

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FIRENZE



Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

**CALIBRAZIONE IN ENERGIA DELLE
CAMERE A DERIVA
DEL RIVELATORE G.A.R.F.I.E.L.D.
IN USO PRESSO I
LABORATORI INFN DI LEGNARO**

RELATORE

Dott. Gabriele Pasquali

CANDIDATO

Niccolò Daddi

Anno Accademico 2010/2011

Bisogna volere l'impossibile perchè l'impossibile accada.

ERACLITO

Indice

Introduzione	1
1 L'apparato GARFIELD	3
1.1 Descrizione dell'apparato	3
1.2 Camere a deriva con lettura a microstrip	6
1.3 L'elettronica di GARFIELD	8
1.3.1 Catena elettronica delle microstrip	8
1.3.2 Catena elettronica dei CsI(Tl)	10
2 Procedura di calibrazione	11
2.1 Calibrazione in energia delle microstrip	11
2.1.1 Combinazione delle ampiezze LG e HG	11
2.1.2 Conversione da canali a Volt	12
2.1.3 Conversione da Volt a MeV	14
2.2 Calibrazione in energia dei cristalli CsI(Tl)	20
2.2.1 Conversione da canali ad unità di luce	20
3 Risultati della calibrazione	22
3.1 Conversione dell'ampiezza da Volt a MeV	22
3.2 Verifica della bontà della calibrazione	26
Conclusioni	29
Bibliografia	31
Ringraziamenti	33

Introduzione

Il presente lavoro di tesi è dedicato alla calibrazione in energia delle camere a deriva con lettura a microstrip (*Microstrip Gas Chambers*) del sistema di rivelazione **G.A.R.F.I.E.L.D.** (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions*), installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) [1].

GARFIELD (una cui fotografia è mostrata in Figura 1) è stato realizzato con lo scopo di studiare le collisioni tra ioni pesanti in esperimenti a bersaglio fisso, per energie di bombardamento comprese tra 5 e 20 MeV per nucleone ($\frac{MeV}{n}$). In tali collisioni vengono prodotti, oltre a raggi γ e a neutroni, frammenti nucleari caratterizzati da un numero atomico Z e da un numero di massa A : si va da nuclei leggeri (isotopi dell'idrogeno e dell'elio, detti anche *LCP*, da *Light Charged Particles*) a frammenti di massa intermedia (frammenti con $3 < Z < 10$, detti anche *IMF*, da *Intermediate Mass Fragments*), fino a nuclei pesanti prodotti per fusione del proiettile e del bersaglio. Le energie cinetiche dei frammenti vanno tipicamente da circa 0.1 MeV fino a $10^3 MeV$.

La struttura di GARFIELD risponde all'esigenza di avere una buona copertura angolare (in modo da poter rivelare il maggior numero di prodotti delle collisioni) e di identificare i prodotti in carica (Z) e massa (A), oltre a misurarne l'energia cinetica. Dato il campo relativamente ampio di valori di (Z , A) e di energia cinetica dei prodotti di reazione, risulta necessario avere a disposizione un sistema di rivelatori di varia tipologia, opportunamente combinati tra loro, in modo da coprire nel migliore dei modi quanto più possibile dell'angolo solido totale (4π).

La soluzione adottata dal multirivelatore GARFIELD prevede l'utilizzo della tecnica a telescopio $\Delta E - E$ [2], basata sul passaggio della particella attraverso una serie di rivelatori posti in successione. Le correlazioni tra l'energia rilasciata nei *rivelatori in trasmissione* e l'energia residua depositata in un *rivelatore di stop* permettono di determinare la massa e/o la carica della particella. Nel caso specifico di GARFIELD viene utilizzato un telescopio di rivelatori a due stadi, in cui una camera a deriva con lettura a microstrip permette la determinazione dell'energia ΔE , mentre cristalli di ioduro di cesio attivati al tallio, $CsI(Tl)$, rendono possibile la misura dell'energia residua E .

Nel Capitolo 1 di questo lavoro di tesi verrà descritto l'apparato strumentale nel suo

complesso e verranno richiamati i principi basilari di funzionamento delle camere a ionizzazione con lettura a microstrip. Il Capitolo 2 sarà invece incentrato sulla descrizione del metodo per la calibrazione in energia delle microstrip. Infine, il Capitolo 3 verrà dedicato alla presentazione e discussione dei risultati della calibrazione effettuata.

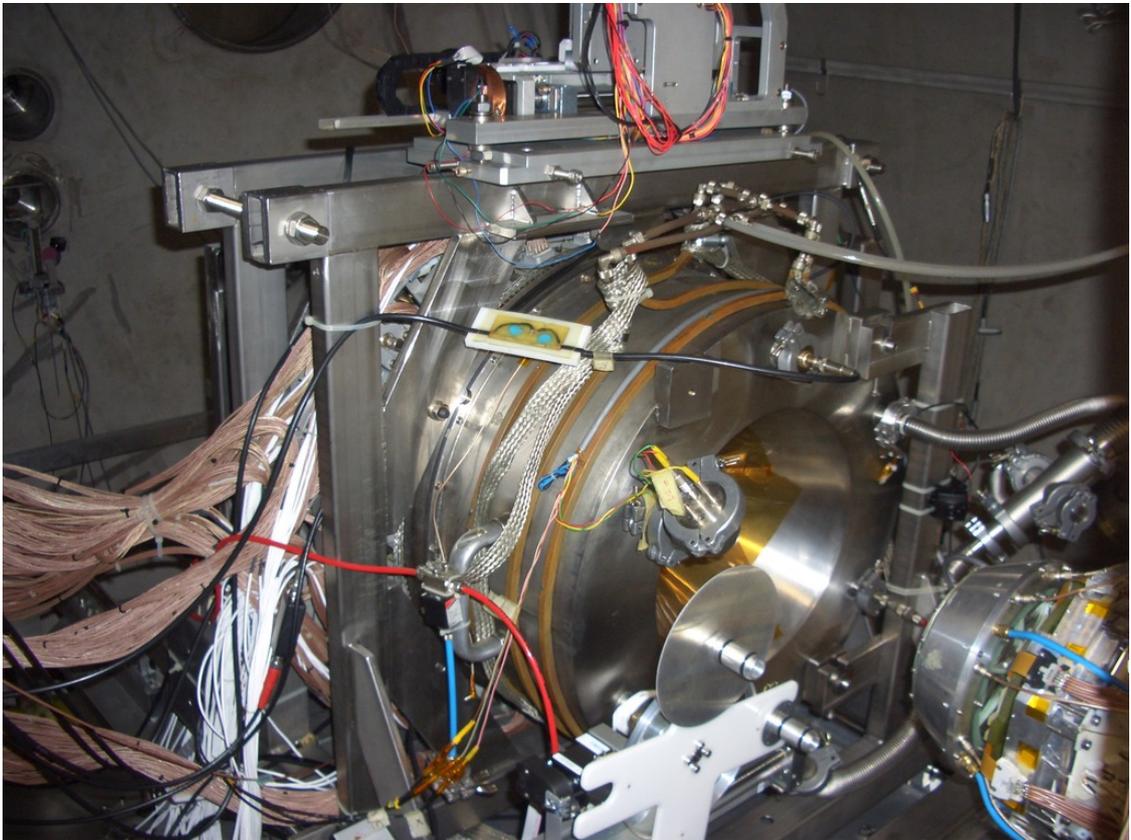


Figura 1: Fotografia dell'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. installato presso i laboratori INFN di Legnaro (PD). Si può notare il contenitore cilindrico al cui interno è alloggiato l'apparato; in basso a destra si vede un rivelatore anulare che copre angoli polari inferiori a 30° (RCo, da *Ring Counter*), costituito da un telescopio di rivelatori a tre stadi (camera a ionizzazione, rivelatore a *Si* e rivelatore a *CsI(Tl)*). In posizione di misura il RCo è alloggiato all'interno della cavità conica visibile. Al di sopra delle camere è posto il dispositivo meccanico per la scelta ed il posizionamento automatico del bersaglio.

Capitolo 1

L'apparato GARFIELD

1.1 Descrizione dell'apparato

L'apparato GARFIELD, una cui sezione trasversale è mostrata in Figura 1.1, è un multirivelatore in cui la copertura angolare è garantita da due camere a deriva contrapposte e indipendenti, a simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio. Nella camera C1 vengono raccolti i prodotti di reazione che hanno direzione del moto tale che $95^\circ < \theta < 150^\circ$ (dove $\theta = 0^\circ$ individua direzione e verso del fascio incidente), mentre nella camera C2 entrano quelli emessi ad angoli $30^\circ < \theta < 85^\circ$.

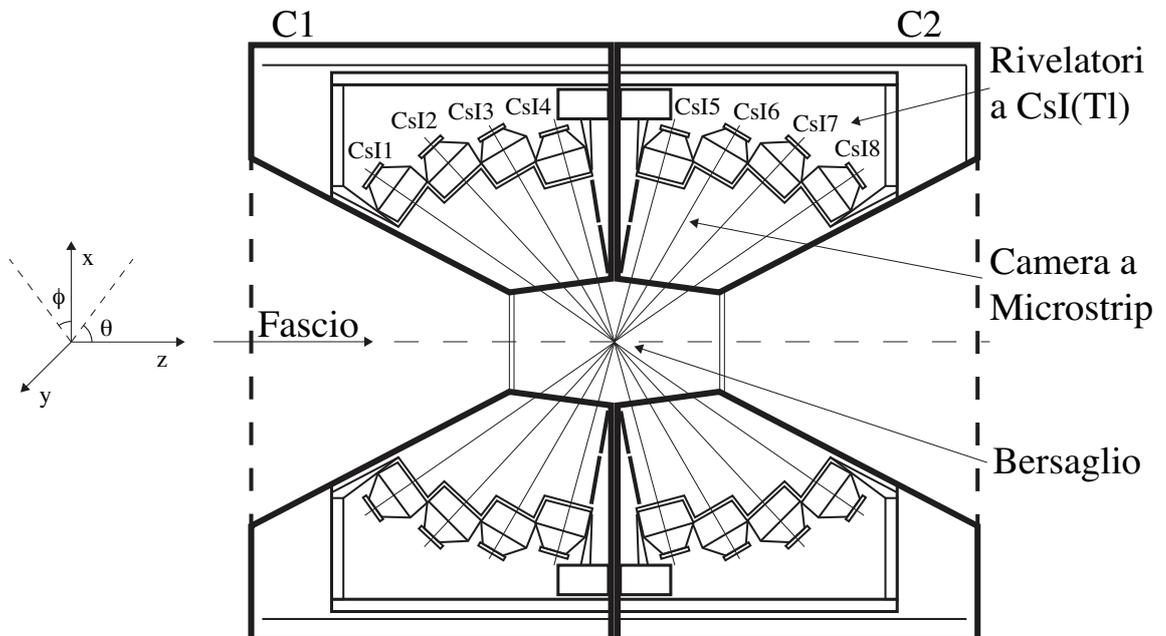


Figura 1.1: Sezione trasversale delle camere C1 e C2 di GARFIELD.

Per quanto concerne la copertura azimutale, la camera C1 copre i due intervalli $0^\circ < \phi < 70^\circ$ e $110^\circ < \phi < 360^\circ$, mentre la camera C2 copre l'intero intervallo angolare $0^\circ < \phi < 360^\circ$. La copertura azimutale incompleta di C1 è stata studiata appositamente per permettere l'installazione, in determinate misure, di rivelatori specifici. In un prossimo futuro, ad esempio, è previsto l'utilizzo dei telescopi ad alta risoluzione sviluppati dalla collaborazione FAZIA (*Four-pi A and Z Identification Array*) [3]. In tal caso le posizioni delle due camere andrebbero scambiate, posizionando la camera C1 in avanti, dove sono più abbondanti i prodotti di reazione. L'intero sistema è contenuto all'interno di una camera di *scattering* in cui, durante la misura, viene praticato il vuoto fino ad una pressione di circa 10^{-5} mbar. Nella Figura 1.1, si può anche notare la posizione del bersaglio, disposto tra le due camere sull'asse del fascio. Le due camere a deriva sono suddivise, in azimut, rispettivamente in 21 e 24 settori, ciascuno dei quali ha una copertura in ϕ pari a 15° . Ogni settore è costituito da quattro rivelatori a scintillazione (basati su ioduro di cesio attivato con tallio, $CsI(Tl)$) e da due microstrip (MS), disposti secondo lo schema riportato in Figura 1.2.

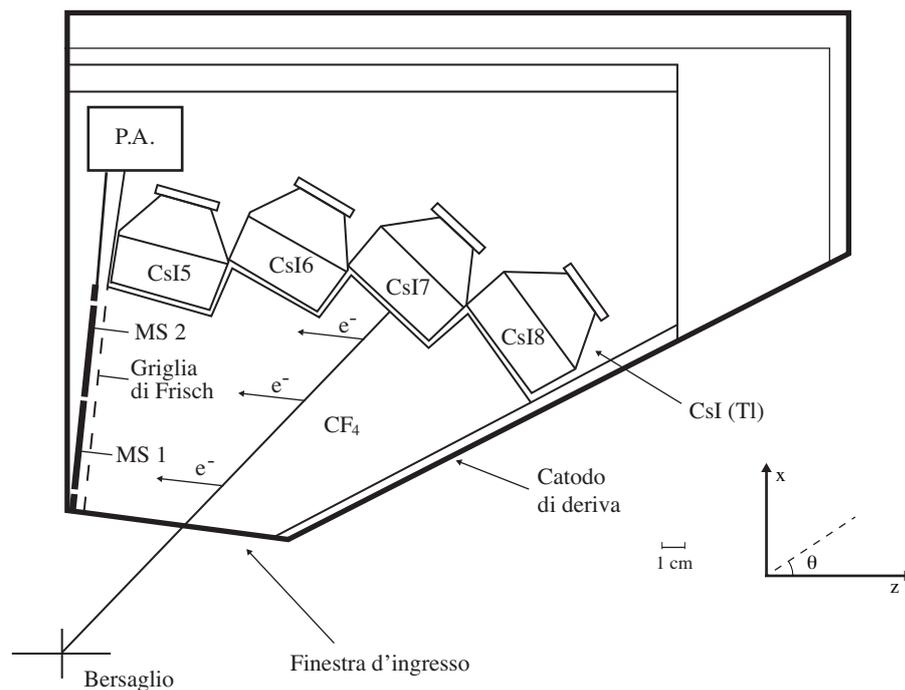


Figura 1.2: Sezione trasversale di un settore della camera C2 di GARFIELD. Si noti come le microstrip siano divise, radialmente, in due stadi, MS 1 e MS 2. Questi sono a loro volta divisi in azimut in due parti, ciascuna con copertura azimutale di 7.5° . Il box P.A. alloggia i preamplificatori di carica (vedi sezione 1.3).

I quattro cristalli $CsI(Tl)$ di un singolo settore hanno forma e dimensioni diverse a seconda dell'angolo θ a cui sono posti (vedi Tabella 1.1), al fine di massimizzare l'efficienza geometrica dell'apparato. Vengono inoltre disposti in modo tale che la

faccia d'ingresso sia perpendicolare alla direzione di una particella incidente nel centro dello scintillatore.

	<i>CsI5</i>	<i>CsI6</i>	<i>CsI7</i>	<i>CsI8</i>
θ_{min}	67.5°	54°	41°	29.5°
θ_{max}	83°	66°	53°	40°
θ_c	75.25°	60°	47°	34.75°

Tabella 1.1: Angoli minimi, massimi e centrali corrispondenti ai diversi intervalli di angolo polare coperti da ciascun cristallo di *CsI(Tl)*.

Analizzando più nel dettaglio le piastrine a microstrip (Figura 1.3), si può notare come ciascuna di esse abbia forma trapezoidale (con dimensioni di circa 4 cm per la base maggiore, 1 cm per la base minore e 7 cm di altezza) e sia suddivisa in quattro zone, indicate convenzionalmente come "MS 1" (A e B) e "MS 2" (A e B). La convenzione utilizzata per tali nomi è da riferirsi alla piastrina una volta montata al proprio posto nel rivelatore: il numero "1" ("2") si riferisce alla corona più vicina al (lontana dal) fascio incidente, mentre la lettera "A" ("B") fa riferimento alla parte sinistra (destra) della piastrina osservata frontalmente, con la base maggiore del trapezio rivolta verso l'alto (vedi Figura 1.4).

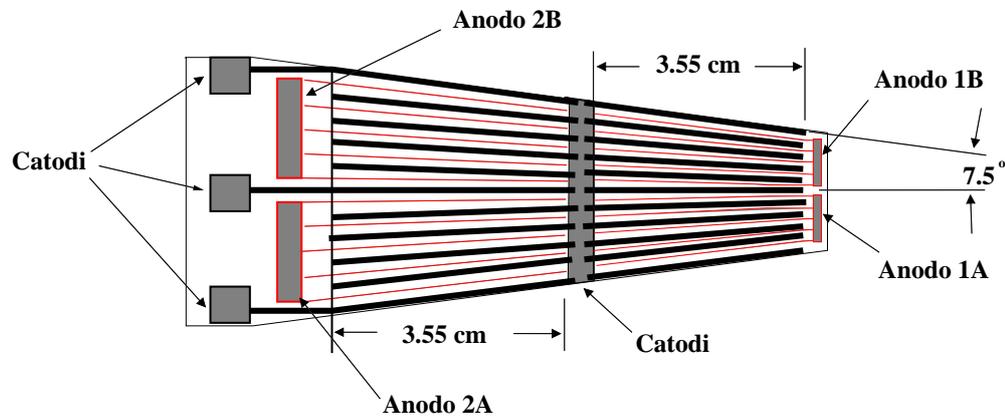


Figura 1.3: Piastrina MS di un settore di GARFIELD. La larghezza variabile delle piste catodiche (vedi testo) non è riportata nello schema.

Le microstrip sono realizzate con tecniche fotolitografiche, depositando su un substrato isolante di vetro sottili piste metalliche (cromo oppure una lega di alluminio e rame) parallele. Si realizza così un'alternanza di piste "anodiche" e "catodiche" la cui distanza di separazione (passo) è di 200 μm ed il cui spessore è, rispettivamente, di 10 μm e 85÷190 μm (la larghezza delle piste catodiche varia per seguire la forma trapezoidale della MS). A differenza di quanto avviene nell'utilizzo più consueto delle MS, in cui ciascuna pista anodica fornisce un segnale indipendente, gli anodi di ciascuno dei quattro settori sono connessi a formare un unico elettrodo, in modo

da avere in uscita 4 segnali anodici per ogni microstrip, uno per ognuna delle zone in cui è suddivisa. I catodi, invece, sono tutti collegati tra loro e posti a massa.

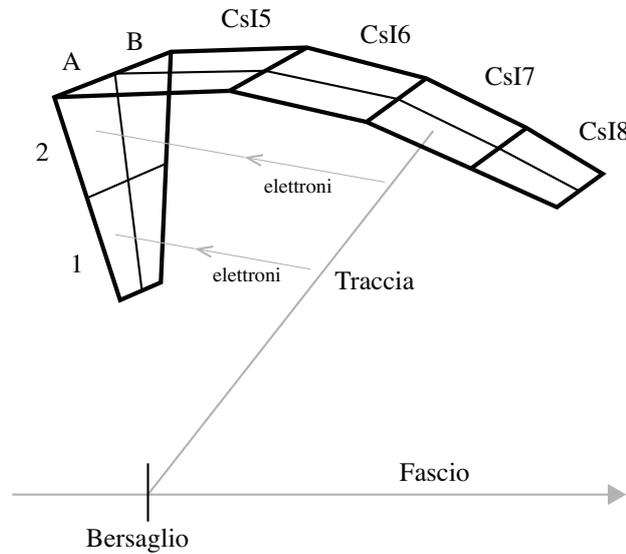


Figura 1.4: Disposizione delle microstrip e dei CsI di GARFIELD, con riportata la convenzione sui nomi utilizzati.

1.2 Camere a deriva con lettura a microstrip

Le camere a deriva con lettura a MS sono state ideate per fare fronte all'esigenza della fisica delle alte energie di avere rivelatori con risposta veloce, elevato guadagno, buona risoluzione spaziale ed elevati ritmi di conteggio, a costi moderati [4].

Il loro meccanismo di funzionamento è relativamente semplice ed è illustrato nella Figura 1.2: la particella prodotta nell'interazione proiettile-bersaglio (supponendo per semplicità che sia una sola), dopo aver attraversato la *finestra d'ingresso* (realizzata in *mylar*, con spessore di circa $6 \mu m$ per minimizzare la perdita di energia nello spessore morto costituito dalla finestra stessa), entra nella camera a deriva e interagisce con il gas in essa contenuto. La perdita di energia da parte di una particella carica che attraversa un gas è dovuta principalmente a due meccanismi, entrambi conseguenza dell'interazione di tipo *coulombiano*: l'eccitazione delle molecole o degli atomi che costituiscono il gas e la loro ionizzazione. Solamente nel secondo caso si ha la produzione di coppie elettrone-ione (*ionizzazione primaria*). Nel caso in cui gli elettroni così prodotti abbiano energia superiore all'energia di ionizzazione (*raggi δ*), possono a loro volta creare coppie elettrone-ione (*ionizzazione secondaria*) [2]. Il processo crea, in media, un numero di coppie elettrone-ione pari a $\frac{\Delta E}{W}$, dove ΔE è l'energia persa dalla particella nel gas e W è l'energia media necessaria a produrre una coppia. La presenza di un *catodo di deriva* e di un sistema di elettrodi posti a

diverso potenziale tramite partitori resistivi (anche tenendo conto della forma irregolare delle due camere) stabilisce un opportuno campo elettrico *di deriva* all'interno della camera. Tali elettrodi, posizionati sulla superficie frontale e laterale dei vari $CsI(Tl)$ e sulla *finestra d'ingresso*, garantiscono l'uniformità del campo elettrico. Ai fini di minimizzare la diffusione trasversa della nuvola elettronica, è inoltre necessario che le linee di forza del campo siano quanto più possibile perpendicolari al piano delle microstrip. L'uniformità del campo fa sì che gli elettroni compiano un moto di deriva verso le microstrip con velocità (*di deriva*) costante; la velocità degli elettroni è nettamente superiore (tre ordini di grandezza) a quella degli ioni, i quali si muovono in direzione opposta verso il catodo. Valori tipici del campo elettrico presente all'interno delle camere di GARFIELD sono dell'ordine dei $10^4 \frac{V}{m}$. Giunti in prossimità delle microstrip (ad una distanza di circa $500 \mu m$ [5]), l'intenso campo elettrico (vedi Figura 1.5) dovuto alle ridotte dimensioni trasversali delle piste anodiche ($10 \mu m$) produce una moltiplicazione a valanga degli elettroni. Data la pressione del gas, se la tensione applicata alle microstrip è tale da operare in regime proporzionale (tensione di circa $400 V$ nel caso di GARFIELD) il numero di elettroni prodotti da tale meccanismo e raccolti risulta direttamente proporzionale al numero di elettroni di ionizzazione primaria, il quale, come si è detto, è a sua volta proporzionale, in media, all'energia depositata nel gas dalla particella. Il segnale di carica in uscita sarà, quindi, proporzionale a tale energia [2].

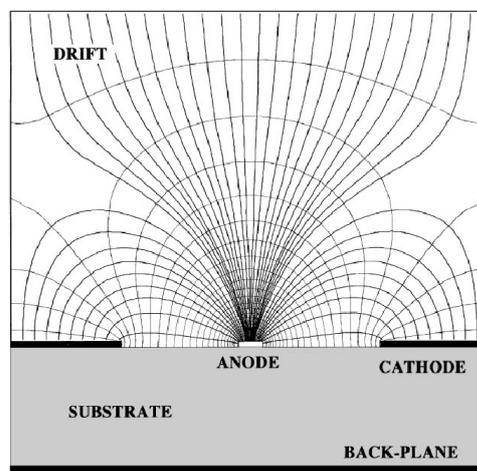


Figura 1.5: Linee equipotenziali e di campo nella regione compresa tra la griglia di Frisch e le microstrip (da [4]). L'elettrodo detto di back-plane, posto sul lato opposto del substrato di vetro, ha la funzione di evitare che le linee di campo entrino nel dielettrico.

A circa $4 mm$ dal piano della microstrip e parallelamente ad esso è posto un elettrodo costituito da una fitta rete metallica, la *griglia di Frisch* (filo di nichel, diametro di circa $30 \mu m$, maglie di $\frac{1}{20}$ di pollice, trasparenza geometrica 95%). Essa delimita una regione vicina alle microstrip in cui il campo elettrico ha intensità molto maggiore rispetto a quello presente nel resto della camera, per favorire l'effetto di multipli-

cazione, impedisce l'induzione sulle MS di segnali dovuti alle cariche in movimento prima che inizi l'effettiva moltiplicazione ed elimina il contributo al segnale da parte degli ioni positivi [2]. In tal modo la presenza della griglia garantisce l'indipendenza del segnale raccolto dalla posizione in cui è avvenuta la prima ionizzazione e, quindi, porta ad un miglioramento nella risoluzione della misura dell'energia della particella. La scelta del gas è anch'essa un fattore molto importante per il funzionamento della camera, data l'ampiezza del range di energie e masse delle particelle da rivelare, in quanto deve essere effettuata in base al guadagno desiderato, allo *stopping power* e alla velocità di deriva necessaria ai fini dell'esperimento. Nel caso di GARFIELD, tenendo conto di queste caratteristiche, si è scelto di utilizzare il *tetrafluoruro di carbonio* CF_4 , il quale ha un elevato potere frenante e, dunque, permette di lavorare a pressioni relativamente basse ($50 \div 200$ mbar) rispetto a gas con stopping power inferiore. L'energia di ionizzazione media W del CF_4 è circa 30 eV [6]. Un tipico valore del fattore di moltiplicazione applicato dalle microstrip alla carica primaria, per il CF_4 a questa pressione, è circa $15 \div 20$ [7]. Il gas della camera a deriva, inoltre, viene fatto fluire a ciclo continuo (su periodi di tempo dell'ordine dei minuti), al fine di eliminare eventuali impurezze e contaminazioni quali, ad esempio, la presenza di molecole prodotte dalla rottura delle molecole di CF_4 , infiltrazioni di ossigeno o di vapore acqueo.

La particella, dopo aver depositato energia nel gas secondo il meccanismo sopra descritto, se ha ancora sufficiente energia, giunge al rivelatore a scintillazione, costituito da un cristallo $CsI(Tl)$, nel quale termina la propria corsa dopo aver perso tutta la sua energia residua (vedi Figure 1.2 e 1.4). Il passaggio della particella ionizzante nello scintillatore inorganico produce una risposta in luce (*Light Output*) funzione dell'energia e del numero atomico Z della particella. La luce di scintillazione viene raccolta da un fotodiodo P-I-N a silicio, direttamente incollato al cristallo scintillatore.

Sugli elettrodi delle microstrip e dei fotodiodi si hanno, quindi, in seguito al passaggio di una particella, impulsi di corrente. Questi vengono subito integrati da preamplificatori di carica e, successivamente, trattati da una catena elettronica per l'ottimizzazione del rapporto segnale/rumore e del rate di conteggio.

1.3 L'elettronica di GARFIELD

1.3.1 Catena elettronica delle microstrip

Consideriamo la catena elettronica associata ad una singola MS di GARFIELD (vedi Figura 1.6). Per le misure con tale apparato viene utilizzato un fascio pulsato, nel quale gli ioni proiettile sono raggruppati in pacchetti (*bunch*) distanti un certo

intervallo di tempo (tipicamente 200 ns o multipli). Un segnale a radio frequenza (RF), sincrono con gli impulsi del fascio, fornisce il tempo di riferimento per l'arrivo del bunch sul bersaglio e, quindi, l'origine per il tempo di volo dei prodotti verso i rivelatori. Per quanto riguarda, invece, i segnali inviati da ciascuna microstrip, essi vengono raccolti da un *preamplificatore di carica* (PA), posto all'interno della camera a deriva per ridurre al minimo la lunghezza dei cavi e, conseguentemente, il rumore elettronico. Questo, infatti, risente notevolmente della capacità in ingresso e, quindi, anche della capacità del cavo.

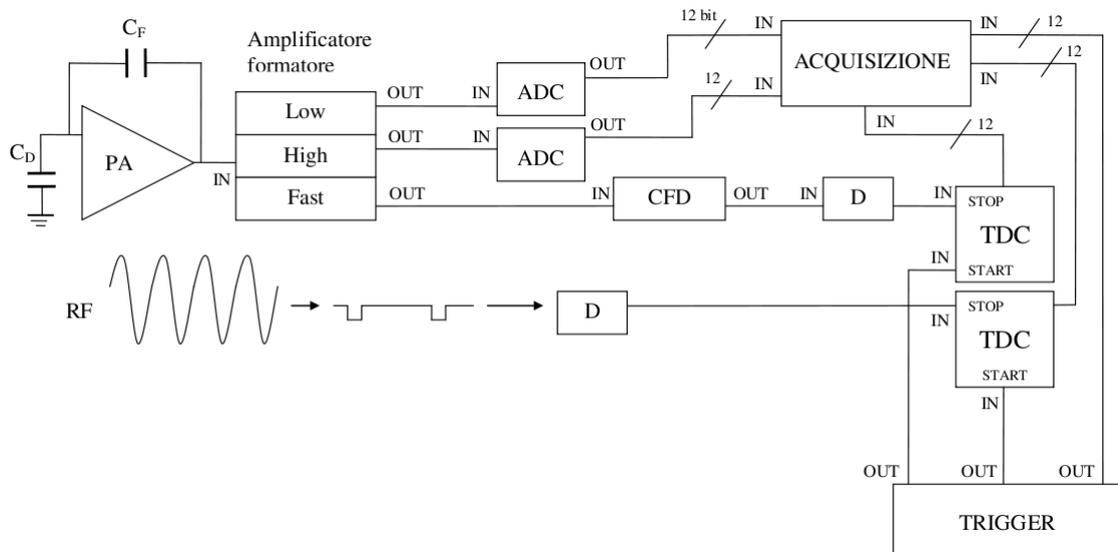


Figura 1.6: Schema semplificato della catena elettronica associata ad una microstrip di GARFIELD. C_F è la capacità di reazione del PA, mentre C_D è la capacità equivalente del rivelatore. I box marcati con "D" sono ritardi logici che hanno lo scopo di ritardare il segnale di "stop" dei TDC.

L'uscita del preamplificatore è poi inviata all'ingresso di un amplificatore-formatore a guadagno programmabile, il quale genera, in uscita, un segnale a polarità negativa con formazione rapida (60 ns) e due segnali a polarità positiva con formazione unipolare semi-gaussiana. Questi ultimi hanno la caratteristica di differire solamente per il fattore di amplificazione e sono di conseguenza chiamati segnale a basso guadagno (*LG*, da *Low Gain*) e segnale ad alto guadagno (*HG*, da *High Gain*). Questi segnali forniscono informazioni sull'energia depositata dalla particella nel gas, dato che la loro ampiezza massima è proporzionale all'ampiezza del segnale del preamplificatore di carica e, quindi, alla carica raccolta dalla microstrip. La scelta di avere due diverse amplificazioni è dovuta al vasto intervallo di energie da trattare: il segnale HG permette, infatti, di osservare con buona risoluzione i bassi valori di perdita di energia (ad esempio l'energia depositata nel gas dalle *LCP*, dell'ordine delle centinaia di *keV*), mentre il segnale LG consente di sfruttare al meglio tutto il range del *Convertitore Analogico Digitale* (ADC, da *Analog to Digital Converter*)

a cui tali segnali sono inviati. Gli ADC sono di tipo *"peak sensing"*, ovvero sono in grado di convertire l'informazione relativa all'ampiezza del segnale in ingresso in un numero intero, in questo caso a 12 bit, espresso in unità arbitrarie chiamate canali ed indicate nel seguito con *"chan"*.

Il segnale a formazione rapida (*Fast*), viene utilizzato per la misura dei tempi di deriva; esso viene inviato all'ingresso di un *Discriminatore a Frazione Costante* (CFD, da *Constant Fraction Discriminator*), il cui segnale logico in uscita, dopo essere stato ritardato, fornisce il segnale di *stop* ad un *Convertitore Analogico-Digitale di Tempo* (TDC, da *Time to Digital Converter*).

Il segnale di *trigger* ha lo scopo di abilitare i TDC e gli ADC del sistema ed il processo di acquisizione dei dati dei vari eventi.

Nel seguito indicheremo con LG (HG) il valore di ampiezza fornito dall'ADC della linea a basso (alto) guadagno.

1.3.2 Catena elettronica dei CsI(Tl)

In ognuno dei settori di GARFIELD, i segnali inviati da ciascuno scintillatore vengono raccolti, così come per le microstrip (vedi sottosezione 1.3.1), da un preamplificatore di carica, posto all'interno della camera a deriva per ridurre al minimo il rumore elettronico. La sua uscita è poi inviata ad un digitalizzatore (ADC *"flash"*) a 12 bit, con frequenza di campionamento 125 MHz [12] (vedi Figura 1.7). Il segnale digitalizzato viene immagazzinato in una memoria ed elaborato da un microprocessore DSP (*Digital Signal Processor*). Il DSP calcola sul segnale digitalizzato un formatore semi-gaussiano, generando un segnale "a campana" (tempo di picco circa 6 μ s), la cui ampiezza è proporzionale all'ampiezza dell'uscita del preamplificatore di carica, ma con un rapporto segnale/rumore decisamente migliore.

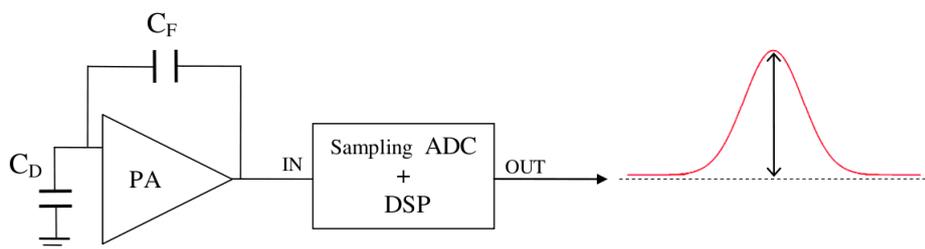


Figura 1.7: Schema semplificato della catena elettronica associata ad un cristallo *CsI(Tl)* di GARFIELD. L'uscita dell'algorithm del DSP è un segnale a 32 bit, con frequenza di campionamento 7.8 MHz, risultato della formazione semi-gaussiana del segnale di ingresso. L'ampiezza massima del segnale è proporzionale alla luce prodotta nel cristallo *CsI(Tl)*.

Capitolo 2

Procedura di calibrazione

La calibrazione degli strumenti di misura riveste un ruolo di fondamentale importanza in tutti gli ambiti della fisica sperimentale; si tratta di una procedura che ha come obiettivo quello di studiare preliminarmente la risposta dello strumento e di estendere i risultati ottenuti da tale analisi a tutte le possibili altre misure effettuate in condizioni simili. Argomento centrale di questo capitolo, nonché parte principale del lavoro di tesi svolto, è la procedura di calibrazione in energia delle camere a deriva con lettura a microstrip utilizzate per il rivelatore GARFIELD.

2.1 Calibrazione in energia delle microstrip

In questo lavoro ci siamo occupati della calibrazione di una sola delle due camere di GARFIELD (per la precisione la camera in avanti C2). Ciò comporta l'analisi dei dati relativi a 96 microstrip, a volte posti in correlazione con quelli dei cristalli $CsI(Tl)$.

2.1.1 Combinazione delle ampiezze LG e HG

Il primo passo della procedura di calibrazione in energia delle microstrip consiste nell'ottenere, evento per evento, dalle due ampiezze LG e HG un'unica ampiezza di guadagno complessivo (FG , da *Full Gain*), che sfrutti, per piccoli valori di ampiezza, la migliore risoluzione della linea ad alto guadagno. Per ottenerla si ricava, tramite *fit lineare* (vedi Figura 2.1), la relazione fra LG ed HG nell'intervallo di ampiezze comune, corrispondente approssimativamente a $LG < 250 \text{ chan}$. Si applica poi la seguente formula:

$$FG = \begin{cases} q + p \cdot HG & \text{se } HG < 2500 \text{ chan} , \\ LG & \text{se } HG \geq 2500 \text{ chan} \end{cases} \quad (2.1)$$

dove p e q sono rispettivamente il coefficiente angolare e l'intercetta della retta ottenuta dal fit. Il limite a 2500 *chan* è stato scelto per escludere la zona dell'ADC HG che è a maggior rischio di presentare non linearità.

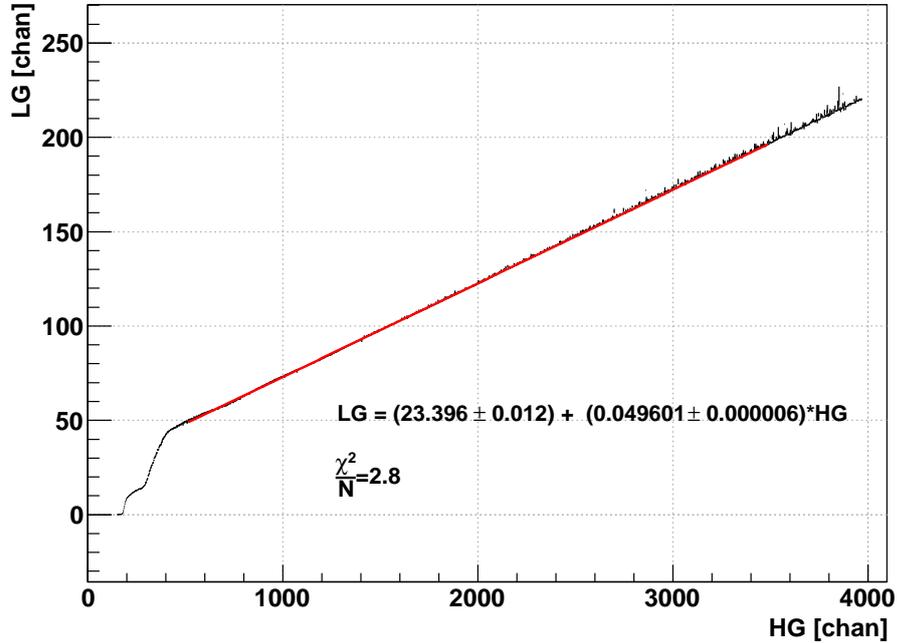


Figura 2.1: Andamento dell'ampiezza LG in funzione dell'ampiezza HG per la MS 1B del settore 1 (TProfile in ambiente ROOT [8], vedi testo). In colore rosso la retta del fit. Sono riportati i valori dei parametri ottenuti dal fit lineare, con il relativo errore ed il valore del chi-quadro per grado di libertà $\frac{\chi^2}{N}$. Le procedure di fit impiegate in questo lavoro sono procedure operative basate sul pacchetto MINUIT del CERN, implementato all'interno di ROOT.

La procedura di fit sfrutta, in questo caso, la classe TProfile di ROOT [8], la quale rappresenta una possibile alternativa ad un istogramma bidimensionale. Il TProfile è stato utilizzato per visualizzare il valor medio di LG (in canali) ed il suo scarto quadratico medio per vari bin di HG, anch'essa in canali; è stato poi possibile, mediante un *fit lineare* dell'istogramma così ottenuto, determinare i parametri della retta. Il valore ottenuto per il coefficiente angolare p è in accordo con il rapporto dei guadagni impostati sugli amplificatori ($\simeq 0.05$ per le microstrip e $\simeq 0.2$ nel caso dei cesi, con una massima variazione sulle 96 linee di MS di circa il 5%).

2.1.2 Conversione da canali a Volt

Per verificare la stabilità ed i cambi di amplificazione dell'elettronica è importante avere delle misure di riferimento. In tali misure, dette *pulser runs*, si acquisiscono le ampiezze espresse in *chan* (unità ADC) ottenute inviando all'ingresso di test dei preamplificatori i segnali di un generatore di impulsi con ampiezza in *Volt* nota (circa dieci valori diversi compresi tra 50 *mV* e 4 *V*). Viene utilizzato un pulser BNC PB-5, che genera impulsi cosiddetti "a coda" (*tail pulses*) simili a quelli prodotti dai

rivelatori. Risulta così possibile ricavare una relazione di conversione da *chan* a *Volt* per ognuna delle quattro microstrip di tutti i 24 settori della camera in avanti. Una procedura automatica in ambiente ROOT consente di individuare, in ciascun istogramma, le posizioni dei picchi e di calcolarne i centroidi (in *chan*) mediante fit con una curva gaussiana (vedi riquadro superiore in Figura 2.2). Alle posizioni dei picchi si attribuisce l'errore calcolato dal fit gaussiano, mentre gli errori sui valori in *Volt* sono considerati trascurabili.

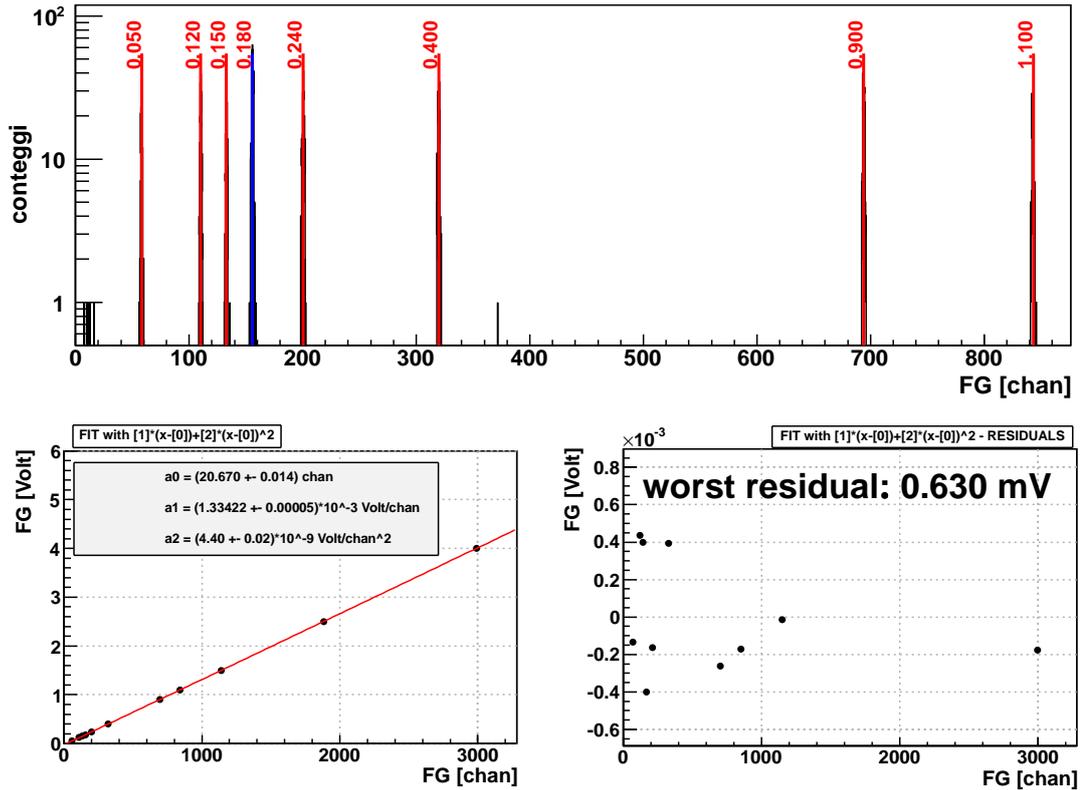


Figura 2.2: Schermata prodotta dal programma di fit per la calibrazione in *Volt*. Il riquadro superiore si riferisce all'assegnazione di ciascun centroide al valore in *Volt* corrispondente. Nel riquadro in basso a sinistra è riportata, in rosso, la curva del fit, per il quale si ottiene un chi-quadrato per grado di libertà $\frac{\chi^2}{N} = 90$; ciò è dovuto al fatto che il comportamento della catena elettronica non è perfettamente descritto dal fit, come evidenziato dall'andamento dei residui, riportati nel riquadro in basso a destra. Le barre d'errore orizzontali sono contenute entro le dimensioni dei marker, in entrambi i riquadri inferiori.

In seguito, avendo fatto in modo che il picco a 180 *mV* abbia statistica doppia rispetto agli altri (in blu nel riquadro in alto di Figura 2.2, la scala verticale è logaritmica), risulta facilitata l'assegnazione automatica di ciascun centroide al valore in *Volt* corrispondente. Detta FG l'ampiezza di guadagno complessivo, definita dall'equazione 2.1, la relazione di conversione ipotizzata è della forma (parabolica)

$$FG[Volt] = a_1 \cdot (FG[chan] - a_0) + a_2 \cdot (FG[chan] - a_0)^2 \quad (2.2)$$

in quanto tiene meglio in considerazione, rispetto ad un andamento lineare, le non-linearità presenti per piccoli valori in canali. I parametri a_0 , a_1 e a_2 (con i rispettivi errori) sono ottenuti dai dati mediante fit. Nella legenda in basso a sinistra di Figura 2.2 sono riportati anche loro valori tipici ottenuti dal fit. Questa procedura permette di riportare l'unità di misura arbitraria *chan* ad un'unità di misura standard (*Volt*), consentendo così di tenere conto delle eventuali differenze nell'amplificazione della catena elettronica in esperimenti effettuati in tempi diversi; si tratta cioè di una normalizzazione dei risultati delle varie campagne di misura per renderli reciprocamente confrontabili.

2.1.3 Conversione da Volt a MeV

Per la conversione delle ampiezze dei segnali da *Volt* ad unità di energia, ad esempio *MeV*, è necessario avere a disposizione delle misure di riferimento nelle quali siano state rivelate particelle di carica, massa ed energia note. In questo caso, sono state acquisite le ampiezze prodotte da frammenti diffusi elasticamente (*scattering coulombiano*) da un bersaglio di oro (^{197}Au). In Tabella 2.1 sono riportate le reazioni e le energie di fascio utilizzate per la procedura di calibrazione delle microstrip di GARFIELD.

<i>Reazione</i>	<i>Energia (MeV)</i>
${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$	47
${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$	56
${}^{11}\text{B} + {}^{197}\text{Au}$	45
${}^{12}\text{C} + {}^{197}\text{Au}$	95
${}^{48}\text{Ti} + {}^{197}\text{Au}$	300

Tabella 2.1: Elenco delle reazioni utilizzate per la calibrazione di GARFIELD. Per le quattro reazioni di energia più bassa i fasci sono forniti dall'acceleratore XTU TANDEM dei LNL. Per la reazione ${}^{48}\text{Ti} + {}^{197}\text{Au}$ il fascio è fornito dall'acceleratore lineare ALPI, anch'esso installato presso i LNL.

Trattandosi di reazioni di diffusione elastica, il proiettile non raggiunge una distanza dal bersaglio tale da poter dar luogo a reazioni di tipo nucleare. La particella rivelata ha, quindi, carica e massa note: le stesse del fascio. L'energia che essa possiede dopo essere stata diffusa dal bersaglio, invece, viene stimata sulla base dell'angolo di diffusione θ , per il quale si prende, come prima approssimazione, il valore corrispondente al punto centrale di ciascun cristallo *CsI(Tl)* (vedi Tabella 1.1). Per fare questo, occorre distinguere nella totalità degli eventi elastici i quattro campioni

ottenuti richiedendo la coincidenza tra il segnale della MS e quello di un particolare $CsI(Tl)$. In linea di principio, si potrebbe risalire con maggior precisione all'angolo θ utilizzando l'informazione sul *tempo di deriva*, definito come il tempo necessario agli elettroni di ionizzazione primaria per raggiungere, a partire dal loro punto di formazione, la *griglia di Frisch* ed indurre un segnale sulle piste anodiche della MS che li raccoglie. In base alla geometria ed alle dimensioni del rivelatore, la risoluzione angolare $\delta\theta$ che si ha considerando come angoli di diffusione quelli corrispondenti ai centri dei vari cesi varia da 5° a 7.5° circa, a seconda del $CsI(Tl)$ considerato (vedi Figura 1.2). L'utilizzo dei tempi di deriva permetterebbe, invece, di scendere ad una risoluzione angolare $\delta\theta < 7.5^\circ$; tale informazione non è tuttavia stata utilizzata nel presente lavoro. Questo sviluppo richiede un'ulteriore procedura di calibrazione, da tempo di deriva ad angolo polare, e sarà probabilmente effettuato nel seguito del lavoro di calibrazione dell'apparato.

Per la determinazione dell'energia rilasciata dalla particella in ciascuna microstrip durante il moto, abbiamo sfruttato un programma per il calcolo delle perdite di energia utilizzato dalla collaborazione internazionale INDRA [9]. Il programma sfrutta tabulazioni della perdita di energia di varie specie nucleari in vari materiali assorbitori, pubblicate da F. Hubert et al. [10]. Si è anche tenuto conto della particolare geometria dell'apparato GARFIELD (vedi Figure 1.1 e 1.2).

Nel caso specifico del rivelatore GARFIELD, la particella diffusa, dopo aver attraversato il bersaglio di oro (spessore $200 \frac{\mu g}{cm^2}$), si trova ad attraversare i seguenti materiali:

- finestra d'ingresso della camera a deriva, realizzata in *mylar* (formula chimica $C_{10}H_8O_4$), dello spessore di $6 \mu m$;
- gas CF_4 (pressione $\simeq 50 \text{ mbar}$);
- finestra d'uscita della camera a deriva (*mylar*), dello spessore di $3.5 \mu m$;
- cristallo di ioduro di cesio $CsI(Tl)$, dove la particella viene fermata.

Per quanto riguarda la zona contenente il gas, risulta possibile individuare due spessori attivi, corrispondenti alle microstrip 1 e 2 (3.6 cm e 3.5 cm rispettivamente) e tre spessori morti, disposti tra la finestra d'ingresso e la microstrip 1 (11.5 mm), tra le due microstrip (0.4 mm) e tra la microstrip 2 e la finestra d'uscita (spessore variabile a seconda dell'angolo θ di diffusione della particella). L'energia depositata nei due spessori attivi di gas è quella impiegata per le calibrazioni.

Nell'impostare il programma per il calcolo della perdita di energia, bisogna anche considerare che la carica raccolta sulla microstrip, anche a parità di energia della particella, dipende dall'inclinazione della traccia (vedi Figura 2.3). Un diverso angolo di diffusione, infatti, provoca una variazione della lunghezza della traccia in

ciascuno dei vari spessori considerati, con conseguenti variazioni dell'energia in essi depositata. Per semplicità, nel programma utilizzato, i calcoli sono stati effettuati considerando gli angoli di diffusione corrispondenti ai centri dei vari scintillatori (vedi Tabella 1.1). Inoltre si assume che l'interazione tra proiettile e bersaglio avvenga sempre a metà dello spessore del bersaglio.

L'errore attribuito ai risultati del calcolo di perdita di energia è stimato essere del 5% [10]; tale valore tiene conto delle incertezze nella stima dello spessore dei vari materiali attraversati, dell'incertezza sul valore di pressione del gas e dell'errore associato ai valori riportati sulle tavole di perdita di energia. Si è fatta, inoltre, l'ipotesi semplificativa che tali errori si ripercuotano in modo indipendente sui vari punti.

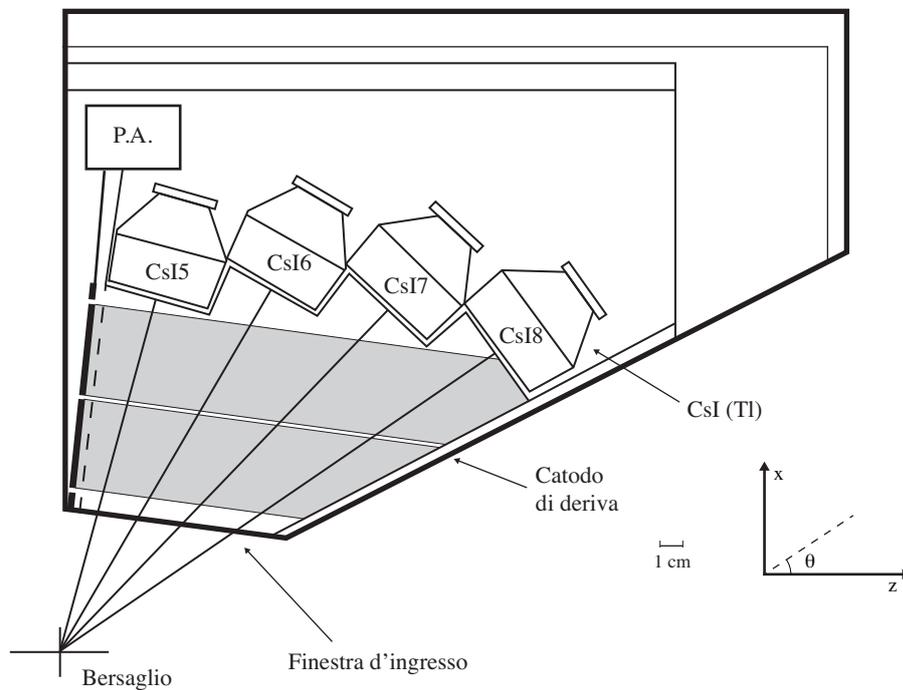


Figura 2.3: Si notino, evidenziati in grigio, i volumi attivi di gas individuati da ciascuna MS. La lunghezza dell'intersezione tra tali zone e la traccia della particella risulta funzione dell'angolo di diffusione θ della particella stessa.

La procedura di calibrazione da *Volt* a *MeV* delle microstrip si articola nei seguenti passi:

1. viene calcolata la posizione del centroide in unità ADC (canali) per le particelle diffuse elasticamente dal bersaglio;
2. la posizione in canali viene convertita in *Volt* grazie alla relazione di conversione data dall'equazione (2.2), ottenuta secondo la procedura descritta nella sottosezione 2.1.2;

3. a ciascun valore in *Volt* ottenuto per una data particella e per una data microstrip, viene associata la perdita di energia nello spessore attivo del gas, calcolata a partire dalle tavole di perdita di energia;
4. un *fit lineare* delle coppie (energia in *MeV*, valore in *Volt*) permette di ottenere, per ciascuna microstrip, il fattore di conversione da *Volt* a *MeV*.

Vediamo ora ciascun passo in dettaglio.

1. Per ognuna delle reazioni di calibrazione riportate in Tabella 2.1 sono stati ricavati 16 istogrammi bidimensionali per ogni settore (uno per ogni possibile combinazione delle 4 microstrip con i 4 cesi) in cui è riportata l'ampiezza in canali del segnale della microstrip (il valore FG della sottosezione 2.1.1) in funzione dell'ampiezza in canali del segnale dello scintillatore (vedi riquadro in alto a destra in Figura 2.4).

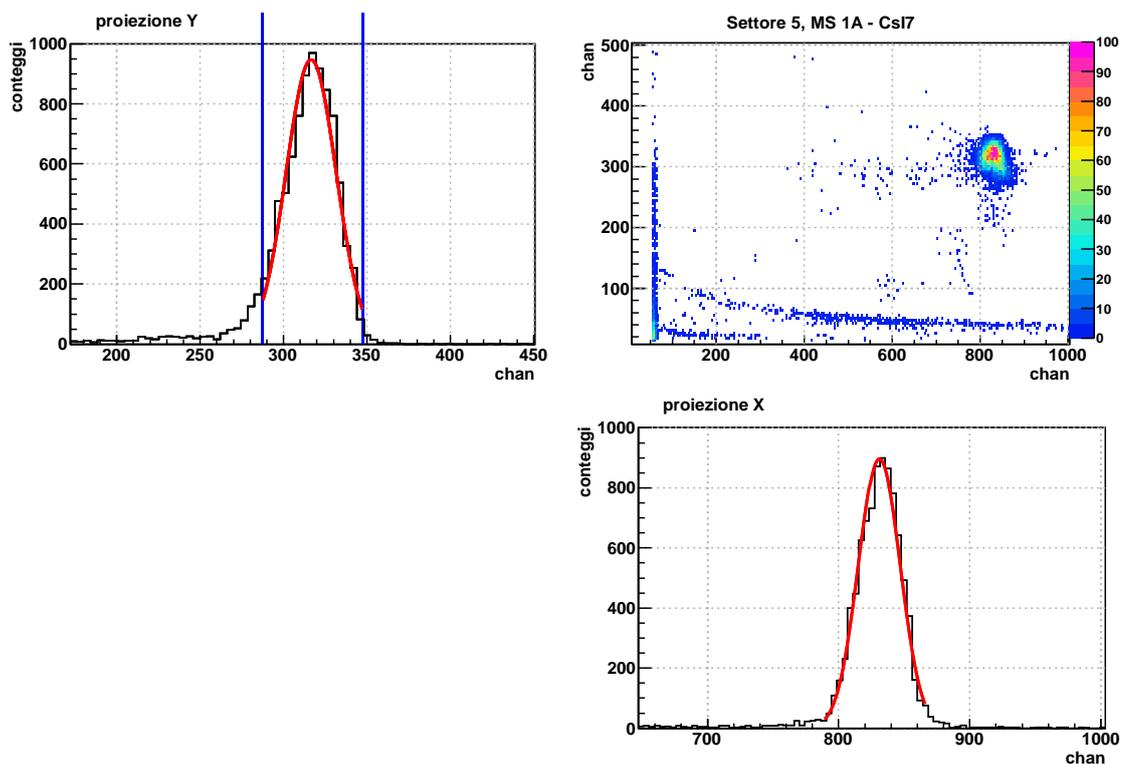


Figura 2.4: Schermata prodotta dal programma di fit dei picchi elastici. In alto a destra: istogramma bidimensionale FG(MS) vs FG(CsI) per la reazione $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ a 95 MeV di energia di bombardamento; è stato scelto il settore 5 e la combinazione MS 1 A - CsI7. Il codice di colore si riferisce al numero di conteggi. Le curve in rosso dei riquadri in alto a sinistra ed in basso a destra sono ottenute con fit gaussiano. La proiezione Y corrisponde all'ampiezza del segnale FG(MS), la proiezione X a quella del segnale FG(CsI). Le linee blu verticali mostrano una possibile scelta degli estremi della regione soggetta a fit.

Per ciascun istogramma è stato selezionato l'intervallo della proiezione Y contenente il picco di elastico, del quale è stato poi effettuato un *fit gaussiano*.

La larghezza del picco della proiezione Y è dovuta alla variazione della lunghezza della traccia della particella in funzione dell'angolo di diffusione θ . Il centroide della gaussiana è stato preso come valore (in canali) corrispondente all'energia media depositata dalla particella nello spessore attivo del gas. In Figura 2.4 si possono notare le proiezioni lungo gli assi X e Y dell'istogramma bidimensionale ed una possibile selezione degli estremi della regione soggetta a *fit* per la proiezione Y.

Come errore da associare al valor medio di ampiezza così ottenuto, non si è ritenuto di poter prendere l'errore calcolato dalla procedura di fit (dell'ordine dello 0.1%). Esso infatti, in molti casi, sottostima l'incertezza nella determinazione del picco. La forma del picco non sempre ha un andamento di tipo gaussiano, presentando spesso una coda ad energie più basse o, talvolta, addirittura un doppio massimo. In queste condizioni, il risultato del fit dipende sensibilmente dalla scelta degli estremi per il fit stesso. Una stima più realistica dell'errore si può ottenere ripetendo più volte l'operazione di fit cambiando solo gli estremi dell'intervallo, pur rimanendo in un ambito ragionevole. Questo è stato fatto per alcuni casi, calcolando il fit per tre diverse selezioni degli estremi e assumendo come errore la metà della differenza massima fra i centroidi così ottenuti. L'errore relativo risulta quindi

$$\frac{\Delta FG}{FG} = \frac{1}{2} \left(\frac{\max\{y_i\} - \min\{y_i\}}{\langle FG \rangle} \right) \quad i = 1..3, \quad (2.3)$$

$$\text{con} \quad \langle FG \rangle = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 y_i \quad (2.4)$$

dove y_i ($i=1..3$) rappresenta il valor medio in canali del fit. Tale operazione è stata ripetuta per alcune microstrip nel caso della reazione ($^{12}C + ^{197}Au$); si è assunto come incertezza, infine, il massimo dei dieci errori così ottenuti, ovvero un errore relativo dell' 1% sul valore in canali corrispondente al baricentro del picco, per tutte le reazioni da noi considerate. Si tratta, quindi, di un errore sistematico dovuto alla forma della distribuzione ed alla procedura di fit.

2. E' stata applicata a tutti i picchi di elastico, individuati secondo la procedura descritta, la formula (2.2) per la conversione da canali a *Volt*. Per il calcolo degli errori assoluti ad essi associati, si è verificato, per prima cosa, che il contributo dato dall'errore sui coefficienti a_0 , a_1 e a_2 della formula (2.2) risulta trascurabile rispetto al contributo dato dall'incertezza nella determinazione del picco in canali. L'errore sui coefficienti a_i è quello calcolato dalla procedura di

fit della sottosezione 2.1.2. Tenendo dunque conto di questa approssimazione, è stata utilizzata la seguente formula di propagazione degli errori:

$$\Delta FG[Volt] = [a_1 + 2a_2 (FG[chan] - a_0)] \cdot \Delta FG[chan] \quad (2.5)$$

dove, secondo quanto ricavato sopra

$$\frac{\Delta FG[chan]}{FG[chan]} = 1\% \quad (2.6)$$

La conversione da *chan* a *Volt*, che permette la normalizzazione tra misure diverse, è particolarmente importante, visto che i dati impiegati per le calibrazioni sono stati raccolti in esperimenti distribuiti nell'arco di due anni.

3. Il programma di perdita di energia permette di calcolare l'energia persa dalla particella incidente in ciascun materiale attraversato prima di fermarsi nello scintillatore e, quindi, consente di determinare l'energia rilasciata anche nel volume attivo corrispondente alle microstrip. Risulta così possibile assegnare ad ogni valor medio di picco elastico trovato negli spettri delle microstrip un valore di energia corrispondente (espressa in *MeV*). Poichè la relazione tra l'energia persa dalla particella e la ionizzazione prodotta nella camera a deriva (data dall'ampiezza in *Volt* del picco) è di tipo proporzionale, possiamo calibrare le scale di energia delle microstrip con un *fit lineare*.
4. Per ciascun settore, sfruttando la classe TGraphErrors di ROOT, abbiamo riportato in grafico (uno per ognuna delle quattro microstrip) il valor medio, in *Volt*, dei picchi di elastico in funzione della corrispondente energia in *MeV*, con i relativi errori, per tutte le reazioni riportate in Tabella (2.1). La procedura di fit in ROOT si basa sull'utilizzo della classe TMinuit. Il pacchetto MINUIT è concepito come strumento per agire su una funzione multiparametrica (originariamente scritta in Fortran) a cui viene assegnato il generico nome FCN, con l'obiettivo di trovare, tramite ad esempio l'algoritmo MIGRAD, il set di parametri (con relativi errori) che minimizza tale funzione [11]. La sua applicazione è prevista principalmente per l'analisi statistica, implementandolo sulle funzioni chi-quadro (χ^2) o di *likelihood*, al fine di trovare la miglior stima del valore dei parametri e delle loro incertezze. Nel caso specifico della nostra analisi dati, abbiamo effettuato il fit di un set di punti con barre d'errore sia sull'asse x (*MeV*), sia sull'asse y (*Volt*), con una funzione polinomiale di primo grado:

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot x \quad \text{con } p_0, p_1 \text{ parametri della funzione} \quad (2.7)$$

Il parametro p_0 (intercetta) è stato fissato uguale a zero, sulla base dell'ipotesi che ad energia nulla debba corrispondere un valore nullo in *Volt*. Il reciproco del parametro p_1 rappresenta, invece, il fattore di conversione da *Volt* a *MeV*, necessario per calibrare in energia le microstrip di GARFIELD. Nel caso di punti con barre d'errore su entrambi gli assi, la procedura di fit effettuata da ROOT (tramite il pacchetto MINUIT di cui sopra) prevede la minimizzazione della funzione χ^2 così definita:

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{[y_i - f(x_i)]^2}{(\Delta y_i)^2 + [\Delta x_i \cdot f'(x_i)]^2} \quad (2.8)$$

in cui $(x_i \pm \Delta x_i, y_i \pm \Delta y_i)$ rappresentano le coordinate degli N punti presenti sul grafico con le rispettive barre d'errore, mentre $f'(x)$ rappresenta la derivata della funzione $f(x)$ definita nella (2.7). La relazione (2.8) è ottenuta nell'ambito del cosiddetto *metodo della varianza effettiva*, il quale consiste nel dare una stima dell'incertezza in y, a causa degli errori in x, pari al prodotto dell'errore in x per la pendenza della retta del fit. Il risultato finale della procedura di calibrazione in energia delle microstrip è stato, quindi, l'assegnare ad ognuna delle quattro microstrip di ciascun settore un fattore di conversione da *Volt* a *MeV* con associato un certo errore, entrambi ricavati dal fit appena descritto. I risultati ottenuti saranno discussi con maggior dettaglio nella sezione 3.1.

2.2 Calibrazione in energia dei cristalli CsI(Tl)

Nel caso dei cristalli di *CsI(Tl)* la calibrazione in energia risulta piuttosto complessa rispetto a quella descritta per le microstrip, in quanto la risposta di tali rivelatori non è lineare con l'energia e varia in funzione della carica (e, in maniera minore, della massa) della particella diffusa [13, 14].

2.2.1 Conversione da canali ad unità di luce

L'ampiezza massima del segnale formato dal DSP, espressa in *chan*, viene riportata a *Volt* con la stessa procedura impiegata per le microstrip e descritta in sottosezione 2.1.2. Risulta quindi possibile confrontare direttamente le ampiezze in *Volt* ottenute in campagne di misura diverse.

In passato, in diverse campagne di misura, la resa in luce dei rivelatori $CsI(Tl)$ è stata studiata per più di dieci ioni diversi e per alcune decine di energie di bombardamento, sempre mediante scattering coulombiano [14]. Questo ha permesso di determinare una formula semiempirica che descrive con buona approssimazione la resa in luce dei cristalli $CsI(Tl)$, al variare dell'energia e del numero atomico Z della particella. Tale formula lega l'ampiezza in canali dello scintillatore (detta L.O., da *Light Output*) all'energia depositata in esso dalle varie particelle. Essa prevede la conoscenza preventiva del numero atomico Z della particella incidente; per energie inferiori a $10.5 \frac{MeV}{n}$, la funzione è la seguente:

$$L.O.(E) = f(Z)g(Z)E^{h(Z)} \quad (2.9)$$

in cui abbiamo

$$\begin{cases} f(Z) = d_1 + d_2 e^{-d_3 Z} \\ g(Z) = 1 + d_4 Z \\ h(Z) = d_5 - d_6 e^{-d_7 Z} \end{cases}$$

Ad energie superiori l'andamento è rettilineo secondo la tangente alla curva nel punto di raccordo fra la parte lineare e quella non lineare. I valori dei parametri d_i sono stati determinati sulla base dei punti sperimentali elencati in [14].

Combinando le procedure di calibrazione in energia delle microstrip e dei cristalli $CsI(Tl)$, risulta possibile riportare in grafico i valori sperimentali di ΔE (energia raccolta sulle microstrip) in funzione dei valori sperimentali di E (energia depositata nei cristalli di ioduro di cesio). Sovrapponendo alle curve $\Delta E - E$ così ottenute le previsioni teoriche ricavate con simulazioni *Monte Carlo*, è possibile verificare la bontà delle calibrazioni effettuate. Questo confronto sarà oggetto della sezione 3.2.

Capitolo 3

Risultati della calibrazione

3.1 Conversione dell'ampiezza da Volt a MeV

Obiettivo principale di questo lavoro è stato determinare i fattori per la conversione da *Volt* a *MeV* delle ampiezze dei segnali forniti da ognuna delle quattro microstrip di ciascuno dei 24 settori di GARFIELD. Indicando con α questo fattore, avremo:

$$\Delta E[\text{MeV}] = \alpha \cdot FG[\text{Volt}] \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{1}{p_1}$$

dove si ricorda che p_1 è il parametro definito nella (2.7).

Preliminarmente si è deciso di escludere i dati relativi alle seguenti tipologie di eventi:

- per le MS 2 e per tutte le reazioni riportate in Tabella 2.1, sono stati esclusi i valori ottenuti in coincidenza con il cristallo CsI8. La geometria del rivelatore, infatti, fa sì che, per tracce con angolo di diffusione θ inferiore all'angolo centrale del CsI8 ($\theta=34.75^\circ$, vedi Tabella 1.1), si abbia uno spessore attivo associato alle microstrip 2 (quelle più lontane dal fascio) inferiore rispetto a quello indicato nella sottosezione 2.1.3 e dipendente da θ (vedi Figura 2.3); questo implica, a parità di energia della particella, un difetto sistematico nell'ampiezza del segnale in uscita dal preamplificatore delle microstrip 2.
- per la reazione $^{48}\text{Ti} + ^{197}\text{Au}$ all'energia di 300 *MeV*, non sono stati considerati eventi in coincidenza con il cristallo CsI5, in quanto tale cristallo copre angoli maggiori dell'angolo di *grazing* per tale reazione; quest'ultimo rappresenta il limite superiore dell'angolo di diffusione θ nel caso di reazioni di tipo elastico.

Come illustrato nel Capitolo 2, le cause di errore dominanti sono di tipo sistematico. Per questo, il valore della distribuzione χ^2 fornito dalla procedura di fit lineare è poco significativo dal punto di vista statistico. Esso fornisce, comunque, un'indicazione

della qualità dei risultati ottenuti dalla procedura. In particolare dà un'idea della qualità dell'accordo tra dati sperimentali e retta del fit.

A titolo di esempio, vediamo un caso in cui il valore di chi-quadro per grado di libertà $\frac{\chi^2}{N}$ (con N numero di gradi di libertà) è circa 1, ovvero la **MS 2B** del **settore 20** ($\frac{\chi^2}{N} = 0.99$). In Figura 3.1 sono riportati i punti corrispondenti alle coppie ($\Delta E[MeV]$, $FG[Volt]$) relative a tale MS, per tutte le reazioni considerate.

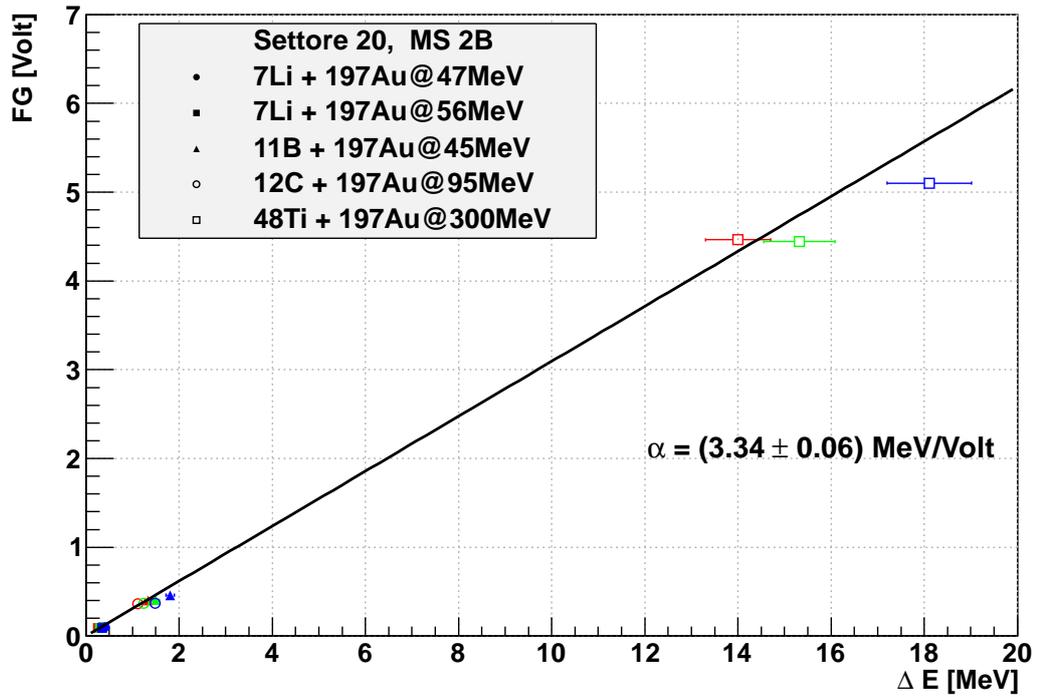


Figura 3.1: Grafico $FG[Volt]$ vs $\Delta E[MeV]$ per la MS 2B del settore 20. Il codice di colore si riferisce allo ioduro di cesio: nero = CsI5, rosso = CsI6, verde = CsI7, blu = CsI8. Le barre d'errore verticali sono contenute entro le dimensioni del marker.

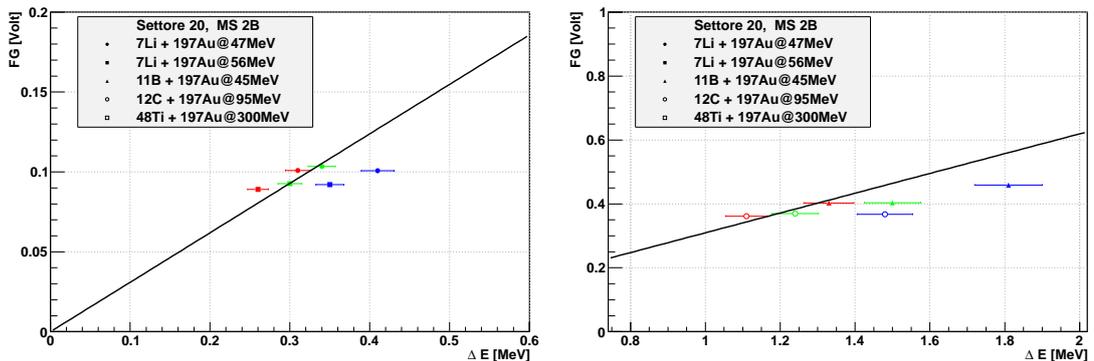


Figura 3.2: Dettaglio della regione a basse energie del grafico di Figura 3.1.

Le diverse reazioni sono identificate da diverse forme dei marker. La retta passante per l'origine (si ricordi che il parametro p_0 è stato fissato a zero) rappresenta il risultato del fit. I valori FG e ΔE sono ottenuti come descritto nella sezione 2.1, ovvero rappresentano, rispettivamente, l'ampiezza media in *Volt* della distribuzione

ΔE sperimentale, per ioni diffusi elasticamente, ed il suo valore previsto sulla base di calcoli di perdita di energia. La Figura 3.2 mostra, invece, il dettaglio della regione a basse energie del grafico di Figura 3.1.

Si riscontra, come atteso sulla base del valore di $\frac{\chi^2}{N}$, un ragionevole accordo del fit con i punti. Si può notare anche come le coppie $(\Delta E[\text{MeV}], FG[\text{Volt}])$ relative al cristallo CsI8 siano, per tutte le reazioni, al di sotto dei valori previsti dalla procedura di fit, evidenziando il difetto sistematico nell'ampiezza previsto per le MS 2 e confortando così la scelta di escluderle dal fit. A posteriori è comunque possibile applicare una correzione media alle energie misurate dalla microstrip in coincidenza con il CsI8, per tenere conto di tale difetto.

Per tale microstrip il fattore di conversione da *Volt* a *MeV*, ricavato secondo la procedura descritta nella sottosezione 2.1.3, assume il valore $\alpha = (3.34 \pm 0.06) \frac{\text{MeV}}{\text{Volt}}$; l'errore è quello fornito dalla procedura di fit in ambiente ROOT.

A titolo di esempio, vediamo anche un caso di accordo poco soddisfacente, in cui il valore di chi-quadro per grado di libertà $\frac{\chi^2}{N}$ è sensibilmente maggiore di 1, ovvero la **MS 1B** del **settore 13** ($\frac{\chi^2}{N} = 10$). In Figura 3.3 sono riportati i punti corrispondenti alle coppie $(\Delta E[\text{MeV}], FG[\text{Volt}])$ relative a tale MS, per tutte le reazioni considerate. Anche in questo caso le diverse reazioni sono identificate da diverse forme dei marker, la retta passante per l'origine rappresenta il risultato del fit ed i valori FG e ΔE sono ottenuti come descritto nella sezione 2.1.

La Figura 3.4 rappresenta, invece, il dettaglio della regione a basse energie del grafico di Figura 3.3.

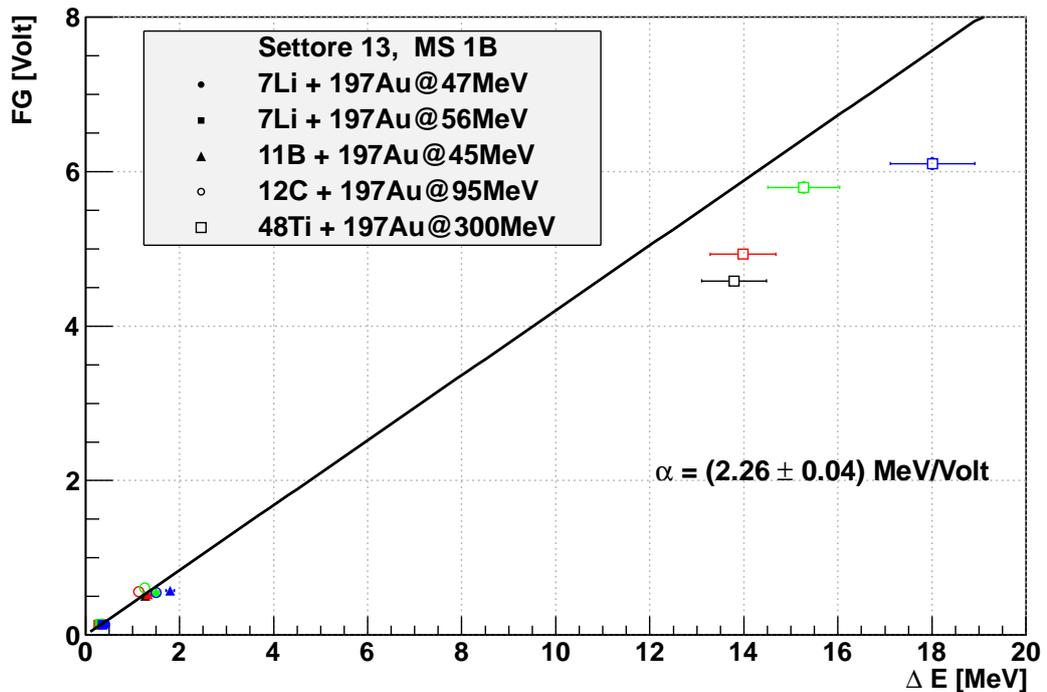


Figura 3.3: Grafico $FG[\text{Volt}]$ vs $FG[\text{MeV}]$ per la MS 1B del settore 13.

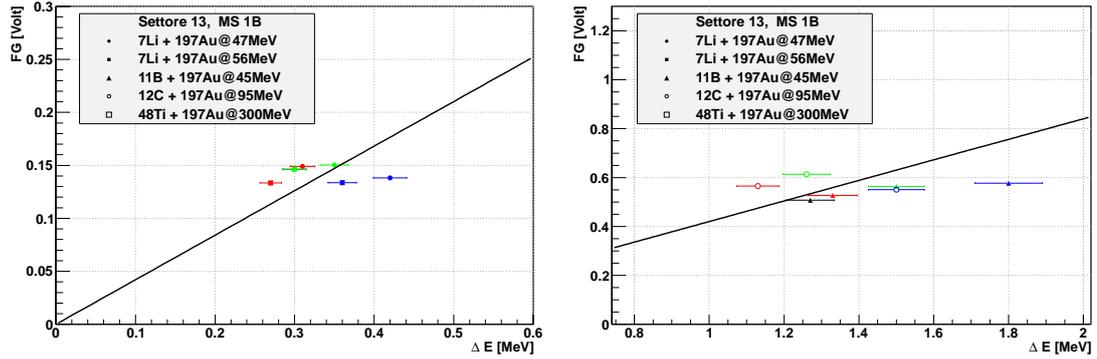


Figura 3.4: Dettaglio della regione a basse energie del grafico di Figura 3.3.

Dalle figure si può notare un certo disaccordo tra i dati ed il fit sia al di sopra dei 12 MeV (punti relativi al ^{48}Ti) sia ad energie inferiori. In particolare, colpisce la discrepanza tra le due reazioni $^{11}\text{B} + ^{197}\text{Au}$ e $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$; per tali reazioni infatti, i calcoli di perdita di energia forniscono valori ΔE molto vicini tra loro, a cui dovrebbero corrispondere, quindi, ampiezze in *Volt* vicine, cosa che non si è riscontrata, come risulta evidente dal grafico di destra della Figura 3.4. Questo comportamento potrebbe essere dovuto ad un diverso fattore di moltiplicazione della microstrip nelle due diverse misure. Tuttavia, la tensione di polarizzazione applicata nei due casi alla microstrip era la stessa, così come la pressione del gas nella camera. La discrepanza, quindi, non è stata ancora compresa e saranno perciò necessari ulteriori accertamenti.

Per tale microstrip, il fattore di conversione assume il valore $\alpha = (2.26 \pm 0.04) \frac{\text{MeV}}{\text{Volt}}$. Anche in questo caso l'errore è quello fornito dalla procedura di fit in ambiente ROOT. In generale l'errore sul fattore di conversione ottenuto dalla procedura di fit è circa il 2%.

Data l'evidente presenza di effetti sistematici e gli elevati valori ottenuti per $\frac{\chi^2}{N}$, si è tentato di stimare l'errore da attribuire al fattore di conversione variando alternativamente alcune condizioni:

- Rilasciando la condizione che la retta di fit passi per l'origine, si ottengono valori di α che differiscono al più del 5% da quelli ottenuti con tale vincolo.
- Escludendo dal fit i soli punti della reazione $^{11}\text{B} + ^{197}\text{Au}$ si hanno variazioni dell'ordine del 3%, sia per eccesso sia per difetto.
- Escludendo i soli punti della reazione $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ si ha lo stesso comportamento del punto precedente.
- Nel caso della reazione $^{48}\text{Ti} + ^{197}\text{Au}$ si hanno variazioni per eccesso di circa il 6% e per difetto del 2%.

- Escludere i punti di entrambe le reazioni ${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ produce variazioni per eccesso del 3% e per difetto del 5% .

Volendo dare una stima conservativa dell'errore sui fattori di conversione che tenga conto dei possibili effetti sistematici (ad esempio misure prese in condizioni non perfettamente controllate) sembra ragionevole assumere un'incertezza compresa tra il 5 ed il 10% .

3.2 Verifica della bontà della calibrazione

Una verifica, per il momento semi-qualitativa, della bontà delle calibrazioni effettuate, può essere ottenuta dalla correlazione $\Delta E - L.O.$, dove ΔE è l'energia misurata dalla microstrip e $L.O.$ è l'ampiezza del segnale di luce di uno scintillatore (vedi equazione 2.9). Infatti, la stessa correlazione può essere ottenuta sia dai dati sperimentali (come illustrato nella sezione 2.2) sia da una simulazione *Monte Carlo* che tenga conto della geometria dell'apparato.

I dati che saranno qui presentati si riferiscono alla reazione ${}^{48}\text{Ti} + {}^{40}\text{Ca}$ a 600 MeV di energia di bombardamento. In Figura 3.5 è mostrata la correlazione $\Delta E - L.O.$ per la **MS 2B** e per il cristallo **CsI6** del **settore 20** di GARFIELD. Sono visibili le curve associate a frammenti con numero atomico $Z \leq 8$. Si può notare la diminuzione dell'energia ΔE misurata dalla MS al crescere della risposta in luce e, quindi, dell'energia del frammento (vedi equazione 2.9), in accordo con la formula di Bethe-Bloch per lo *stopping power* [2].

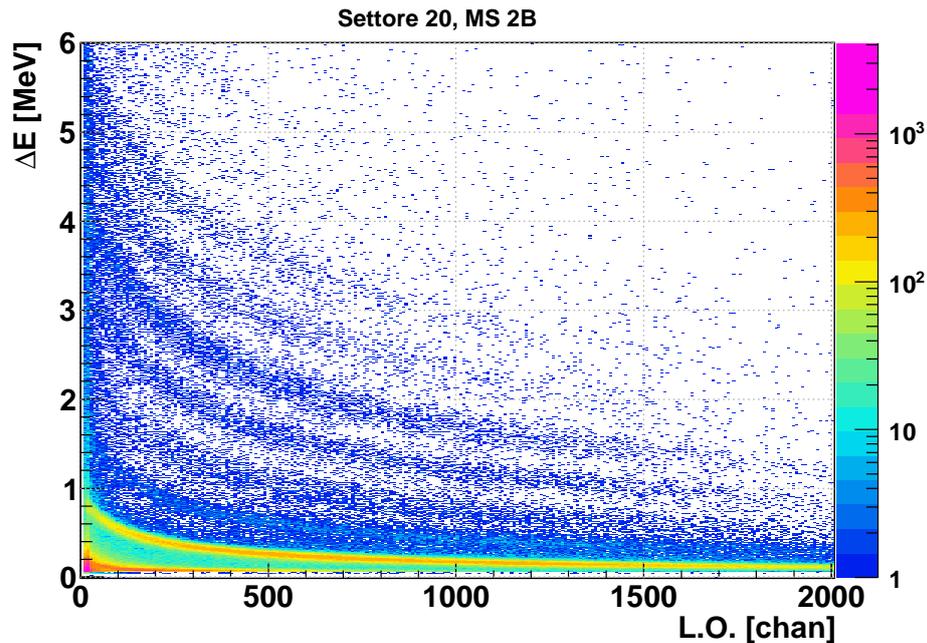


Figura 3.5: Correlazione sperimentale $\Delta E - E$; l'indice di colore rappresenta il numero di conteggi (in scala logaritmica).

Utilizzando il codice GEMINI [15] sono stati prodotti eventi simulati relativi alla stessa reazione. Tali eventi sono stati poi filtrati da un programma che tiene conto della geometria dell'apparato e calcola l'energia persa dai singoli frammenti nei diversi spessori, attivi e non. Il filtro calcola anche, nota l'energia ed il numero atomico del frammento, la resa in luce del cristallo $CsI(Tl)$, sulla base della formula 2.9. Nella Figura 3.6 i risultati della simulazione, in colore rosso, sono stati sovrapposti ai dati ottenuti sperimentalmente.

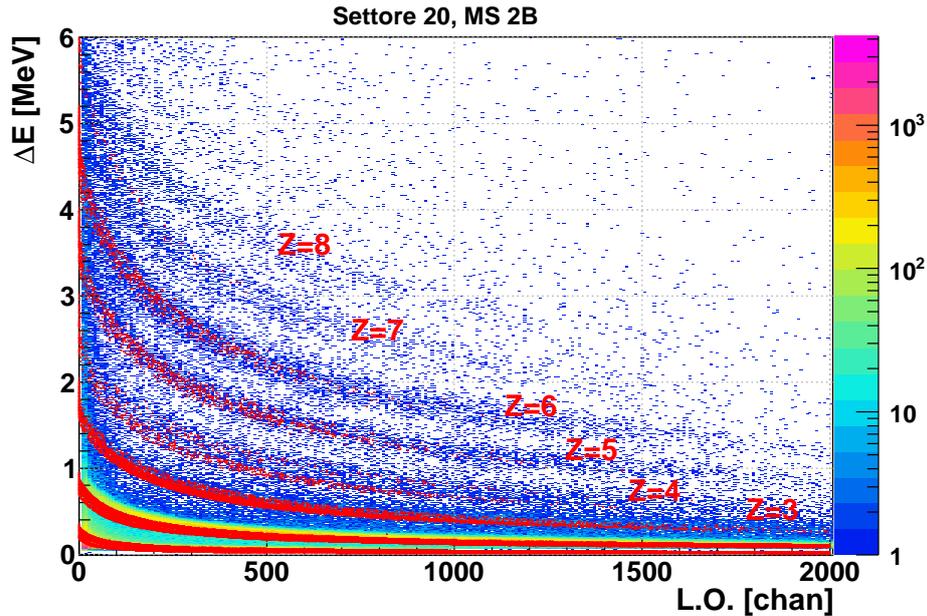


Figura 3.6: Correlazione sperimentale $\Delta E - E$ di Figura 3.5, con sovrapposta quella ottenuta dalla simulazione *Monte Carlo* (colore rosso). La diversa estensione delle curve è dovuta alla diversa statistica degli eventi sperimentali e di quelli simulati.

In generale, si osserva un buon accordo tra le curve sperimentali e quelle simulate, in particolare per i prodotti con $Z > 2$; per le particelle con $Z < 3$ l'accordo è invece peggiore. Per $Z = 1$ i dati sperimentali risentono troppo della soglia inferiore in energia sull'asse y e per poter trarre delle conclusioni.

Dato che non sussistono motivi di principio per attendersi una diversa risposta del gas per $Z = 2$ e per Z appena superiori, si pensa che almeno in parte la discrepanza per $Z = 2$ possa essere attribuita al calcolo della luce prodotta nello scintillatore. La formula impiegata, infatti, non è stata ancora ben adattata al comportamento del cristallo $CsI(Tl)$ per frammenti con $Z \leq 2$.

L'allargamento, in direzione parallela alle ordinate, delle curve ottenute dalla simulazione è dovuto alla variazione dell'energia ΔE persa nello spessore attivo del gas con l'angolo θ , nell'intervallo angolare individuato dal cristallo (vedi Figura 2.3). Nelle curve sperimentali, invece, a tale allargamento contribuiscono, oltre a questo fattore, anche le fluttuazioni statistiche nella produzione, raccolta e moltiplicazione della carica ed il rumore della catena elettronica.

Questo tipo di correlazione potrebbe anche permettere di correggere i fattori di calibrazione ottenuti, riducendo il margine di incertezza. Si è verificato, infatti, che variazioni del fattore di calibrazione dell'asse ΔE del 2-3% peggiorano visibilmente l'accordo fra dati sperimentali e simulazioni in Figura 3.6. D'altra parte, si è anche constatato, per le microstrip in cui l'accordo è peggiore, che variando il fattore di calibrazione di meno del 10% si riesce ad ottenere una corrispondenza sperimentale-simulazione della stessa qualità di Figura 3.6. In assenza di ulteriori aggiustamenti, risulta quindi ragionevole assumere il 10% come limite superiore dell'incertezza sui fattori di calibrazione.

Conclusioni

GARFIELD è un multirivelatore 4π realizzato con lo scopo di studiare le collisioni tra ioni pesanti in esperimenti a bersaglio fisso, per energie di bombardamento comprese tra 5 e 20 $\frac{MeV}{n}$, installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL).

In questo lavoro di tesi è stata affrontata una parte della procedura di calibrazione in energia di GARFIELD. In particolare, si è calibrata in energia una delle due camere a deriva con lettura a microstrip di cui è composto il rivelatore, la camera in avanti C2 (vedi Figura 1.1). Si sono affrontate le varie fasi dell'analisi, dalla conversione a *Volt* dell'ampiezza dei segnali forniti dai convertitori analogico-digitali di picco (ADC *peak sensing*) alla conversione a *MeV* di tali ampiezze.

Per la conversione delle ampiezze dei segnali da *Volt* ad unità di energia, sono state sfruttate reazioni di diffusione elastica, in cui carica, massa ed energia della particella diffusa sono note.

Il risultato della procedura di calibrazione è stato l'assegnare a ciascuna delle 96 microstrip della camera C2 di GARFIELD un fattore di conversione da *Volt* a *MeV*. Tali valori sono riportati, in funzione del numero di settore, nella Figura 3.7, che riassume il risultato del lavoro. Le barre di errore riportate in figura corrispondono al 10% del valore ottenuto per il fattore α , secondo le considerazioni svolte nella sezione 3.1.

La Figura 3.7 mette in evidenza, in particolare, una quantomeno ragionevole omogeneità in ϕ (ossia al variare del settore) dei fattori di conversione, a testimonianza della buona simmetria azimutale del rivelatore. I casi che si discostano sensibilmente dall'andamento medio (si vedano ad esempio la MS 2A del settore 11, la MS 1B del settore 8 o la MS 1A del settore 16) sono probabilmente da attribuire a problemi nella calibrazione in *Volt* o nel funzionamento della microstrip stessa.

Degna di nota, in Figura 3.7, è sicuramente la diversità di comportamento tra le MS 1 e le MS 2: le seconde presentano fattori di conversione mediamente più alti (circa un 30%). I motivi di tale differenza non sono ancora stati compresi a fondo e saranno perciò oggetto di futuri accertamenti. Un'ipotesi che può comunque essere fatta a tal proposito è la presenza di possibili differenze nell'efficienza della raccolta di carica tra le MS 1 e le MS 2; le seconde, infatti, potrebbero risentire di irregolarità nel campo di deriva dovute alla geometria degli elettrodi disposti sulla superficie degli scintillatori.

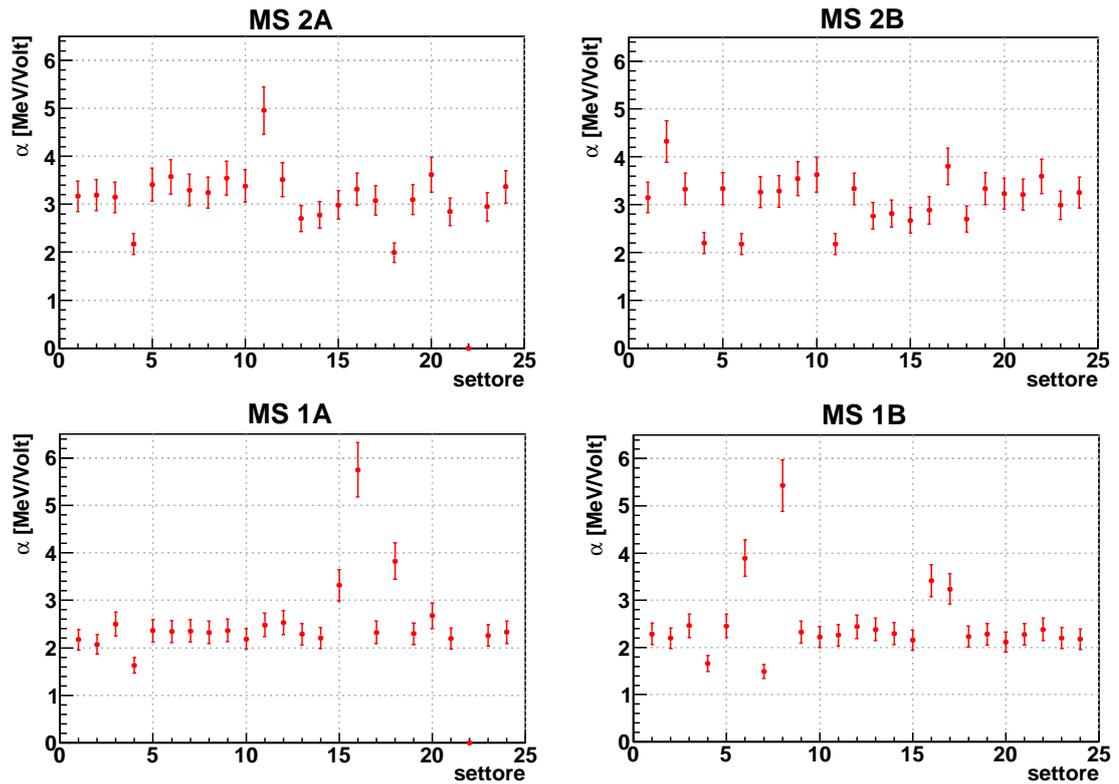


Figura 3.7: Andamento del fattore di conversione da *Volt* a *MeV* in funzione del settore.

Il lavoro di calibrazione di GARFIELD non può ancora dirsi terminato. Un possibile approfondimento potrebbe, infatti, riguardare l'analisi dei tempi di deriva degli elettroni creati dalla ionizzazione primaria del gas contenuto nella camera, al passaggio della particella. L'informazione sul tempo di volo degli elettroni permetterebbe, infatti, di ottenere una risoluzione decisamente migliore nella determinazione dell'energia ΔE raccolta dalla microstrip.

Andranno anche riconosciuti ed opportunamente trattati i casi in cui la carica relativa ad una singola traccia viene raccolta da due microstrip adiacenti (A e B), invece che da una sola. Tali eventi sono stati esclusi di proposito dall'analisi effettuata in questo lavoro, anche perché il loro riconoscimento ed eventuale recupero (con assegnazione del corretto valore di energia ΔE) presuppone la calibrazione in energia delle microstrip.

Bibliografia

- [1] F. Gramegna et al. - *A telescope with microstrip gas chambers for the detection of charged products in heavy-ion reactions* - Nucl. Instr. and Meth. A 389 (1997) 474-478
- [2] Glenn F. Knoll - *Radiation Detection and Measurement, Third Edition* - John Wiley & Sons (1999)
- [3] <http://fazia.in2p3.fr/>
- [4] Fabio Sauli, Archama Sharma - *Micropattern Gaseous Detectors* - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 49 (1999)
- [5] Dott. Giovanni Casini, comunicazione privata
- [6] G.F. Reinking, L.G. Christophorou, S.R. Hunter, J. Appl. Phys. 60 (2), 500 (15 July 1986)
- [7] M. Chiari et al. - *Performances of keystone geometry micro-strip gas chambers* - Nucl. Instr. and Meth. A 484 (2002) 111-117
- [8] <http://root.cern.ch/drupal/>
- [9] <http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc>
- [10] F. Hubert, R.Bimbot, H. Gauvin - *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 46 (1990)
- [11] Fred James - *MINUIT Reference Manual, Function Minimization and Error Analysis* - CERN Program Library entry D506 (1998)
- [12] G. Pasquali et al. - *A DSP equipped digitizer for online analysis of nuclear detector signals* - Nucl. Instr. and Meth. A 570 (2007) 126-132
- [13] M.Parlog et al. - *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. PART II: calibration and identification in the INDRA array* - Nucl. Instr. and Meth. A 482 (2002) 693-706

-
- [14] G. Casini et al. - *Refining energy calibrations of the Nucl-ex CsI(Tl) scintillators*
- LNL Annual Report 2004
- [15] R. Charity, Phys. Rev. C 82 (2010) 014610. 1/1/2000

Ringraziamenti

Il primo ringraziamento non può che andare al Prof. Gabriele Pasquali, encomiabile per dedizione, pazienza e disponibilità, e, con lui, a tutto il gruppo della collaborazione: Giovanni, Maurizio, Sandro, Silvia e Stefano, ciascuno dei quali ha dato un contributo significativo alla realizzazione di questo lavoro di tesi.

Un enorme *grazie* va ai miei genitori. Non ci sono parole per rendere merito a tutto quello che hanno fatto e fanno ogni singolo giorno per me. A loro è dedicato questo mio lavoro.

Ringrazio Daniele e Ilaria, per l'affetto che hanno sempre nei miei confronti, e nonna Rita, una persona davvero speciale.

Un *grazie* va a tutti i miei amici più stretti, da quelli che mi hanno accompagnato in questo mio percorso (Dario, Francesco, Jacopo, Lapo e Valentina) a quelli di vecchia data (Massimiliano, Tommaso e Marco).

Un ringraziamento speciale lo dedico a Irene, che mi ha sempre sostenuto in questi anni, condividendo con me gioie e difficoltà: il raggiungimento di questo traguardo è anche merito suo.

Dedico infine a me stesso l'ultimo *grazie*.