell'energia totale della particella espressa in MeV . Il metodo usualmente utilizzato per telescopi che forniscono un segnale di ΔE e il segnale di E residua è quello della costruzione di *Funzioni di Identificazioni di Particella* (PIF). Questo metodo si basa sul fatto che il segnale di ΔE , come risulta dalla formula di Bethe-Bloch, dipende fortemente dalla carica della particella e più debolmente dipende dalla sua energia [8]. Infatti la formula di Bethe-Bloch, nel caso di particelle non relativistiche, di massa m e carica ze , si può esprimere come:

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mz^2}{E} \ln C_2 \frac{E}{m} \quad (4.14)$$

dove C_1 e C_2 sono delle costanti. Se si considera il prodotto $E(dE/dx)$, si ottiene un risultato che dipende debolmente dall'energia della particella ma fortemente sensibile a mz^2 che risulta essere proprio la quantità che si vuole trovare.

Il principio di tale procedimento, descritto da Goulding e Landis [9], si basa sull'osservazione che il rapporto che intercorre per una grande varietà di particelle cariche tra il *range*⁷ R e l'energia E è di tipo esponenziale. Integrando infatti la (4.14)

$$R(E_{inc}) = R(E_{min}) + \int_{E_{min}}^{E_{inc}} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

dove E_{min} è il valor minimo dell'energia della particelle per cui l'equazione (4.14) ha validità ed E_{inc} è l'energia della particella incidente, si ottiene il seguente andamento per il *range*:

$$R(E) = aE^b \quad (4.15)$$

dove a e b sono delle costanti. Se la particella incidente perde ΔE energia nel primo rivelatore di spessore Δx ed energia E_r nel rivelatore di energia residua, si ottiene la seguente relazione:

⁷ Si definisce *range* di una particella la distanza che quest'ultima ha percorso all'interno del materiale quando si ferma dopo aver perso tutta la sua energia. Questa quantità dipende dal tipo di particelle, dalla sua energia e da materiale attraversato.

$$\Delta x = R(E_r + \Delta E) - R(E_r)$$

ossia

$$\frac{\Delta x}{a} = (E_r + \Delta E)^b - E_r^b \quad (4.16)$$

a è una costante per un dato tipo di particelle, proporzionale a $1/mz^2$, mentre b non cambia sensibilmente per ioni di massa simile ($b = 1.73$ per protoni e $b = 1.65$ per ioni di ^{12}C).

Si ottiene dunque una relazione che dipende solo dal tipo di ione ed è indipendente dall'energia di quest'ultimo.

La principale limitazione per distinguere tra diversi tipi di particelle con questi metodi risiede nelle fluttuazioni del segnale di ΔE dovuti allo *straggling*⁸ energetico.

4.5.2 Calibrazione in Z ed energia di un CsI(Tl)

I dati su cui è stata fatta la calibrazione che segue sono stati ottenuti attraverso un prototipo di GARFIELD, costituito da una camera a deriva contenente MSGC, utilizzati come rivelatori di ΔE (fig.(4.8)).

Sono stati posti in questo prototipo come rivelatori di energia residua un Si e un CsI(Tl) in modo da poter studiare la risposta di un cristallo in confronto a quella di un silicio.

Il prototipo era costituito da un CsI(Tl), $4 \times 4 \times 4 \text{ cm}^3$, accoppiato ad un fotodiodo Hamamatsu S3204-05, da due microstrip (vedi figura (4.8)) e da un rivelatore a Si di area 50 mm^2 e spessore $700 \text{ }\mu\text{m}$, la cui presenza era necessaria come confronto della risposta in energia residua. Infatti le conoscenze delle caratteristiche e del comportamento dei rivelatori a semiconduttore come rivelatori di energia residua nella fisica degli ioni pesanti sono ottime. Oltre infatti ad avere una buona risoluzione energetica ($< 1\%$), l'informazione sull'energia della particella fermata non dipende dal tipo di particella, come avviene invece negli scintillatori.

⁸ Lo *straggling* rappresenta la distribuzione statistica di una misura ripetuta, per una data particella, intorno al suo valor medio.

4.5. INDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE CON IL METODO $\Delta E - E79$

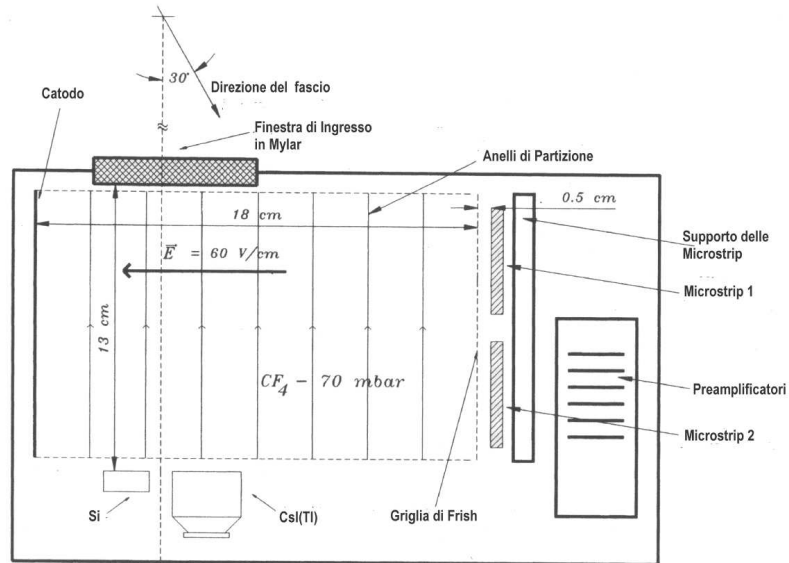


Figura 4.8: *Schema del prototipo costituito da un rivelatore a Si, un CsI(Tl) e due microstrip.*

Il gas di riempimento è CF_4 alla pressione di 70 mbar e con un campo di deriva di 55 V/cm.

Il prototipo è stato collocato in modo che la finestra di ingresso, costituita da mylar di 6 μm di spessore, si trovasse ad un angolo di 30° rispetto alla direzione del fascio incidente. Il bersaglio è posto a circa 65 cm dai rivelatori di energia residua in modo tale che gli angoli sottesi dai rivelatori erano rispettivamente $\Delta\theta \sim 0.12^\circ$ per il silicio e $\Delta\theta \sim 3.52^\circ$ per il CsI(Tl). Il trigger dell'acquisizione è così costituito:

$$(microstrip\ 1\ AND\ microstrip\ 2)\ AND\ (CsI(Tl)\ OR\ silicio),$$

in modo da potere registrare solo i segnali di particelle che, dopo avere attraversato completamente la camera a deriva, giungono al rivelatore al Si o allo scintillatore CsI(Tl). Il resto della catena elettronica è uguale a quella dell'apparato definitivo.

È stato utilizzato un fascio di ^{32}S a 200 MeV, proveniente dall'acceleratore TANDEM XTU dei LNL dell'INFN a Padova, incidente su un bersaglio di ^{63}Cu .

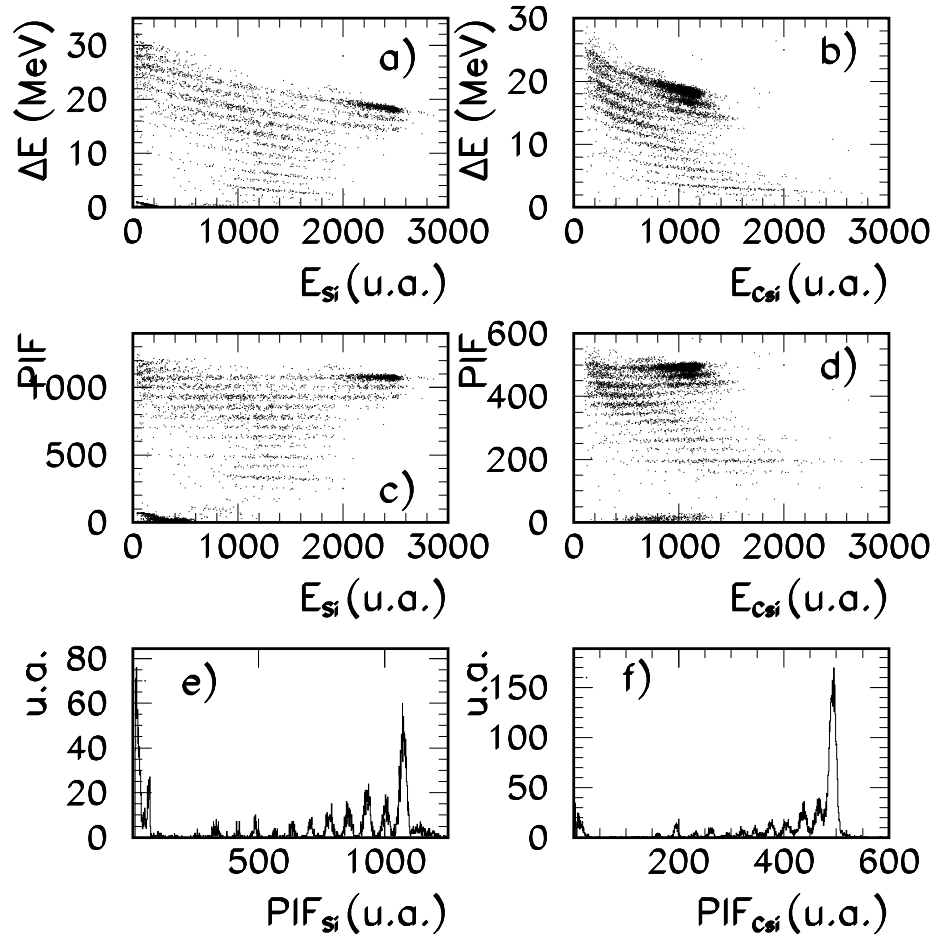


Figura 4.9: $^{32}\text{S} + ^{63}\text{Cu}$ a 200 MeV. a) e b) Matrici $\Delta E - E$ per il Si e il CsI(Tl) rispettivamente. c) e d) Funzione di Identificazione della particella (PIF) del Si e del CsI(Tl). e) ed f) Proiezioni della PIF.

Lo scopo dell'esperimento effettuato con questo prototipo era di potere determinare l'energia di un qualsiasi ione rivelato da un CsI(Tl), indipendentemente dal fatto che la risposta in luce di tale rivelatore cambi a seconda della particella incidente.

La figura (4.9).a) mostra la matrice $\Delta E - E$ per un Si, mentre la figura (4.9).b) mostra quella del CsI(Tl). Si vede chiaramente che, per il CsI(Tl), all'aumentare di Z i segnali di energia residua tendono a comprimersi: se si considerasse lineare la relazione energia-canale per il CsI(Tl), come invece è

4.5. INDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE CON IL METODO $\Delta E - E_{S1}$

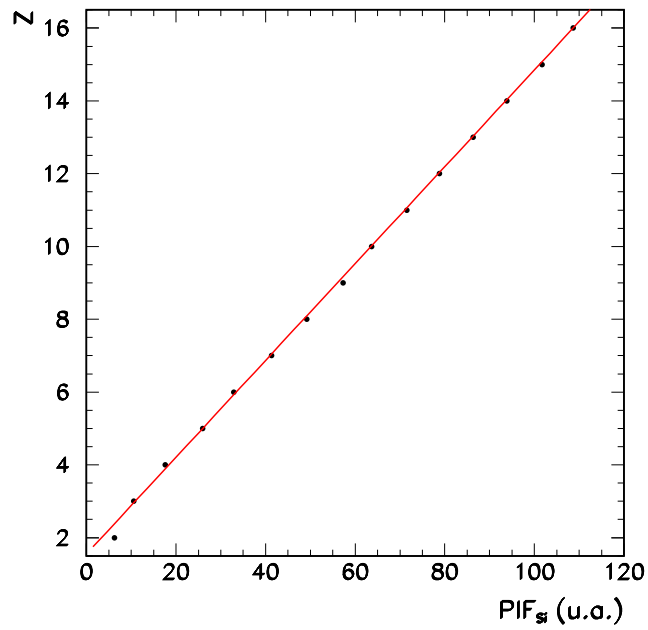


Figura 4.10: Curva di calibrazione $Z - PIF$ per il Si. I punti sono i picchi della distribuzione della PIF, mentre il fit è evidenziato dalla linea continua.

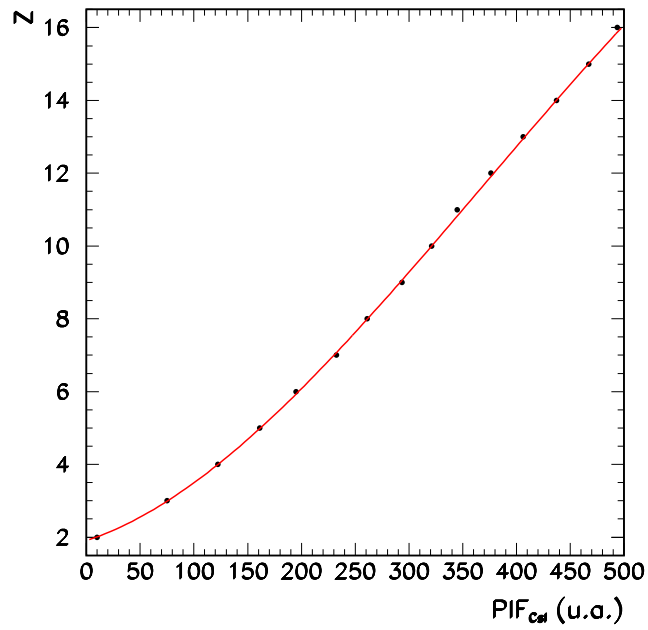


Figura 4.11: Curva di calibrazione $Z - PIF$ per il CsI(Tl).

per i rivelatori a stato solido, si giungerebbe alla conclusione che le particelle di minore Z potrebbero arrivare ad energie superiori al picco elastico di ^{32}S . Una spiegazione della compressione del segnale, proposta da Birks, si basa sul danneggiamento subito dalle molecole del cristallo a causa dell'alta ionizzazione delle particelle cariche ad alto Z , provocando effetti di *quenching*.

In entrambe le matrici $\Delta E - E$ si vedono vari rami di iperboli corrispondenti ai vari tipi di ioni prodotti nella reazione. Si può quindi procedere per entrambi i telescopi all'identificazione in carica dei prodotti.

Utilizzando un'espressione analoga all'equazione (4.16), che si può utilizzare come PIF, è possibile trasformare i rami di iperboli in linee rette (fig.(4.9).c e .d)). Anche se tale procedimento viene solitamente applicato a rivelatori a stato solido, è possibile giungere ad un risultato soddisfacente anche per scintillatori inorganici, attraverso l'opportuna scelta dei parametri. Le figure (4.9).e) e (4.9).f) rappresentano la proiezione delle funzioni di rettificazione: si vede chiaramente che per il CsI(Tl) la risoluzione ad alti Z è peggiore rispetto a quella del Si, fatto da attribuire sia alla non linearità in energia del segnale del cristallo, che alla sua risoluzione intrinseca.

Un'altra indicazione sulla linearità della risposta dei rivelatori considerati è illustrata nelle figure (4.10) e (4.11), che rappresentano la relazione che intercorre tra Z e PIF.

In entrambi i casi comunque, per tutti i punti della matrice $\Delta E - E$ è possibile calcolare la PIF e attraverso quest'ultima determinare lo Z del punto considerato.

La figura (4.12) mostra il confronto tra le due calibrazioni della Z attraverso le PIF. La non perfetta sovrapposizione tra i due grafici può essere spiegata attraverso la diversa statistica degli eventi registrati dai due diversi rivelatori (essendo posti a due diversi angoli di osservazione). Lo scintillatore è ad angoli più in avanti⁹ rispetto al Si, dove risulta maggiore la sezione d'urto dello *scattering* elastico (vedi capitolo 1).

⁹ Il riferimento per stabilire l'angolo di diffusione dello ione è la direzione del fascio: si chiamano pertanto angoli in avanti quelli corrispondenti a θ piccoli, dove θ vale 0° per direzione e verso uguale a quelle del fascio e 90° per direzione perpendicolare.

4.5. INDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE CON IL METODO $\Delta E - E_{83}$

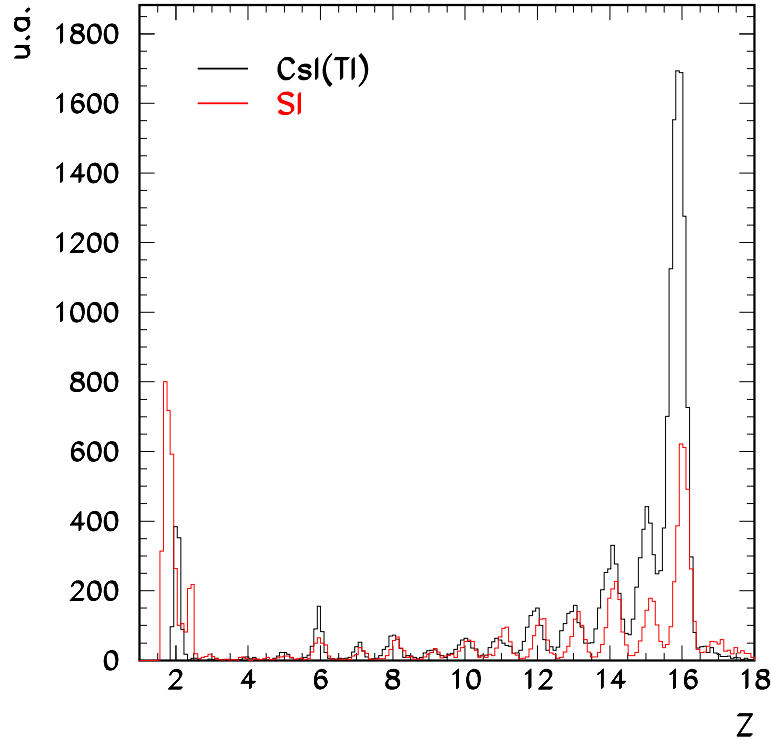


Figura 4.12: Confronto tra calibrazione di Z per il Si (rosso) e per il CsI(Tl) (nero).

Difatti in fig.(4.12) si vede che l'area sottesa al picco dell'elastico ($Z = 16$) risulta maggiore per il CsI(Tl). Si è valutato inoltre che, usando questo metodo, la contaminazione tra Z adiacenti non è significativa né per il Si né per il CsI(Tl). Normalizzando infatti i fit gaussiani dei picchi della figura (4.12), in modo da ottenere valori indipendenti dalla sezione d'urto di reazione, si ricava che il rapporto picco/valle risulta tale da fornire una contaminazione inferiore al 4% (vedi fig.(4.13) e (4.14)).

Si è giunti ora a poter procedere per stabilire la relazione canale-energia del segnale nel CsI(Tl). La calibrazione energetica di un qualunque rivelatore CsI(Tl) dell'apparato GARFIELD può essere effettuato nel modo seguente:

1. è nota, attraverso la PIF (figura (4.9).d)), la carica Z del proiettile diffuso elasticamente, di coordinate $(E_R, \Delta E)$ in [unità arbitrarie, MeV]

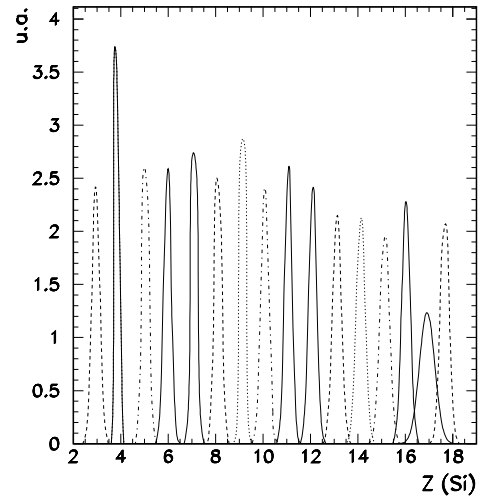


Figura 4.13: *Gaussiane normalizzate ottenute dal fit dei picchi delle Z ricavate dalla PIF per il SI. Si vede che la contaminazione delle gaussiane una rispetto all'altra è minima.*

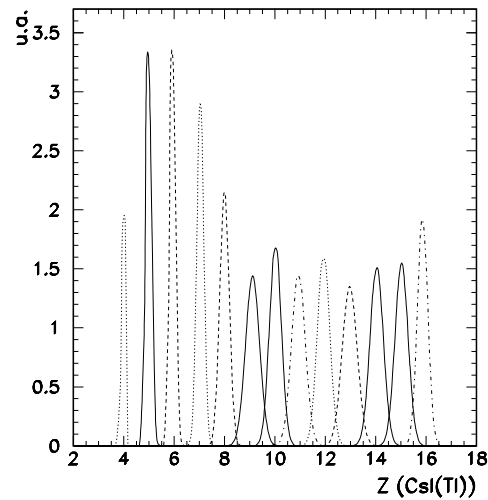


Figura 4.14: *Gaussiane normalizzate ottenute dal fit dei picchi delle Z ricavate dalla PIF per il CsI(Tl). La contaminazione delle gaussiane adiacenti è trascurabile anche tra $Z = 15$ e $Z = 16$ e comparabile a quella ottenuta per il rivelatore al silicio.*

4.5. INDENTIFICAZIONE DI PARTICELLE CON IL METODO $\Delta E - E_{85}$

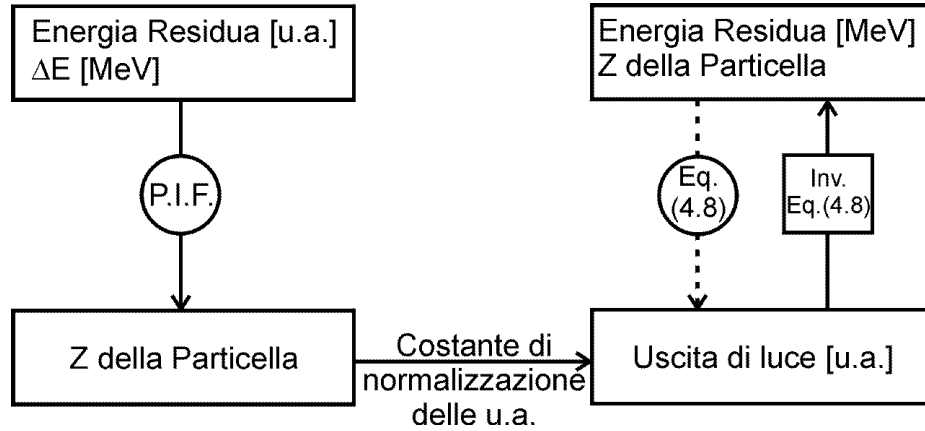


Figura 4.15: Schema del percorso seguito (linee continue) per ottenere la calibrazione in energia di un CsI(Tl), partendo dai valori noti della reazione elastica.

(figura (4.9).b));

2. allo stesso modo è nota la corrispondenza energia[MeV]-uscita di luce [u.a] per l'elastico misurato da un CsI(Tl) di riferimento attraverso la funzione di calibrazione (eq.(4.8) e fig.(4.5));
3. si può allora stabilire, in canali, il fattore di normalizzazione tra E_R [u.a.] e uscita di luce[u.a.], valido non solo per l'elastico, ma anche per tutte le altre Z ;
4. allora per ciascuna Z si trova l'energia corrispondente in MeV attraverso la funzione inversa dell'equazione (4.8), i cui parametri d'ingresso sono la Z e la sua energia ora espressa in uscita di luce e non più in E_R .

Il risultato ottenuto è illustrato in fig.(4.15). Si vede allora come lo spettro del CsI(Tl) (in nero) si sovrappone a quello del Si (in rosso).

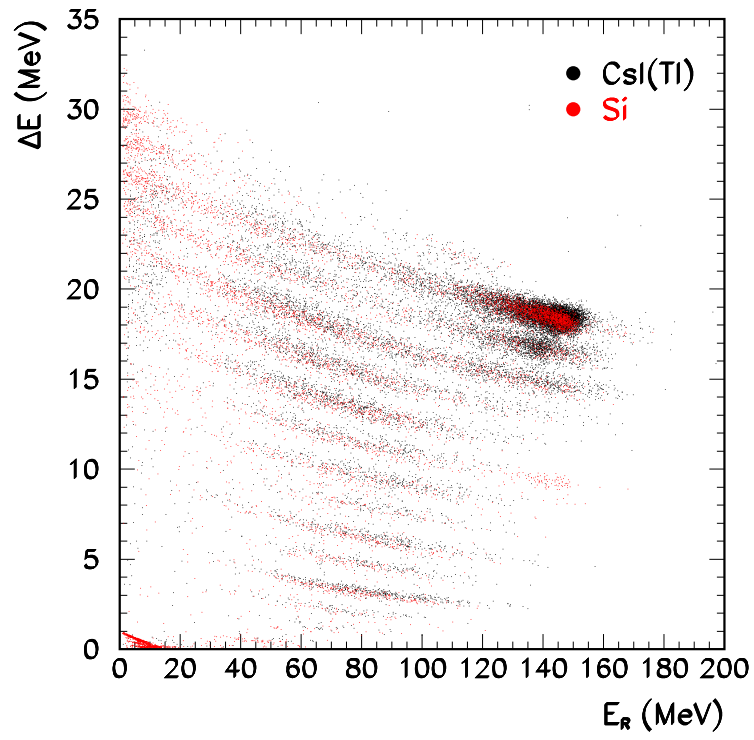


Figura 4.16: Sovrapposizione delle matrici del Si (rosso) e del CsI(Tl) (nero) dopo la calibrazione in energia.

Conclusioni

In questa tesi sono stati descritti i rivelatori che compongono un apparato sperimentale (GARFIELD) ideato per la misure dei prodotti di reazioni tra ioni pesanti alle energie fornite dall'acceleratore ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro, il loro funzionamento ed i risultati dei test effettuati per verificare le loro prestazioni.

Dopo avere presentato le problematiche fisiche delle reazioni tra ioni pesanti ad energie di $5 \div 20 \text{ MeV}/A$, quali il grado di equilibratura raggiunto dal nucleo composto prima di separarsi nei prodotti di reazione e la produzioni di più corpi, si è passati alla descrizione della geometria e del funzionamento dei rivelatori che compongono l'apparato, CsI(Tl), camere a microstrip, rivelatori al silicio e camere a fili. È stata messa in evidenza l'importanza che ciascun componente del rivelatore assume al fine di ottenere una buona identificazione della particella in energia ($\sim 5\%$ con il metodo $\Delta E - E$), in massa ($\sim 2.5\%$ con la tecnica del tempo di volo) e in posizione ($\sim 1.3^\circ$ in θ e 7.5° in ϕ ottenute con la camera a microstrip). Questi valori, unita all'ampia copertura angolare dell'intero apparato, cioè $0^\circ < \phi < 360^\circ$ tramite la camera a deriva ed i PPAC, $30^\circ < \theta < 85^\circ$ e $95^\circ < \theta < 150^\circ$ sempre tramite la camera a deriva e $3^\circ < \theta < 12^\circ$ tramite il rivelatore anulare, ed alla bassa soglia di identificazione, inferiore ad $1 \text{ MeV}/A$ nella camera a deriva, consente la rivelazione di particelle in un ampio intervallo dinamico.

Il lavoro prevalente di questa tesi è stato quello di preparare i singoli rivelatori, provarli con opportune sorgenti di calibrazione e testarli con prototipi il più simili all'apparato finale con fasci di calibrazione dell'acceleratore TANDEM dei Laboratori Nazionali di Legnaro.

Si è studiata inoltre la possibilità di calibrare i cristalli di CsI(Tl) in energia,

tenendo conto della non linearità della loro riposta.

Infine si è proceduto all'assemblaggio dell'intero apparato, che ha comportato la preparazione di tutti i partitori di tensione e della fasciatura dei CsI(Tl), con conseguenti misure di risoluzioni.

I risultati di questi test hanno mostrato, in ultima conclusione, che l'insieme dell'apparato GARFIELD, possiede i requisiti per potere essere utilizzato per gli esperimenti per cui è stato progettato.

Appendice A

Fotodiodi

A.1 Principio di funzionamento

Un fotodiode a silicio è una giunzione P-N costituita da una regione drogata positivamente P e da una regione drogata negativamente N.

Il drogaggio P si effettua introducendo una impurità trivalente, cioè con un elettrone di valenza in meno rispetto ad un reticolo tetraivalente come quello del Si, per cui manca un elettrone per riempire la banda di valenza. C'è dunque un eccesso di lacune nel cristallo, che crea un livello di energia nel *gap* proibito vicino alla banda di valenza. Gli elettroni ivi presenti possono allora facilmente accedere a questo livello supplementare lasciando una lacuna nella banda di valenza. In tale cristallo, le lacune vengono chiamate portatori maggioritari di carica.

Il drogaggio di tipo N si esegue introducendo una impurità pentavalente, con cioè un elettrone di valenza in più. Viene a crearsi pertanto un livello energetico supplementare nel *gap* proibito, ma questa volta vicino alla banda di conduzione, per cui è facile che un elettrone da tale livello, per eccitazione, giunga nella banda di conduzione. Si ottiene così un eccesso di elettroni che ora diventano i portatori di carica (fig.(A.1)).

Vengono usati come elementi donatori l'*As*, *P* ed *Sb* che producono semiconduttori di tipo N, mentre il *Ga*, *B* ed *In* sono usati come accettori per creare semiconduttori di tipo P.

Poiché un semiconduttore è neutro, si ha $n_p = n_e$, dove n_p =concentrazione delle lacune e n_e =concentrazione degli elettroni e:

$$n_i = AT^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \quad (\text{A.1})$$

dove n_i =concentrazione degli elettroni (o delle lacune), A =costante, E_g =larghezza del *gap* a $0^\circ K$, k =costante di Boltzmann e T =temperatura.

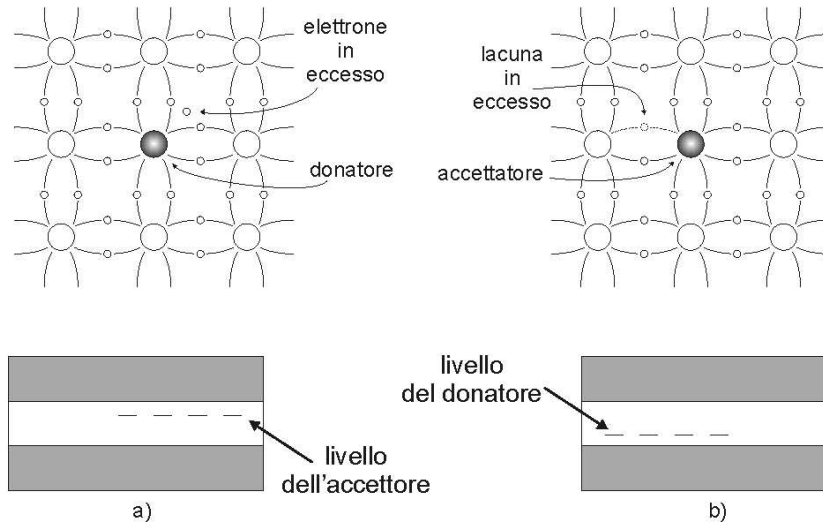


Figura A.1: a) Schematizzazioni di un reticolo cristallino con un'impurità pentavalente (sopra) e del livello energetico corrispondente (sotto). b) Schematizzazioni di un reticolo cristallino con un'impurità trivalente (sopra) e del livello energetico corrispondente (sotto).

È possibile formare una giunzione P-N drogando rispettivamente con donatori e con accettori due parti di uno stesso semiconduttore. Nella zona di contatto gli elettroni della zona N migrano verso gli accettori della zona P e viceversa per cui vengono a formarsi nella zona P un accumulo di cariche negative (elettroni) e nella zona N un accumulo di cariche positive (lacune). Si viene dunque a creare un campo elettrico e conseguentemente una differenza di potenziale lungo la giunzione. Tale giunzione è particolarmente sensibile al passaggio di radiazione che facilmente può creare una coppia elettrone-lacuna (fig.(A.2)). Questa viene divisa dal campo elettrico. Posti allora due contatti elettrici alle estremità della giunzione, è possibile raccogliere la corrente elettrica generata in modo proporzionale alla radiazione.

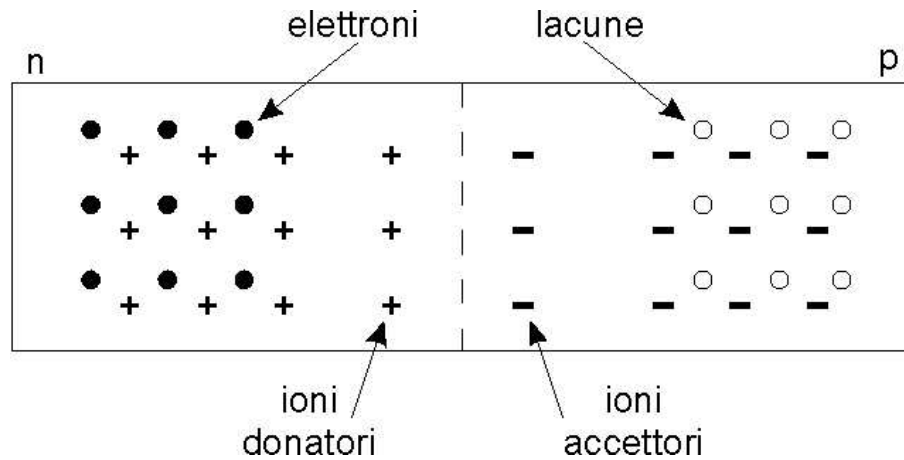


Figura A.2: Rappresentazione schematica di una giunzione P-N.

Poichè tuttavia il campo elettrico intrinseco non è abbastanza intenso per raccogliere una quantità di carica significativa e che la regione di svuotamento (*depletion region*) è sufficiente solo a raccogliere particelle di bassa energia, è possibile allargare la zona sensibile applicando ai capi della giunzione una tensione inversa (*reverse-bias*). Viene cioè posta a tensione negativa la parte P e a tensione positiva la parte N: in tale modo vengono attratte le lacune della zona N verso la zona P, mentre gli elettroni della zona P vengono attratti verso la zona N, con conseguente allargamento della *depletion region* (fig.(A.3)).

Quando ai capi della giunzione non viene applicato il *reverse bias*, si dice che il fotodiode opera con il metodo fotovoltaico, mentre quando viene applicato tale tensione inversa il fotodiode opera in modo fotoconduttivo. Il vantaggio di quest'ultimo modo operativo è di essere più veloce nella risposta, di avere minore capacità e migliore linearità di risposta, mentre però aumenta la corrente oscura (*dark current*) all'aumentare della tensione di *bias*.

A.2 Rumore del fotodiode

Sono due le forme che può assumere il rumore in un fotodiode.

Il rumore dovuto alla corrente oscura è causato dall'incertezza statistica della frequenza con cui arrivano i fotoni. È presente in tutti i segnali e ha la

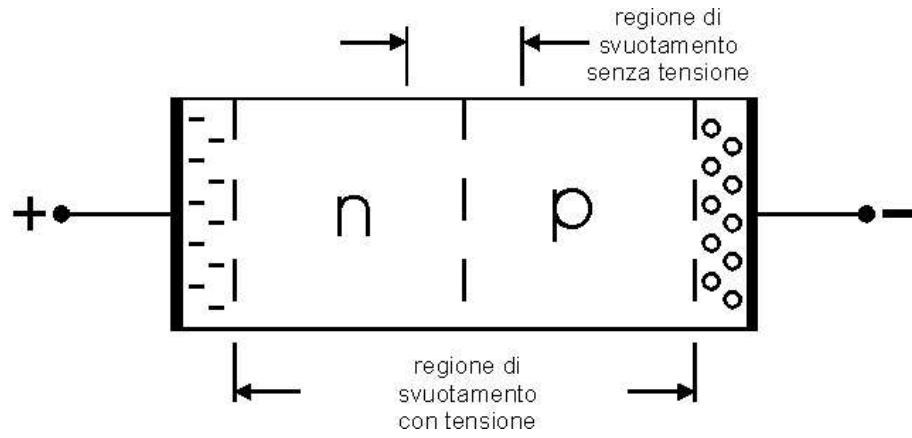


Figura A.3: Rappresentazione schematica di una giunzione P-N agli estremi della quale è stata applicata una tensione inversa.

seguinte forma:

$$I_{dark} = \sqrt{2qi_{dark}B} \quad (A.2)$$

dove i_{dark} =RMS della corrente di rumore, q =carica dell'elettrone, I_{dark} =segnale di corrente generato dai fotoni, B =larghezza di frequenza della combinazione rivelatore-amplificatore.

La seconda fonte di rumore è il rumore termico della resistenza di shunt. Ricordiamo che la resistenza di shunt genera il rumore del fotodiodo quando non c'è tensione inversa ed è il rapporto tra tensione e corrente in vicinanza di 0 V. Tale rumore è noto come rumore di Johnson e ha la seguente forma:

$$I_{R_{sh}} = \sqrt{\frac{4kTB}{R_{sh}}} \quad (A.3)$$

dove $I_{R_{sh}}$ =RMS della corrente di rumore proveniente dalla rumore di Johnson, k =costante di Boltzman, T =temperatura assoluta del fotodiodo, R_{sh} =resistenza di shunt del fotodiodo.

Il primo tipo di rumore è dominante nel modo operativo fotoconduttivo, mentre il rumore di Johnson prevale in quello fotovoltaico.

A.3 Caratteristiche dei Fotodiodi Hamamatsu

La figura (A.4) mostra la struttura dei fotodiodi S3204-05 che sono stati usati nell'esperimento GARFIELD, in quanto meglio si adattavano per dimensioni e caratteristiche alle esigenze dell'esperimento.

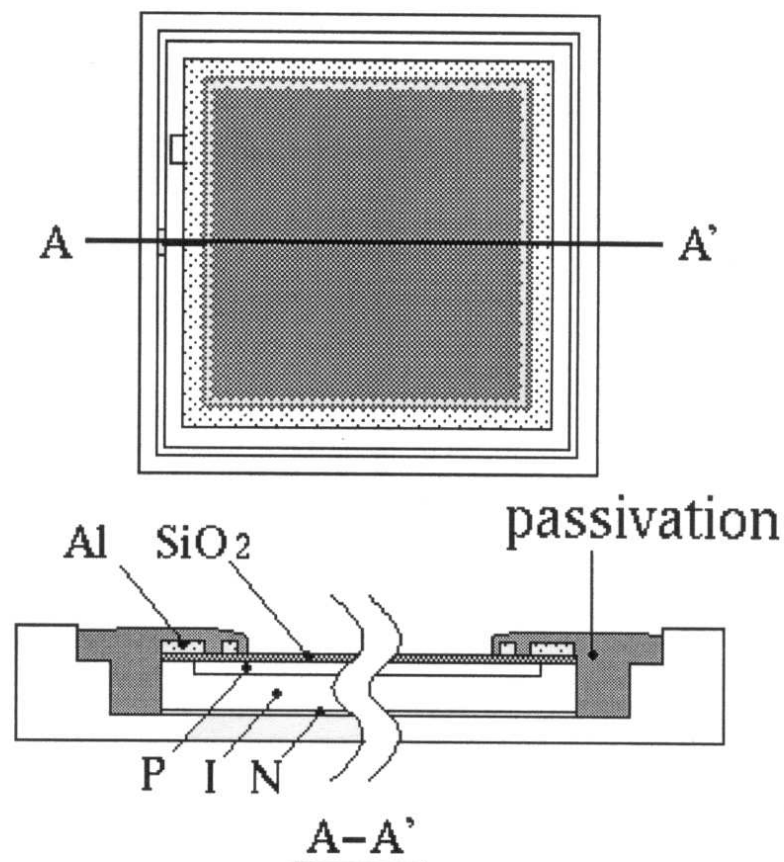


Figura A.4: Vista della finestra di ingresso (sopra) e vista di taglio (sotto) di un fotodiolo S3204-05.

Al fine di scegliere il corretto rivelatore per una specifica applicazione, occorre seguire alcune regole:

- usare la più piccola area attiva possibile, compatibilmente con l'area nella quale si vuole raccogliere la luce. Infatti i fotodioli di piccole

dimensioni hanno minor capacità e minore rumore. Sono anche più economici;

- in molte applicazioni è più importante avere una piccola capacità piuttosto che una piccola *dark current*.

Nella tabella seguente vengono riportate alcune caratteristiche tecniche dei fotodiodi Hamamatsu [24].

Modello No.	Area attiva [mm^2]	Intervallo dello spettro di risposta [nm]	Lunghezza d'onda del picco λ_{max} [nm]	Foto sensibilità a λ_{Max} [A/W]	Dark current Max. $V_R = 70V$ [nA]	Capacità $V_R = 70V$ $f = 1MHz$ [pF]
S3590-08	10 $\times 10$	320 a 1100	960	0.66	6	40
S2744-08	10 $\times 20$	320 1100	960	0.66	10	85
S3204-05	18 $\times 18$	320 a 1120	980	0.66	50	80
S3204-08	18 $\times 18$	320 a 1100	960	0.66	20	130
S3584-08	28 $\times 28$	320 a 1100	960	0.66	30	300
S3584-08	3 $\times 30$	320 a 1100	960	0.66	10	40

Tabella A.1: Proprietà fisiche di alcuni fotodiodi Hamamatsu con involucro di ceramica alla temperatura ambiente di $25^\circ C$.

Appendice B

Effetto fotoelettrico ed Effetto Compton

B.1 Introduzione

I fotoni interagiscono con la materia in modo molto diverso dalle particelle cariche.

Raggi X e γ ¹ vanno molto più in profondità rispetto a particelle cariche. La ragione di questo fatto è da attribuire alla minore sezione d'urto delle interazioni che riguardano i fotoni, che sono solo di tipo assorbitive o di *scattering*. L'attenuazione che subisce un fascio di fotoni che interagisce con la materia è di tipo esponenziale:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{B.1})$$

dove I_0 : intensità del fascio incidente, x : spessore dell'assorbitore, μ : coefficiente di assorbimento².

I principali tipi di interazione dei fotoni sono:

1. effetto fotoelettrico,
2. effetto Compton,

¹ I raggi X provengono dalla diseccitazione degli elettroni atomici e dunque hanno un'energia dell'ordine del $eV \div keV$, mentre i raggi γ provengono dalla diseccitazione dei nucleoni del nucleo e hanno energia dell'ordine del $keV \div MeV$.

² Il coefficiente di assorbimento è una caratteristica intrinseca del materiale ed è direttamente correlato alla sezione d'urto totale di interazione.

3. produzione di coppia.

Verranno presi qui di seguito solo i primi due tipi elencati, in quanto la sezione d'urto della produzione di coppia è trascurabile alle energie considerate ($5 \div 20 \text{ MeV}$).

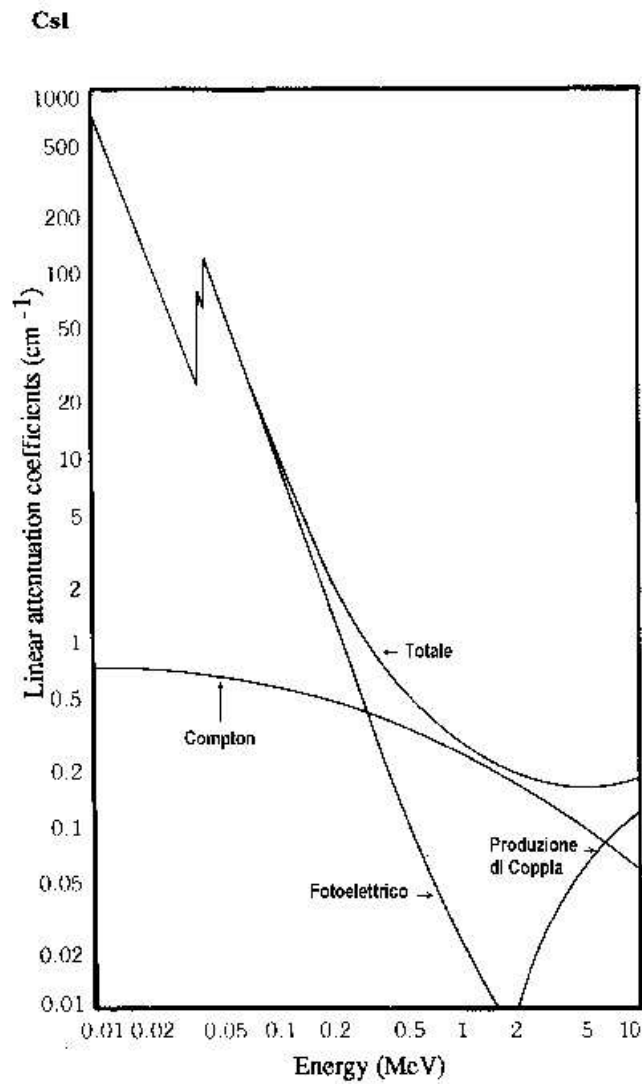
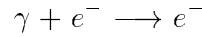


Figura B.1: *Coefficiente di attenuazione lineare del il CsI per i tre meccanismi di interazione dei fotono con la materia.*

B.2 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico consiste nell'assorbimento del fotone da parte di un elettrone atomico. Ne consegue la ionizzazione dell'atomo con espulsione dell'elettrone:



L'energia dell'elettrone espulso è:

$$E = h\nu - E.L. \quad (\text{B.2})$$

dove $h\nu$ è l'energia del fotone incidente, mentre $E.L.$ è l'energia di legame dell'elettrone.

Poichè per la conservazione della quantità di moto, un elettrone libero non può assorbire un fotone, questo tipo di interazione avviene solo con elettroni legati. In tal modo è il nucleo che assorbe il momento di rinculo.

La sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico dipende dallo Z del materiale assorbente e per energie dell'ordine del MeV tale dipendenza va come una 4^a o 5^a potenza in Z . Ciò si spiega dall'effetto di schermaggio sull'energia di legame operato dagli elettroni dei livelli inferiore su quelli dei livelli più esterni e tale effetto è tanto maggiore quanto maggiore è Z . Pertanto i materiali ad alto Z sono i più favoriti per l'assorbimento di tipo fotoelettrico.

B.3 Effetto Compton

Se l'energia del fotone è molto maggiore dell'energia di legame dell'elettrone, allora quest'ultimo è visto come libero dal fotone. Ha dunque origine il *Compton Scattering*.

La sezione d'urto di tale effetto ha due componenti principali:

- σ^d = sezione d'urto di diffusione, definita come frazione media dell'energia totale contenuta nel fotone diffuso;
- σ^a = sezione d'urto di assorbimento, definita come energia media trasferita all'elettrone. Poichè l'elettrone viene poi fermato dal ma-

teriale, essa corrisponde anche alla frazione di energia assorbita dal materiale.

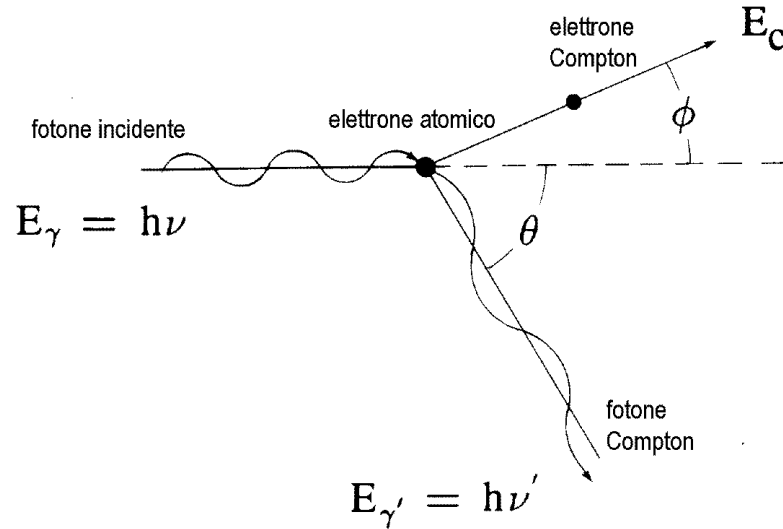


Figura B.2: *Schema del processo dell'urto Compton.*

La sezione d'urto totale o Compton è data dalla somma delle due precedenti:

$$\sigma_c = \sigma^d + \sigma^a$$

Dalla ricostruzione della cinematica di tale evento si ha:

$$\begin{aligned} h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \\ T &= h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Si vede allora che la massima energia di rinculo permessa dalla cinematica è:

$$T_{max} = h\nu \left(\frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right) \quad (\text{B.4})$$

e viene definita soglia Compton.

Bibliografia

- [1] W.R. Leo, *"Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994)
- [2] *"The ALPI Project"* LNL Internal Report (1992)
- [3] P.F. Mastinu et al., *Proceedings of the III Latinamerican Workshop on Nuclear and Heavy Ion Physics*, 13-17 September 1999, San Andres, Columbia
- [4] J.B. Birks, *"The Theory and Practice of Scintillation Counting"*; Pergamon Press, Oxford (1964)
- [5] E. Valtonen et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A286 (1990) 169
- [6] N. Colonna et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A321 (1992) 529
- [7] M. Ishii, M. Kobayashi, *"Single Crystals for Radiation Detectors, Crystal Growth and Charact"*, KEK Preprint 92-10 (Aprile 1992) H, in corso di pubblicazione su *Prog. Crystal Growth and Charact.*
- [8] G.F. Knoll, *"Radiation detection and measurements"*; Wiley, New York (1989)
- [9] F.S. Goulding, D.A. Landis, *"Recent advances in particles identifiers at Berkeley"*, in *Semiconductor Nuclear-Particle Detectors and Circuits*, Publication 1593, National Academy of Sciences, Washington, DC, 1969, p.757
- [10] B. Bengston, M. Moszynski, *Nucl. Instr. and Meth.* 117,227 (1974)
- [11] B. Boimska et al., *CERN-PPE* 97-60 (1997)

- [12] T. Beckers et al., *Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 95*
- [13] R. Bouclier et al., *CERN-PPE 97-117 (1996)*
- [14] R. Bouclier et al., *Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 240*
- [15] N. Bohr, *Nature*, 137 (1936) 344
- [16] W.U. Schröder e J.R. Huizenga, "Treatise on Heavy-Ion Science", Vol.2; D.A.Bromley, Plenum Press, New York-London (1982)
- [17] AA.VV., "Treatise on Heavy-Ion Science", Vol.1; D.A.Bromley, Plenum Press, New York-London (1981)
- [18] G. Gregoire, *GANIL report*
- [19] A. Schüttauf et al., *Nucl. Phys. A*, 607, 457 (1996)
- [20] L. Travaglini, "Caratterizzazione di nuovi tipi di rivelatori a gas, con particolare riguardo a loro possibili applicazioni nella fisica degli ioni pesanti", Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, Corso di Laurea in Fisica (AA.1996/1997)
- [21] A. Facco et al., *EPAC*, LNL (1992)
- [22] F. Gramegna et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 389 (1997) 474-478
- [23] Amcrys-H, <http://www.amcrys-h.com/crystals.htm> (1999)
- [24] Hamamatsu Photonics, <http://www.optics.org/hamamatsu/photodiode.html> (1999)
- [25] P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, M. Bruno, M. D'Agostino, L. Manduci, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 338 (1994) 419-424
- [26] J. Randrup, *Nucl. Phys.*, 383,468 (1982)
- [27] S. Grossmann e U. Brosa, *Z. Phys.*, A 319, 327 (1984)
- [28] G. Casini et al., *Phys. Rev. Lett.*, 78 (1997) 828
- [29] P. Boccaccio et al., *Eur. Phys. Journ*, A1 (1998) 399

- [30] A. Ordine et al., *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol.45, N°.3, (June 1998)

- [31] W. De Cesare, "*Realizzazione di un nuovo sistema di read-out per sistemi di acquisizione in esperimenti di fisica nucleare e subnucleare*", Tesi di Laurea, Università degli Studi di Napoli, Corso di Laurea in Fisica