

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

*Corso di LAUREA TRIENNALE in Fisica*

**Misura degli angoli di emissione  
di particelle cariche  
in reazioni nucleari**

*Benedetta Onori*

*Anno Accademico 2008-2009*

*Sessione III*

Relatore:

Dott. Mauro Bruno

Correlatore:

Dott. Luigi Bardelli

# Indice

Introduzione	3
1. La fisica degli ioni pesanti	4
1.1. Introduzione	4
1.2. Classificazione dei tipi di reazione tra ioni pesanti	4
1.2.1. Reazioni nucleari vicino alla barriera colombiana	7
1.2.2. Reazioni nucleari alle energie superiori	9
2. Le camere a deriva e l'apparato di misura GARFIELD	11
2.1. Introduzione	11
2.2. Camere a deriva e processi di moltiplicazione	12
2.2.1. Introduzione	12
2.2.2. Regimi di funzionamento dei rivelatori a gas	12
2.2.3. Processi di ionizzazione nelle camere a gas	14
2.2.4. Fenomeni di ricombinazione e cattura elettronica	16
2.2.5. Moto di deriva dei prodotti in un campo elettrico	17
2.2.6. Processi di moltiplicazione a valanga	20
2.2.7. Schematizzazione di una camera a ionizzazione	22
2.3. Descrizione dell'apparato di GARFIELD	27
2.3.1. Introduzione	27
2.3.2. MicroStrip Gas Chamber (MSGC)	30
2.3.3. Cristalli di ioduro di cesio CsI(Tl)	34
2.4. L'elettronica e il trattamento dei segnali analogici	35
3. Identificazione di massa e carica delle particelle prodotte	38
3.1. Introduzione	38
3.2. I segnali di energia in uscita	38
3.3. Identificazione delle particelle rivelate: la matrice $\Delta E-E$	41
4. Misura degli angoli di emissione	48
4.1. Introduzione	48
4.2. I tempi di deriva	49

4.2.1. I segnali di tempo	49
4.2.2. Misura dei tempi di deriva	52
4.2.3. Tagli grafici sugli ioni visibili: le particelle alfa	60
4.3. Misura delle velocità di deriva	65
4.4. Misura degli angoli di emissione	70
4.5. I tempi di salita	73
4.6. Regioni definite dal rapporto tra il tempo di salita e il tempo di deriva	76
Conclusioni	78
Bibliografia	79

# Introduzione

Questo elaborato è dedicato all'analisi dei dati sperimentali del sistema di rivelazione G.AR.F.I.E.L.D. (General Array for Fragment Identification and for Emitted Light particle in Dissipative collision).

Attraverso strumenti informatici di programmazione e presentazione grafica è possibile ricavare varie informazioni sui prodotti delle reazioni nucleari, come l'energia depositata dalle particelle ionizzanti, la carica e il numero atomico. Inoltre, analizzando i tempi di deriva e i tempi di salita dei segnali ottenuti al passaggio dei prodotti di reazione, abbiamo potuto ricavare una stima sul legame tra questi tempi e su quello esistente tra gli angoli di emissione delle particelle e i tempi stessi.

L'incremento delle informazioni che si possono ottenere è dovuto all'utilizzo dell'elettronica digitale, che viene ora utilizzata al posto di quella analogica.

GARFIELD è stato costruito presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), Padova, in collaborazione con le Università e le sezioni INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) di Bologna, Firenze, Milano, Napoli e Trieste, con lo scopo di studiare le reazioni nucleari tra ioni pesanti a bersaglio fisso, alle energie di 5-15Mev/nucleone (energie disponibili presso l'acceleratore ALPI). Nel Capitolo I vengono descritti i processi di reazioni nucleari, in particolare i prodotti derivanti dalle reazioni alle basse e intermedie energie, che sono di nostro interesse. Nel Capitolo II vengono descritte le camere a ionizzazione, in particolare l'apparato GARFIELD, la sua geometria e l'elettronica per il trattamento dei segnali. Nel Capitolo III parleremo della tecnica di identificazione della carica e della massa dei prodotti di reazioni tra ioni pesanti attraverso l'analisi di una matrice  $\Delta E$ -E. Infine nel Capitolo IV tratteremo il metodo di misura degli angoli di emissione attraverso informazioni ottenibili dagli spettri dei tempi di deriva e di salita, considerando infine il rapporto esistente tra quest'ultimi.

# Capitolo 1

## La fisica degli ioni pesanti

### 1.1 Introduzione

L'ambito in cui si è svolta questa tesi è lo studio di reazioni nucleari a energie relativamente basse, fino a 10-15 MeV. Descriveremo i vari tipi di reazione classificabili secondo le energie in gioco e in particolare i diversi meccanismi dipendenti dal momento angolare dello ione incidente.

Definiamo reazione nucleare come una interazione tra un nucleo proiettile opportunamente accelerato e un nucleo bersaglio solitamente fermo nel sistema di riferimento del laboratorio. Affinché avvenga una reazione, da un punto di vista classico è necessario che il nucleone proiettile abbia energia sufficiente da superare il potenziale coulombiano  $V_C$ , dovuto alla repulsione delle cariche elettriche dei due, e il potenziale centrifugo  $V_L$ , dovuto al momento relativo. Da un punto di vista quantistico la reazione può avvenire anche ad energie più basse, con sezioni d'urto che dipendono dalla probabilità di penetrazione della barriera. Alla fine degli anni '60 lo studio delle reazioni nucleari si basava sulle interazioni tra sonde elettromagnetiche e adroniche con i nuclei, mentre l'avvento degli acceleratori per ioni pesanti diede inizio a nuove ricerche verso reazioni nucleo-nucleo e non più sonda-nucleo, che portò alla nascita della fisica degli ioni pesanti. Definiremo successivamente i vari tipi di reazioni tra ioni pesanti.

### 1.2 Classificazione dei tipi di reazione tra ioni pesanti

Le reazioni che possono avvenire tra un nucleone del proiettile ed uno del bersaglio dipendono da alcuni parametri fondamentali:

- l'energia per ogni nucleone del fascio incidente, nel sistema del laboratorio;

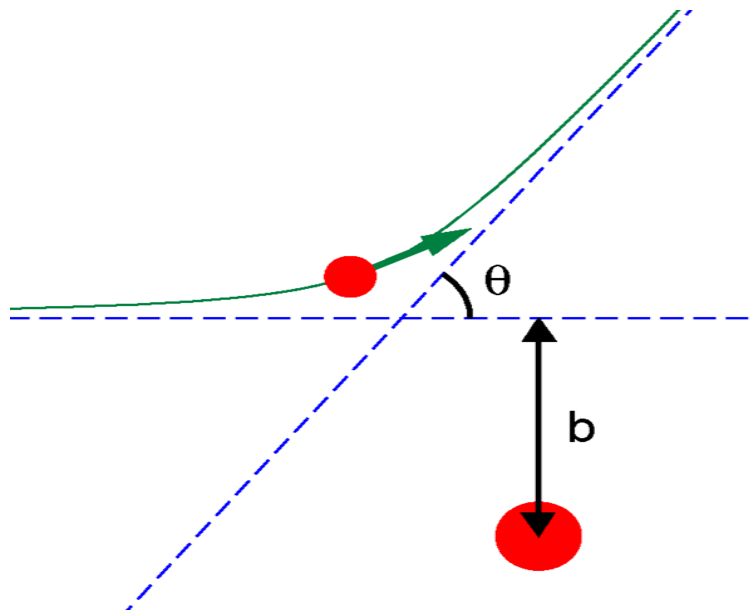
- il parametro d'urto  $b$ , definito come la distanza tra la traiettoria dello ione incidente quando si trova molto lontano dalla regione di interazione e l'asse parallelo alla traiettoria passante per il centro del nucleo bersaglio, come possiamo vedere dalla Figura 1.1:

- la velocità relativa tra il proiettile e il bersaglio  $v_{pr}$ ;

- la lunghezza d'onda associata al moto del proiettile definita come:

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

dove  $h$  è la costante di Planck,  $m_N$  la massa del nucleone,  $v_{pr}$  la velocità del proiettile,  $A_{pr}$  il suo numero di massa ed  $E_i$  l'energia del fascio incidente.



**Figura 1.1:** Parametro d'urto  $b$  tra il nucleone proiettile e il bersaglio.

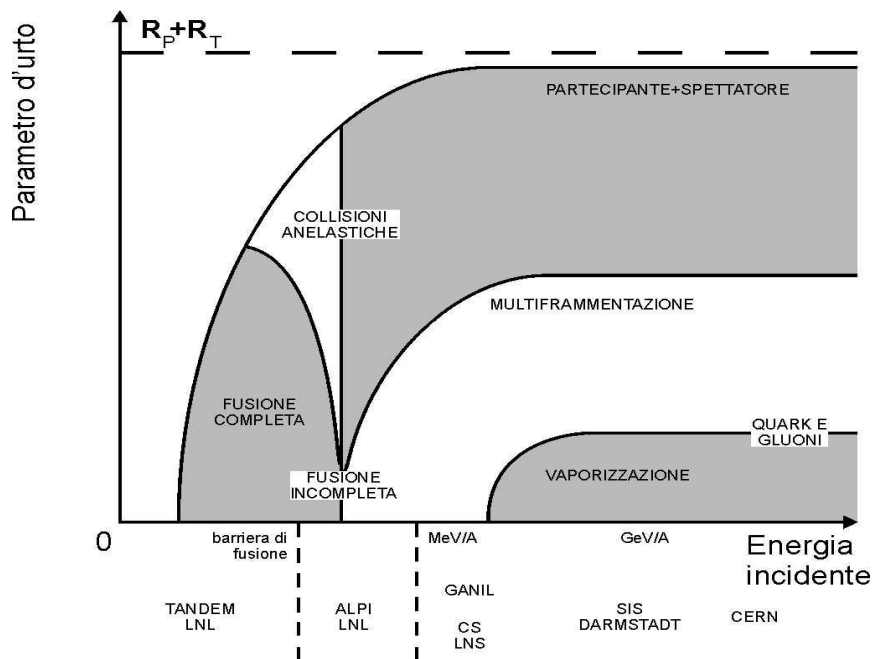
Confrontiamo la lunghezza d'onda con la distanza media  $d_{NN}$  tra due nucleoni: nel caso in cui  $\lambda \gg d_{NN}$  il proiettile interagisce con i nucleoni del bersaglio come se fossero un unico corpo quindi prevarranno gli effetti dovuti a un campo medio, mentre nel caso in cui  $\lambda \ll d_{NN}$  i nucleoni verranno visti come particelle distinte, con evidenza al più di

effetti di interazione a più corpi.

L'energia dello ione incidente permette di classificare il tipo di reazione in tre classi:

- reazioni vicino alla barriera coulombiana;
- reazioni alle energie di Fermi;
- reazioni alle energie relativistiche.

Il passaggio da una regione energetica all'altra è graduale e non netto, risulta quindi difficile per le energie intermedie stabilire in anticipo che tipo di reazione possa avvenire. Descriviamo in particolare i primi due casi, poiché i dati rivelati sono stati presi alle energie tra la prima e la seconda regione. In Figura 1.2 possiamo vedere la correlazione tra il parametro d'urto e l'energia incidente per ogni nucleone, e proprio tale rapporto determina il tipo di reazione. In particolare notiamo che a parità di valore del parametro d'urto al variare dell'energia varia anche il tipo di collisione, ognuna delle quali determina i diversi tipi di radiazione prodotta.



**Figura 1.2:** Diagramma di fase che definisce i limiti dei diversi principi di reazione in funzione del parametro d'urto e dell'energia incidente del nucleone proiettile. Sono riportate le energie disponibili per i vari acceleratori.

### 1.2.1 Reazioni nucleari vicino alla barriera coulombiana

Le reazioni di cui ci occupiamo avvengono ad energie sotto i 10-15 MeV per nucleone e per determinare i diversi meccanismi di reazione possiamo fare riferimento al parametro d'urto  $b$  o al momento angolare  $l$  correlato ad esso. E' utile introdurre il *parametro d'urto di grazing*, definito come la distanza tra la traiettoria del proiettile e il centro del bersaglio ad una distanza in cui le forze di interazione nucleare non sono più trascurabili, cioè al di sotto della quale la sezione d'urto  $\sigma$  di Rutherford (probabilità che avvenga una reazione nel processo di diffusione di ioni pesanti o particelle poco energetiche, in cui viene trascurato l'effetto del rinculo) viene alterata dalla sezione d'urto nucleare. Consideriamo quindi la conservazione del momento angolare all'infinito e alla sommità della barriera coulombiana:

$$b_{gr} p_{\infty} = R_c p_c \quad (1.2)$$

dove  $R_c$  è la distanza tra i centri dei due nucleoni alla sommità della barriera coulombiana,  $p_{\infty}$  e  $p_c$  sono rispettivamente l'impulso iniziale posseduto dal proiettile con energia  $E_{cm}$  nel centro di massa e l'impulso dello ione alla sommità della barriera ( a distanza  $R_c$ ). Otteniamo quindi il valore del parametro d'urto di grazing:

$$b_{gr} = R_c \sqrt{1 - \frac{V_c}{E_{cm}}} \quad (1.3)$$

in cui  $V_c = \frac{a^2 z_1 z_2}{4\pi\epsilon_0(R_1 + R_2)} = 1,44 \frac{z_1 z_2}{R_1 + R_2}$  è il valore della barriera di potenziale per il proiettile e il bersaglio di carica rispettivamente  $Z_1$  e  $Z_2$  e raggio atomico  $R_1$  e  $R_2$ .

Alle energie disponibili presso l'acceleratore ALPI la barriera coulombiana viene sempre superata dall'energia del centro di massa, rendendo dunque possibili le interazioni di tipo nucleare.

In Figura 1.2 vediamo che la massima distanza entro cui può avvenire un'interazione nucleare tra due nucleoni è data dalla somma dei raggi dello ione incidente  $R_p$  e dello ione bersaglio  $R_b$ . Nel caso in cui un urto avvenga con un parametro d'urto maggiore, si

avrebbe ancora un'interazione di tipo coulombiano, poiché non vi sarebbe una sovrapposizione spaziale dei due nuclei tale da permettere un'interazione nucleare.

Le reazioni nucleari vicino alla barriera coulombiana possono tuttavia assumere delle caratteristiche specifiche a seconda dei casi in cui il parametro d'urto sia molto minore di  $b_{gr}$  o abbiano dei valori simili, distinguiamo i diversi tipi di collisioni:

- $b \ll b_{gr}$  :

in tali collisioni, dette centrali, avviene una fusione completa: il nucleo proiettile viene completamente assorbito dal bersaglio, dando origine ad un nucleo composto contenente tutta la quantità di moto iniziale e tutto il momento angolare. Poiché la vita media del composto è molto maggiore del tempo di transito del proiettile nel bersaglio (circa  $10^{-22}$  s), si ha una distribuzione dell'energia di eccitazione  $E^* = E_{cm} + Q$  tra tutti i nucleoni (dove  $Q$  è il  $Q$ -valore della reazione, la differenza tra l'energia di legame dei nuclei proiettile e bersaglio e l'energia di legame del composto). Il successivo decadimento può avvenire in due modi, dipendenti dal tipo di nucleo composto, dalla sua energia di eccitazione e dal suo spin: si ha una *fissione* quando il composto si frantuma in due grossi frammenti, oppure una *evaporazione* di particelle leggere (protoni, neutroni, alfa) dal nucleo composto.

- $b \leq b_{gr}$  :

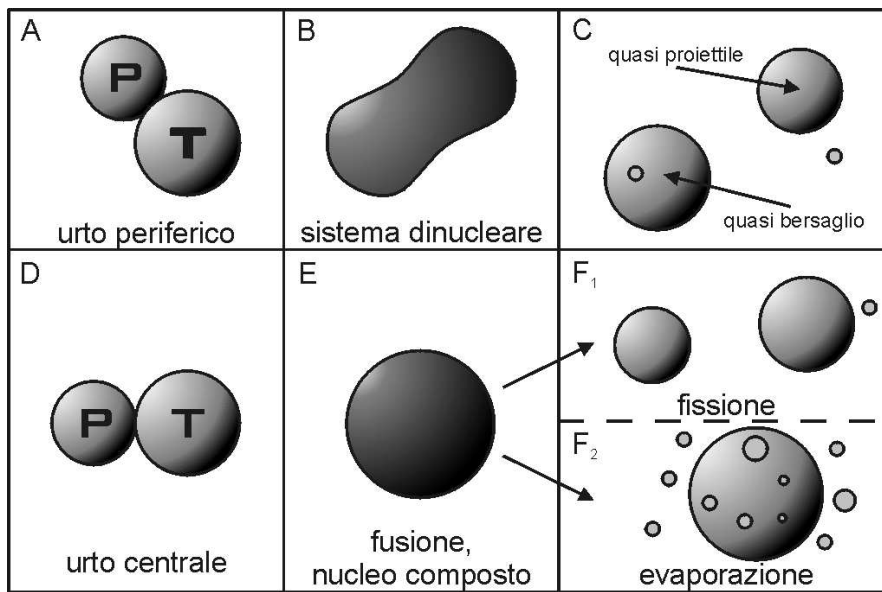
nel caso di urti periferici si ha una *collisione profondamente anelastica* (*DIS*, *deep inelastic scattering*), in cui i nuclei entrano in interazione tra di loro mantenendo però le loro identità distinte, ma scambiandosi massa, energia cinetica e momento angolare, il sistema si divide così in due frammenti simili a quelli iniziali (chiamati *quasi-proiettile*, *PLF*, e *quasi-bersaglio*, *TLF*), con energie minori rispetto a quelle iniziali. La massa e l'energia perduta sono utilizzate per formare delle particelle leggere in seguito al decadimento dei due frammenti eccitati.

- $b \approx b_{gr}$  :

si hanno quelle che vengono chiamate *reazioni dirette* o *di grazing* (in riferimento a quanto abbiamo detto sopra). Si tratta di diffusione quasi elastica e di eccitazione coulombiana, in cui le energie in gioco variano modestamente dallo

stato iniziale a quello iniziale, quindi si ha un minimo scambio di energia e materia.

In Figura 1.3 diamo una visione su ciò che accade in seguito ad una collisione di due nuclei.



*Figura 1.3: Prodotti di reazione ottenuti dipendenti dal valore del parametro d'urto.*

### 1.2.2 Reazioni nucleari alle energie superiori

Quando si hanno fasci incidenti di energia compresa tra i 10-15 MeV e i 200 MeV per nucleone, ci troviamo in una zona in cui si può andare dalla evaporazione di qualche particella alla vaporizzazione totale del nucleo.

Per  $b < b_{gr}$  abbiamo una *fusione incompleta*, ossia il proiettile viene assorbito parzialmente dal bersaglio, e la rimanente massa viene chiamata *PLF* (come visto in precedenza). Se si raggiunge un certo valore di energia di eccitazione, può innescarsi il

processo di *multiframmentazione*, cioè la scissione del nucleo in un numero di frammenti maggiore di tre. All'aumentare dell'energia si può avere il processo di *vaporizzazione*, cioè la scissione del nucleo in tutti i suoi nucleoni (o particelle alfa) costituenti.

Abbiamo descritto fino ad ora i tipi di reazione che possono avvenire tra i nuclei che costituiscono i fasci incidenti e i nuclei del bersaglio, i cui prodotti di reazione emessi a certi angoli, entrano nella camera a deriva ionizzando le particelle del gas; vedremo quindi come avvengono i processi di ionizzazione all'interno di una camera a gas.

## Capitolo 2

# Le Camere a deriva e l'apparato di misura GARFIELD

### 2.1 Introduzione

Prima di descrivere l'apparato GARFIELD, analizzeremo le caratteristiche principali di un rivelatore adatto allo studio di collisioni di ioni pesanti, nel caso in cui le energie in gioco per nucleone siano basse, come quelle dell'acceleratore ALPI.

Innanzitutto è necessario per un rivelatore riuscire ad identificare la maggior parte dei prodotti di reazione, per avere una “visione” più completa della reazione nucleare. In particolare, oltre alla misura delle energie e della direzione di emissione dei prodotti di reazione, sono oggetti di studio metodi di identificazione del numero atomico e carica dei prodotti.

Si possono adottare varie combinazioni di più rivelatori a gas, poiché variando la pressione, varia anche lo spessore efficace attraversato dalla particella, permettendo di avere basse soglie di rivelazione. Inoltre viene impiegata la tecnica del *telescopio di rivelatori*: esso rappresenta un sistema di rivelazione formato da più rivelatori disposti in successione: la particella entra nel primo rivelatore (*rivelatore di trasmissione*) e attraverso processi di ionizzazione, rilascia un certa quantità di energia, lo stesso accade negli altri, finché non giunge nell'ultimo rivelatore in cui si ferma completamente poiché non ha più energia sufficiente da attraversarlo; per questo i rivelatori di trasmissione devono essere tali da poter essere attraversati anche dalle particelle meno energetiche, e l'ultimo rivelatore deve riuscire a fermare anche quelle più energetiche. Il multirivelatore GARFIELD sfrutta tale caratteristica attraverso tre stadi: la camera a gas con due sezioni e lettura a microstrip (MS) e gli scintillatori al CsI(Tl). Grazie all'energia rilasciata nelle MS e a quella finale nel cesio, è possibile avere delle

informazioni sul numero atomico dei prodotti di reazione attraverso la tecnica “ $\Delta E-E$ ” che vedremo in seguito. La camera a gas di GARFIELD è anche una camera a deriva per la quale, dai tempi di deriva, possiamo risalire alla posizione in cui è passata la particella, e quindi all’angolo di emissione delle particelle prodotte dalle reazioni nucleari tra i fasci incidenti e i nuclei bersaglio.

## **2.2 Camere a deriva e processi di moltiplicazione**

### **2.2.1 Introduzione**

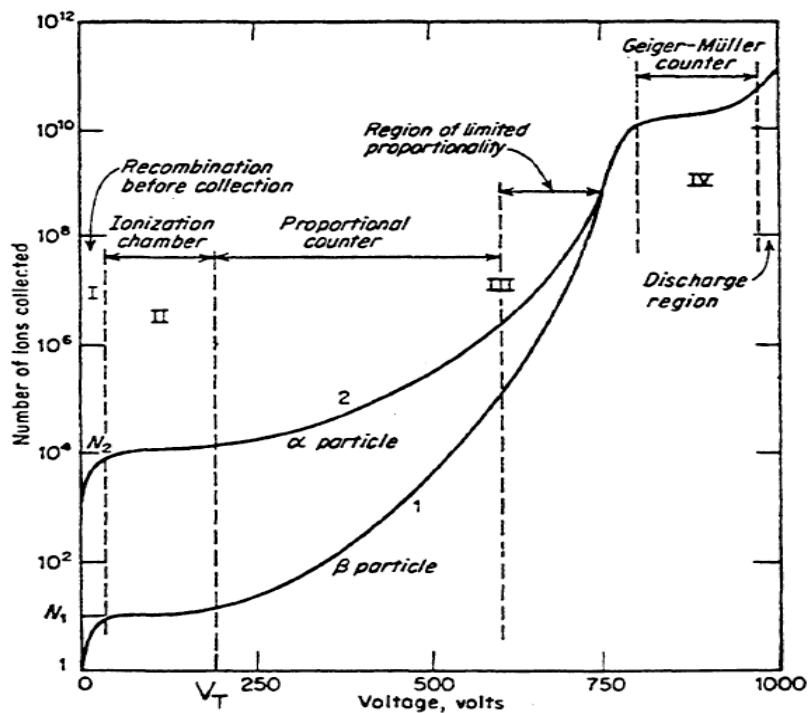
Vedremo ora le caratteristiche principali di un rivelatore a gas. Ricorderemo i vari regimi di funzionamento, in particolare il rapporto tra il segnale in uscita (il numero degli ioni prodotti) e il campo elettrico presente all'interno della camera, vedremo poi i processi di ionizzazione (condizioni varie per la produzione di coppie), i meccanismi di perdita del numero di coppie di ionizzazione (come i fenomeni della *cattura elettronica* e della *ricombinazione*), infine il trasporto degli ioni prodotti attraverso un campo elettrico e i processi di moltiplicazione che possono innescarsi in opportune condizioni.

### **2.2.2 Regimi di funzionamento dei rivelatori a gas**

Un rivelatore a gas è costituito da un contenitore riempito con gas ad una certa pressione, con una finestra di entrata abbastanza sottile per limitare la perdita di energia delle particelle che entrano nella camera. Il passaggio di tale particella, attraverso il processo di ionizzazione, produce coppie di ioni-elettroni, che attraverso un opportuno campo elettrico vengono inviati verso i due elettrodi. In base al tipo e alla quantità di ioni raccolti, possiamo definire l'energia persa dalla particella al passaggio nel gas.

Tuttavia possono esservi fenomeni come la ricombinazione, che provocano una diminuzione del segnale, alterando le valutazioni sulle energie. In generale le

caratteristiche del segnale dipendono dal numero di coppie prodotte, dal loro trasporto all'interno del gas e dall'intensità del campo elettrico. Ora valutiamo i vari casi al variare della tensione, da cui dipende il numero di ioni raccolti e per questo facciamo riferimento alla Figura 2.1.



**Figura 2.1:** Regimi di funzionamento di un rivelatore a gas dipendenti dal voltaggio applicato.

Come vediamo nella figura, nella regione di bassa tensione il campo elettrico è così debole da non permettere agli ioni prodotti di giungere ai due elettrodi, per cui vi sarà la ricombinazione prima che venga prodotto un segnale in uscita (regione I). All'aumentare della tensione, aumenta di conseguenza il campo elettrico, si ha quindi un aumento della raccolta degli ioni prodotti e di conseguenza un aumento del segnale, finché non si raggiunge la raccolta completa; in questo caso all'aumentare della tensione il segnale rimane invariato (regione II, camera a ionizzazione). Dopo un certo valore della tensione, al suo aumento, il segnale riprende ad aumentare, poiché il campo elettrico è così elevato da far guadagnare agli elettroni energia sufficiente da innescare ulteriori processi di ionizzazione (regione III a sinistra, contatore proporzionale).

Ad un certo punto, la carica generata dalla ionizzazione è così elevata che gli ioni positivi attorno all'anodo creano una regione di carica che modifica le linee di forza del campo elettrico (regione III a destra, *regione di proporzionalità ridotta*). Per valori di tensione ancora più elevati si entra in una regione di non linearità, in cui si hanno fenomeni di scarica in tutto il volume del gas (regione IV, *contatore di Geiger-Muller*).

### 2.2.3 Processi di ionizzazione nella camera a gas

Quando una particella percorre un certo volume di gas, subendo una interazione con le molecole del gas, perde una certa quantità di energia cinetica e se tale energia è maggiore o uguale all'energia di ionizzazione caratteristica del gas, si innesca un processo di ionizzazione, per cui la particella di gas si scinde in elettrone e ione positivo; tale meccanismo viene detto *ionizzazione primaria*.

In Tabella 2.1 abbiamo le varie energie necessarie perché elettroni veloci e particelle alfa possano produrre una coppia di elettrone-ione in un certo tipo di gas (nel nostro caso sono di interesse le particelle alfa). Possiamo notare che tale energia dipende solo dal tipo di gas ed in minima parte dal tipo di radiazione incidente, ma non dalla sua energia iniziale.

<b>Energia persa per coppia di ioni (eV/coppia di ioni)</b>		
<b>Gas</b>	<b>Elettroni veloci</b>	<b>Particelle alfa</b>
Ar	26,4	26,3
He	41,3	42,7
H <sub>2</sub>	36,5	36,4
N <sub>2</sub>	34,8	36,4
Aria	33,8	35,1
O <sub>2</sub>	30,8	32,2

*Tabella 2.1: Energia necessaria per la creazione di una coppia elettrone-ione da parte di elettroni veloci e particelle alfa.*

La creazione di coppie ione-elettrone per un processo di prima ionizzazione segue la statistica di Poisson. Possiamo dare una stima sul numero di coppie prodotte  $N_0$  per una data perdita di energia  $\Delta E$  della particella attraversante un gas con energia media di ionizzazione  $W$ :

$$N_0 = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.1)$$

Tale numero è soggetto a fluttuazioni di deviazioni standard  $\sigma = \sqrt{N}$ .

Poiché per molti rivelatori, nel caso in cui una particella si fermi al loro interno, si ha una deviazione standard minore di quella prevista dalla statistica di Poisson, si introduce un fattore sperimentale, detto *fattore di Fano*, definito come:

$$F = \frac{\text{varianza osservata}}{\text{varianza prevista}} = \frac{\sigma^2(\text{exp})}{N_0} \quad (2.2)$$

Nella Tabella 2.2 riportiamo il valore dei Fattore di Fano dipendente dal tipo di radiazione, dalla sua energia e dal gas assorbitore presente nella camera.

sorgente	energia	assorbitore	F
raggi-X	5.9keV	Ar + 10%CH <sub>4</sub>	0.21
”	2.6 keV	”	0.31
α	5.03MeV	”	0.18
”	5.68MeV	Ar + 0.8%CH <sub>4</sub>	0.19
p	1 ··· 4.5MeV	Si	0.16

**Tabella 2.2:** Fattore di Fano per alcuni assorbitori usati nei rivelatori di particelle.

In seguito alla ionizzazione primaria, se vi sono elettroni liberi con energia maggiore dell'energia di ionizzazione, possono a loro volta innescare energia sufficiente per le

molecole del gas da permettere la creazione di altre coppie elettrone-ione (*ionizzazione secondaria*), questo è il caso che abbiamo visto precedentemente per il contatore proporzionale. Vi possono essere addirittura casi in cui si instauri una *terza ionizzazione* o *quarta ionizzazione* e così via, ma le energie in gioco dovrebbero essere molto grandi, quindi non sono di nostro interesse.

Ricordiamo infine che la radiazione passante all'interno del gas potrebbe avere energia insufficiente per innescare meccanismi di ionizzazione, per cui un altro fenomeno potrebbe essere semplicemente un trasferimento di energia cinetica e quindi un'eccitazione delle molecole del gas, senza che vi sia una scissione in ioni.

#### **2.2.4 Fenomeni di ricombinazione e cattura elettronica**

Le cariche prodotte in seguito al processo di ionizzazione, essendo in interazione con le molecole del gas attraverso urti puramente casuali, oltre al moto di deriva dovuto al campo elettrico, acquistano un moto di agitazione termica. A causa di ciò, possiamo trovare all'interno del gas dei fenomeni di *ricombinazione* e *cattura elettronica*, dannosi per il segnale in uscita, poiché alterano la quantità di carica raccolta negli elettrodi. Vediamo quindi questi due casi.

Il fenomeno della *cattura elettronica* avviene nel caso in cui vi siano atomi o molecole che abbiano gli orbitali esterni quasi pieni (detti *elettronegativi*), per cui tendono ad acquisire uno o più elettroni per entrare in uno stato più stabile, quindi viene rilasciata una certa quantità di energia. Possiamo esprimere tale processo come:



I gas nobili non risentono di tale fenomeno, poiché hanno i livelli elettronici saturi, quindi il valore dell'affinità elettronica sarà negativa.

È necessario quindi, per avere una maggior efficienza del segnale, che il gas della camera abbia un'affinità elettronica minore possibile, cioè sia il meno possibile elettronegativo.

Il fenomeno della *ricombinazione* può avvenire in due casi: nel primo caso si hanno delle collisioni tra ioni positivi ed elettroni liberi, per cui questi ultimi vengono catturati dai primi, ritornando così ad uno stato di neutralità, il secondo caso si ha quando ioni positivi entrano in collisione con ioni negativi, che cedono i loro elettroni extra ai primi, causando una neutralizzazione di entrambi i tipi di ioni. Gli elettroni catturati dagli ioni positivi non contribuiscono all'intensità del segnale, in tal caso si ha una riduzione dell'efficienza, conseguente alle informazioni perse sulla ionizzazione prodotta all'interno del rivelatore.

Poiché la velocità di ricombinazione è proporzionale al prodotto delle concentrazioni delle due specie coinvolte (legge di azione di massa), il rate di ricombinazione è dato da:

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\beta n^+n^- \quad (2.4)$$

in cui  $n^+$  e  $n^-$  sono rispettivamente le densità numeriche degli ioni positivi e negativi,  $\beta$  viene detto *coefficiente di ricombinazione*. Il coefficiente di ricombinazione tra ioni positivi e negativi solitamente risulta parecchi ordini di grandezza maggiore di quello tra ioni positivi ed elettroni, per cui sarà più probabile che uno ione positivo si ricombini con uno ione negativo piuttosto che con un elettrone.

### **2.2.5 Moto di deriva dei prodotti in un campo elettrico**

Per comprendere il comportamento degli ioni in un gas, possiamo riferirci a due fenomeni, di *diffusione* e di *deriva*, che si hanno rispettivamente in assenza e in presenza di un campo elettrico.

Se non fosse presente un campo elettrico all'interno del gas, dopo il passaggio della radiazione e il conseguente fenomeno di ionizzazione, gli ioni e gli elettroni prodotti risulterebbero avere un moto completamente casuale, dovuto agli urti con le molecole del gas, attraverso cui perdono parte della loro energia; in questo caso la velocità media

delle cariche è descritta dalla distribuzione di Maxwell ed assume un carattere puramente statistico (dettato dalla casualità):

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}} \quad (2.5)$$

dove  $k$  è la costante di Boltzmann e  $T$  è la temperatura assoluta del gas.

Supponiamo ora che venga prodotto un campo elettrico, in questo caso gli ioni e gli elettroni verrebbero accelerati rispettivamente verso il catodo e verso l'anodo lungo le linee di forza. La loro accelerazione viene però interrotta dagli urti con le altre molecole del gas, che limitano la velocità massima raggiungibile lungo le linee di forza. Ciò che possiamo ottenere non è quindi la velocità teorica raggiungibile, ma una velocità media che tiene conto anche degli urti subiti dallo ione, che viene chiamata *velocità di deriva*.

Per gli ioni positivi, la velocità di deriva  $w^+$  viene definita come:

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{P} \quad (2.6)$$

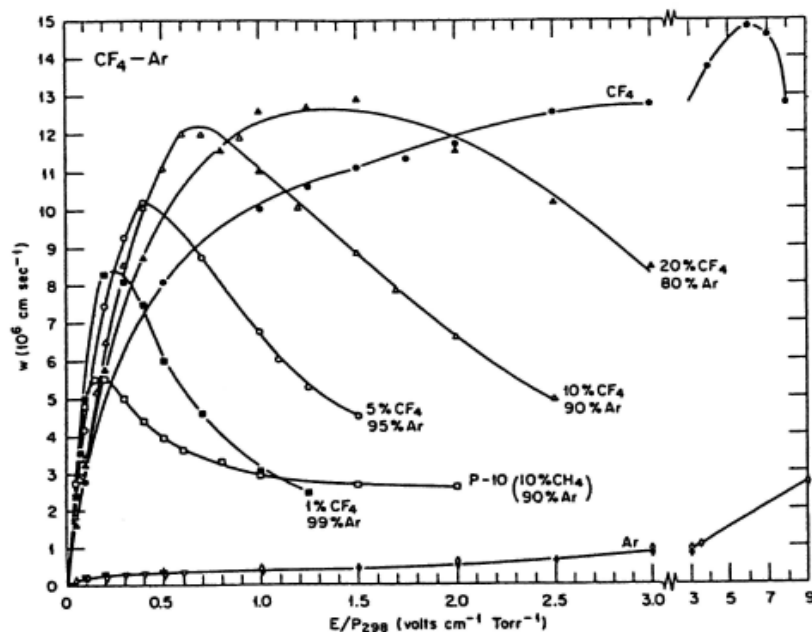
dove  $\mu^+$  è detta *mobilità*,  $E/P$  è chiamato *campo elettrico ridotto*,  $E$  è l'intensità del campo elettrico,  $P$  è la pressione del gas. Lo stesso vale per gli elettroni, per cui avremo  $w^-$  come la velocità di deriva e  $\mu^-$  la loro mobilità, che non differisce molto da quella degli ioni positivi. Per gli elettroni la mobilità  $\mu^-$  è una funzione complicata del campo ridotto, poiché a causa della loro piccola massa, possono variare molto la loro velocità tra due urti successivi. In Tabella 2.3 abbiamo i valori delle velocità di deriva degli elettroni e degli ioni nei vari gas.

Possiamo notare che per uno stesso gas la velocità di deriva degli elettroni è molto maggiore rispetto a quella degli ioni, e lo stesso si ha per la mobilità, che per gli elettroni è tipicamente 1000 volte maggiore di quella degli ioni, per questo motivo la maggior parte dei rivelatori a gas, per ottenere una soluzione temporale più elevata, basano il loro funzionamento sulla raccolta degli elettroni, il cui tempo è dell'ordine dei microsecondi a confronto con i millisecondi del tempo di raccolta degli ioni.

Gas	$w_{\text{elettroni}}(\text{cm/s})$	$w_{\text{ioni}}(\text{cm/s})$
A	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^2$
He	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3$
Ne	$10^6$	$9 \cdot 10^2$
N <sub>2</sub>	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^2$
H <sub>2</sub>	$7 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^3$
95% A + 5% CO <sub>2</sub>	$3.5 \cdot 10^6$	-
CO <sub>2</sub>	$10^5$	-
CH <sub>4</sub>	$1.5 \cdot 10^6$	-

**Tabella 2.3:** Velocità di deriva di elettroni e ioni nei vari tipi di gas.

Nel grafico seguente è mostrata la dipendenza delle velocità di deriva in funzione del campo elettrico ridotto e del tipo di gas. Come possiamo notare, piccole variazioni della miscela di gas comportano grandi variazioni della velocità di deriva.

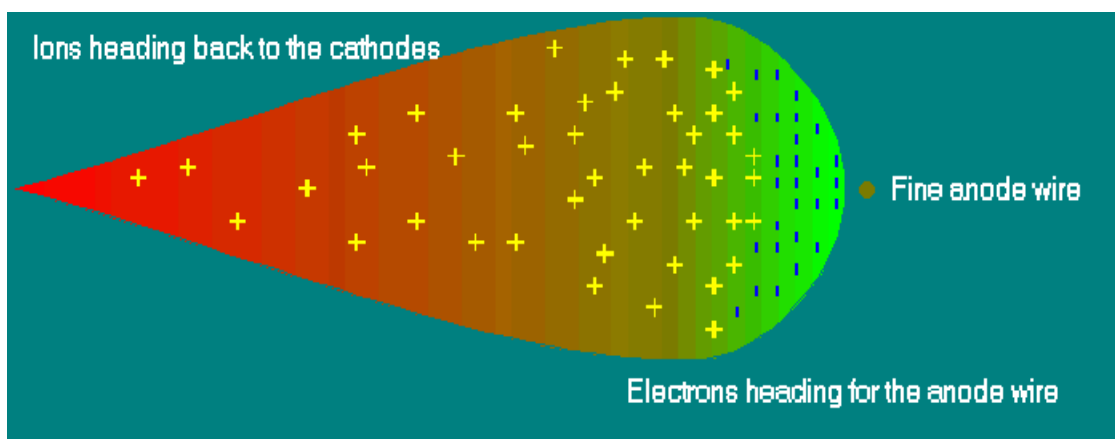


**Figura 2.2:** Velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico per le varie miscele di gas.

Valori tipici della mobilità degli ioni in un gas di massa media atomica sono attorno a  $(1\div 1.5) \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{atm} / \text{V} \cdot \text{s}$ , mentre alla pressione di  $70 \text{ mbar}$  e con un campo elettrico di  $10^4 \text{ V/m}$  (valori tipici di GARFIELD) si ha una velocità di deriva dell'ordine di  $(15\div 20) \text{ cm}/\mu\text{s}$ . La scelta del gas è molto importante da questo punto di vista: per l'apparato GARFIELD è stato scelto il  $\text{CF}_4$  puro (senza la presenza di altri tipi di gas), a causa dell'elevata mobilità degli elettroni e all'elevato potere di frenamento.

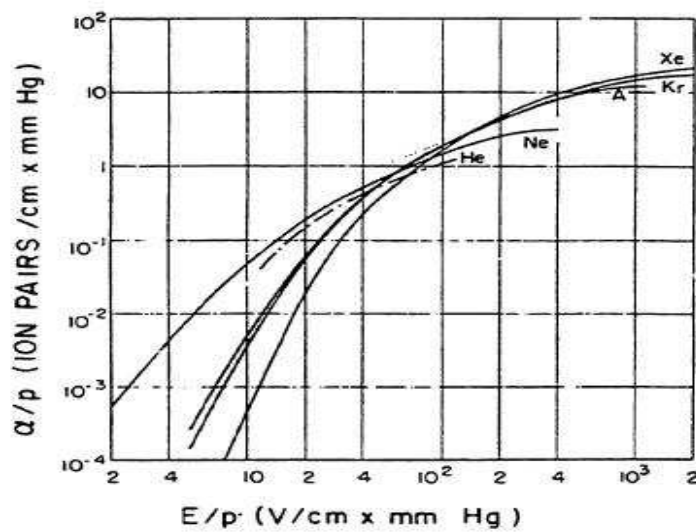
## 2.2.6 Processi di moltiplicazione a valanga

Quando in un gas vi è un campo sufficientemente elevato, gli elettroni prodotti da fenomeni di prima ionizzazione, accelerati lungo le linee di forza, possono acquistare energia cinetica sufficiente da superare la soglia di ionizzazione, in modo da creare essi stessi altre coppie ione-elettrone, i prodotti così ottenuti vengono detti *di seconda ionizzazione*. Questi a loro volta possono creare altri fenomeni di ionizzazione; tale processo viene detto *moltiplicazione a valanga*, e spazialmente si può rappresentare come una goccia d'acqua, come vediamo in Figura 2.3: gli ioni si trovano nella parte posteriore, mentre gli elettroni nella parte anteriore, poiché hanno mobilità e velocità di deriva maggiori.



**Figura 2.3:** Forma di una valanga dovuta ai vari stadi di ionizzazione, con gli ioni nella parte posteriore e gli elettroni nella parte anteriore.

Siamo interessati a conoscere quante coppie ione-elettrone vengono prodotte dopo un certo cammino  $x$  all'interno del gas. In questo caso abbiamo bisogno di conoscere il *libero cammino medio di ionizzazione*  $\lambda$ , definito come la distanza media tra due collisioni di ionizzazione successive, e il suo reciproco  $\alpha$ , detto *primo coefficiente di Townsend*, definito come il numero di ionizzazioni per unità di lunghezza, o anche come la probabilità di ionizzazione per unità di percorso, dipendente da campo elettrico ridotto  $E/P$  e dal tipo di gas. In Figura 2.4 abbiamo l'andamento di  $\alpha/P$  in funzione di  $E/P$ .



**Figura 2.4:** Primo coefficiente di Townsend in funzione del campo elettrico ridotto per alcuni gas nobili.

Se abbiamo un numero  $N_0$  di elettroni di prima ionizzazione, il loro aumento  $dN$  dovuto alle successive ionizzazioni, nella direzione del campo elettrico, è dato da:

$$dN = N \alpha dx \quad (2.7)$$

integrando lungo un percorso  $(x_1, x_2)$  sulla linea del campo, otteniamo:

$$N = N_0 \exp \left[ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.8)$$

in cui abbiamo tenuto conto del caso generale di un campo non uniforme, in cui  $\alpha$  è funzione della posizione,  $\alpha = \alpha(x)$ . Definiamo infine il *fattore di moltiplicazione*  $M$  come il rapporto tra gli elettroni prodotti in un certo percorso  $(x_1, x_2)$  e il numero di elettroni primari:

$$M = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.9)$$

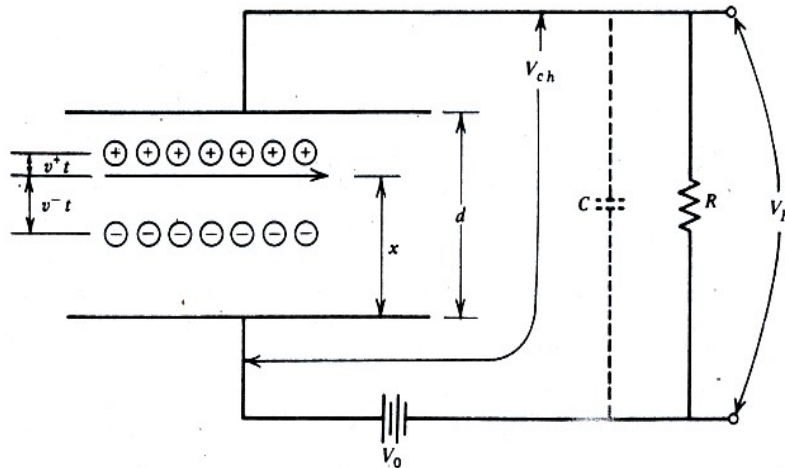
Il fenomeno della moltiplicazione a valanga rappresenta il regime del contatore proporzionale, in cui l'aumento di tensione provoca un aumento di energia sufficiente per gli ioni primari da innescare ulteriori ionizzazioni e quindi un aumento proporzionale del segnale.

Bisogna però fare attenzione ai fenomeni di moltiplicazione che possono avvenire all'interno del gas: nel caso dell'elettronica analogica, se i segnali sono troppo piccoli o troppo elevati, potrebbero non essere rivelati dal Convertitore Analogico Digitale ADC, poiché non rientrano nello stesso range.

### 2.2.7 Schematizzazione di una camera a ionizzazione

Poiché il principio di funzionamento di una camera a ionizzazione si basa sulla raccolta di carica elettrica prodotta in seguito alle reazioni, possiamo schematizzarla come un circuito elettrico in cui è presente un elemento capacitivo che permette la raccolta di carica e un elemento resistivo che rappresenta il segnale in uscita. Vediamo in Figura 2.5 lo schema del circuito, in cui si ha un recipiente a tenuta stagna riempito con del gas in cui vi sono degli elettrodi (piani paralleli) che creano un campo elettrico, il segnale elettrico è legato ad una variazione di tensione ai capi della resistenza di carico  $R$ : all'inizio non vi sono cariche di ionizzazione, quindi il segnale è nullo, ma nel momento in cui vi è il passaggio della radiazione, gli elettroni e gli ioni prodotti iniziano a migrare rispettivamente verso l'anodo e il catodo, inducendo delle cariche che riducono la tensione  $V_0$  applicata dall'esterno; la variazione di  $V_0$  è quindi proporzionale alla

tensione  $V_R$ ; quando tutte le cariche sono state raccolte, la tensione ai capi di  $R$  ritorna al suo valore iniziale in un periodo determinato dalla costante di tempo  $\tau = RC$ . Secondo i tipici valori delle velocità di deriva, su un percorso di qualche centimetro, i tempi di raccolta  $t^+$  e  $t^-$  sono dell'ordine dei  $\mu s$  per gli elettroni e dei  $ms$  per gli ioni. A causa di questa evidente differenza di tempo, si usa raccogliere il segnale in uscita degli elettroni (facendo in modo che il tempo caratteristico  $\tau = RC$  sia intermedio tra quello per gli ioni e quello per gli elettroni). I ritmi con cui avvengono i conteggi devono essere relativamente bassi ( $< kHz$ ), per evitare il problema del *pile up*, ovvero la sovrapposizione di segnali di eventi successivi.



**Figura 2.5:** Schematizzazione elettrica di una camera a ionizzazione.

Determiniamo la forma del segnale sulla resistenza di carico  $R$ .

Una particella ionizzante entra nella camera con direzione parallela ai due elettrodi, a distanza  $x_0$  dall'anodo, dopo aver ionizzato le molecole del gas, i prodotti di reazione vengono completamente raccolti dagli elettrodi senza che avvenga alcuna ionizzazione successiva. Possiamo ricavare la forma del segnale dal principio di conservazione dell'energia. L'energia necessaria a spostare le cariche di ionizzazione è ottenuta a spese dell'energia immagazzinata inizialmente nella camera e vale  $\frac{1}{2} CV_0^2$ ; dopo un

tempo  $t$  avremo che l'energia iniziale è uguale alla somma dell'energia assorbita dagli ioni, di quella assorbita dagli elettroni e di quella rimanente ai capi di  $C$ :

$$\frac{1}{2} CV_0^2 = N_0 e E v^+ t + N_0 e E v^- t + \frac{1}{2} CV_c^2 \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{2} C(V_0 + V_c)(V_0 - V_c) = n_0 e \left( \frac{V_c}{d} \right) (v^+ + v^-) t \quad (2.11)$$

con  $v^+ t$  e  $v^- t$  le distanze percorse rispettivamente dagli ioni positivi e dagli elettroni,  $E$  il campo elettrico all'interno della camera,  $N_0$  il numero di coppie ione-elettroni prodotti nella ionizzazione,  $V_c$  la tensione ai capi della camera al tempo  $t$ . Per ipotesi poniamo che la tensione ai capi della resistenza  $V_R = V_0 - V_c$  sia molto minore di  $V_0$ , per cui possiamo applicare l'approssimazione:

$$V_0 + V_c \approx 2V_0 \quad \frac{V_c}{d} \cong \frac{V_0}{d} \quad (2.12)$$

Applicando le opportune approssimazioni all'equazione precedente, possiamo ottenere il valore della tensione ai capi di  $R$  al tempo  $t$  generico, in cui gli elettroni non sono stati ancora del tutto raccolti e vediamo che il segnale è una funzione lineare del tempo:

$$V_R(t) = \frac{N_0 e}{dC} (v^+ + v^-) t \quad t < t^+, t^- \quad (2.13)$$

Dopo un certo periodo tutti gli elettroni saranno raccolti, quindi avremo come segnale di uscita:

$$V_R(t) = \frac{N_0 e}{Cd} (x_0 + v^+ t) \quad t^- < t < t^+ \quad (2.14)$$

in cui  $x_0$  è la distanza percorsa dagli elettroni (dalla posizione in cui è avvenuta la ionizzazione all'anodo), e  $v^+ t$  è la distanza percorsa dagli ioni dopo un tempo  $t$ , poiché essi hanno un tempo di raccolta maggiore rispetto a quello degli elettroni.

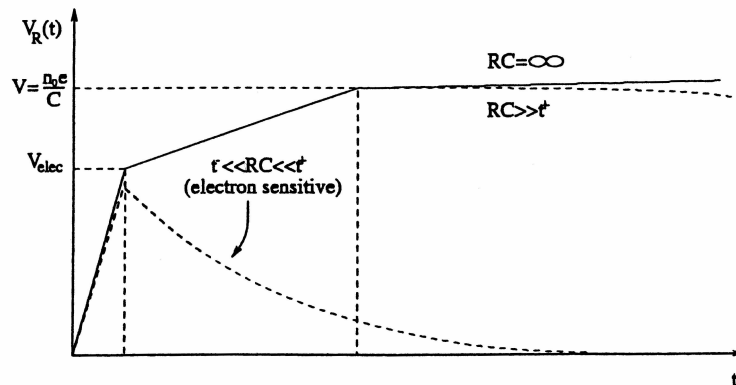
Quando anche gli ioni saranno raccolti, il segnale raggiungerà il suo valore massimo:

$$V_R^{MAX} = \frac{N_0 e}{C} \quad (2.15)$$

Queste considerazioni sono vere solo per tempi caratteristici  $\tau = RC$  molto maggiori dei tempi di raccolta  $t^+$  e  $t^-$ , ma nel caso reale  $\tau$  è maggiore di  $t^-$  e minore di  $t^+$ , quindi avremo in realtà un segnale massimo del tipo:

$$V_R^{MAX} = \frac{N_0 e}{Cd} x_0 + \frac{N_0 e}{d} v^+ R (1 - e^{-t^+/RC}) \quad (2.16)$$

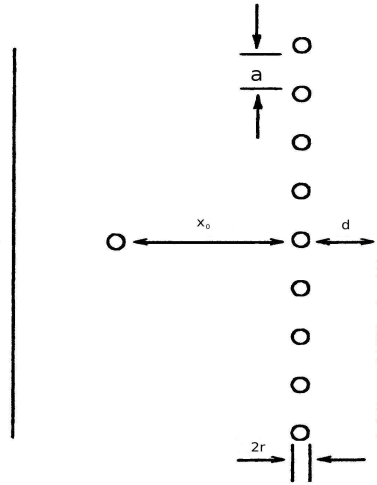
In Figura 2.6 è mostrato l'andamento della tensione ai capi di  $R$  per diversi valori di  $RC$ , notiamo l'andamento lineare iniziale del segnale, e il successivo andamento quasi costante in seguito alla raccolta completa della carica.



**Figura 2.6:** Andamento del segnale ai capi della tensione di carico  $R$  in funzione del tempo.

Abbiamo visto dall'equazione precedente che il segnale ottenuto dipende anche dalla posizione all'interno del gas in cui si ha la formazione delle coppie di ionizzazione, ciò provoca una dipendenza non lineare tra il segnale ottenuto e l'energia rilasciata dalla radiazione ionizzante. Questo problema può essere risolto ponendo tra anodo e catodo una griglia metallica, chiamata *griglia di Frisch*, che scherma l'anodo in modo tale che il segnale prodotto non risenta delle cariche presenti all'interno del gas finché non vengono raccolte tutte quelle degli elettroni. Mostriamo una schematizzazione della

griglia di Frisch in Figura 2.7, in cui  $d$  è la distanza tra l'anodo e la griglia e  $x_0$  la distanza percorsa dagli elettroni dal punto della ionizzazione alla griglia di Frisch.



**Figura 2.7:** Schematizzazione della griglia di Frisch.

Finché gli elettroni non hanno attraversato la griglia di Frisch, non vi sarà alcun segnale ai capi di  $R$ , che risulterà essere:

$$V_R(t) = \frac{N_0 e}{C d} v^{-t} \quad (2.17)$$

con un valore massimo:

$$V_R^{MAX} = \frac{N_0 e}{C} \quad (2.18)$$

che vediamo risulta essere uguale all'equazione 2.15, abbiamo quindi ottenuto l'indipendenza del segnale dalla posizione, che dipende solo dal numero di elettroni che hanno attraversato la griglia, oltre che dal valore  $C$ .

E' stato dimostrato che il rapporto tra il campo elettrico presente nella regione tra la griglia e il catodo  $E_{g-c}$  e quello presente nella regione tra griglia e anodo  $E_{g-a}$  deve

dipendere dalla geometria e dalla posizione dei fili componenti la griglia, in modo che:

$$\frac{E_{g-a}}{E_{g-c}} \geq \frac{1 + 2\pi \frac{r}{a}}{1 - 2\pi \frac{r}{a}} \quad (2.19)$$

in cui  $r$  è il raggio dei fili che compongono la griglia, mentre  $a$  è la loro distanza.

I valori del raggio dei fili  $r$  e della loro distanza  $a$  costituenti le griglie di Frisch utilizzate in GARFIELD e il valore del rapporto tra i due campi sono:

$$r = 15 \mu m \quad a = 1.27 mm \quad (2.20)$$

$$\frac{E_{g-a}}{E_{g-c}} \geq 1.16 \quad (2.21)$$

## 2.3 Descrizione dell'apparato GARFIELD

### 2.3.1 Introduzione

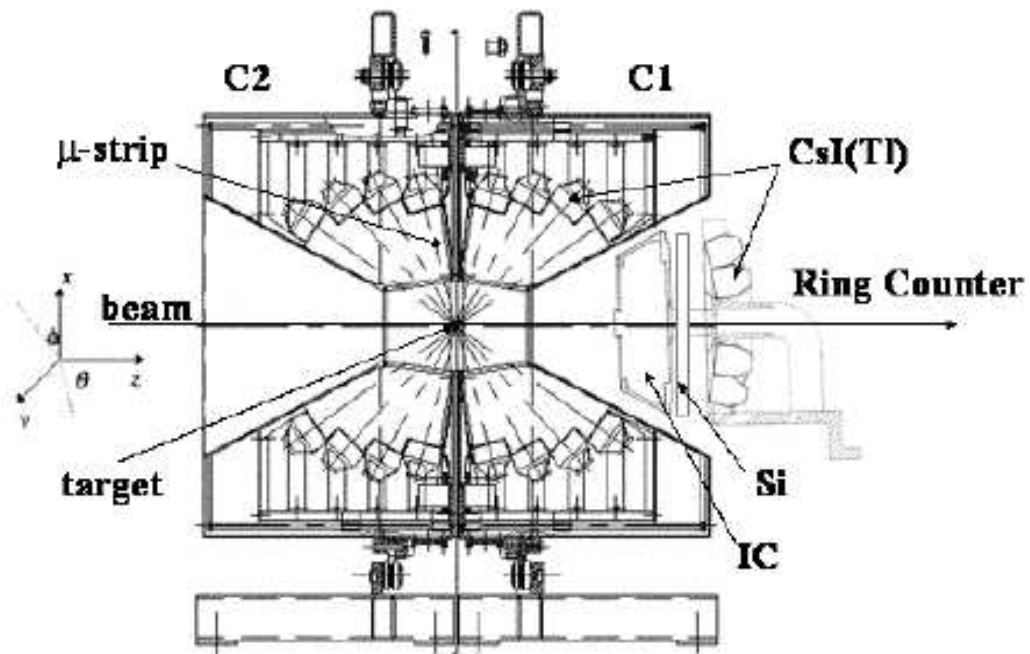
Per la costruzione dell'apparato GARFIELD è stato tenuto conto di diversi fattori: innanzitutto lo scopo principale è di rivelare prodotti di collisione a energie comprese tra 5 e 20 MeV. In questo intervallo i prodotti occupano un grande range energetico, con carica e numero atomico che vanno dai valori dei protoni ai valori del proiettile+bersaglio e i fasci incidenti hanno angoli di emissione che possono spaziare tutto l'angolo solido. Di tutte queste caratteristiche è stato tenuto conto per la costruzione.

Come abbiamo detto precedentemente, GARFIELD rappresenta un insieme di telescopi di rivelatori, in cui vi sono due tipi di rivelatori disposti in successione, camere a deriva con lettura a microstrip e cristalli di ioduro di cesio attivati al tallio.

L'apparato è costituito da due camere a deriva contrapposte a simmetria cilindrica

racchiuse in recipienti metallici a tenuta stagna; esse vengono indicate come camera  $C_1$  e camera  $C_2$ , e hanno il compito di rivelare i prodotti di ionizzazione con direzioni del moto comprese rispettivamente tra  $30^\circ < \theta_{lab} < 85^\circ$  e  $95^\circ < \theta_{lab} < 150^\circ$ , con  $\theta_{lab} = 0$  corrispondenti a verso e direzione del fascio. In Figura 2.8 possiamo vedere la disposizione delle due camere  $C_1$  e  $C_2$ .

La camera  $C_1$  copre un angolo azimutale di  $0^\circ < \varphi < 360^\circ$  mentre la camera  $C_2$  copre un angolo  $0^\circ < \varphi < 70^\circ$  e  $110^\circ < \varphi < 360^\circ$ . Nella regione in avanti può essere inserito un ulteriore rivelatore, chiamato *ring counter*, adatto alla rivelazione dei frammenti simili e quelli degli ioni incidenti (quasi-proiettile), componendo quindi un multirivelatore a tre stadi, con il primo stadio rappresentato da una camera a ionizzazione, il secondo dal rivelatore al Si e il terzo dal CsI(Tl). Per la presa dati analizzati in questa tesi, il ring counter non era presente, quindi non approfondiamo la sua descrizione.

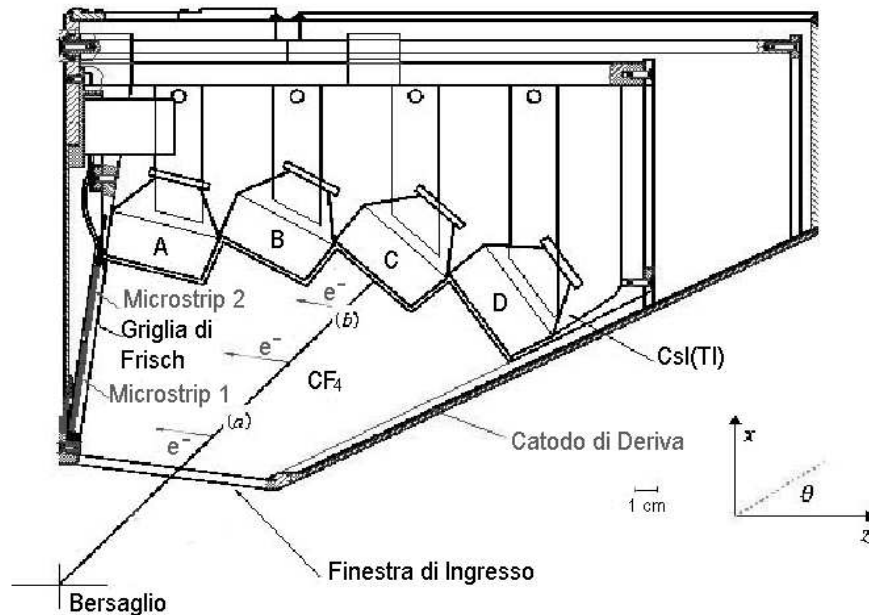


**Figura 2.8:** Schema delle due camere  $C_1$  e  $C_2$ .

Le camere  $C_1$  e  $C_2$  sono costituite rispettivamente da 24 e 21 settori, ognuno dei quali

contiene quattro rivelatori al CsI(Tl) e un rivelatore a microstrip, disposto perpendicolarmente all'asse del cilindro, come vediamo in Figura 2.9. Ogni rivelatore al CsI(Tl) copre un intervallo angolare in  $\theta$  di circa  $15^\circ$ , in modo che quattro scintillatori disposti in sequenza possano fornire una buona copertura angolare, per permettere di rivelare prodotti di reazione con la maggior variazione angolare possibile.

Nella zona tra le due camere  $C_1$  e  $C_2$ , sull'asse dei cilindri, è disposto il bersaglio, il cui piano è perpendicolare alla direzione del fascio, che può essere cambiato dall'esterno a seconda delle esigenze per mezzo di una movimentazione del porta-bersaglio. I prodotti di reazione possono essere rivelati dalla camera  $C_1$  o  $C_2$  a seconda dell'angolo di emissione del fascio. In ogni caso il processo è lo stesso: la particella carica entra nella camera attraverso una finestra d'ingresso, ionizzando delle molecole di gas all'interno (nel nostro caso abbiamo  $CF_4$ ), e se ha energia sufficiente, riesce ad attraversarlo completamente finché si ferma nel cristallo di CsI(Tl), in cui perde tutta la sua energia residua. Le microstrip hanno quindi il compito di registrare la perdita di energia delle particelle incidenti nel gas della camera e danno delle informazioni sui tempi di deriva, mentre i cristalli al CsI(Tl) misurano l'energia residua della particella che viene persa nel momento in cui si ferma al loro interno.



**Figura 2.9:** Vista laterale di un settore di una camera.

E' necessario, per consentire un corretto funzionamento della camera, che il gas venga continuamente cambiato, in modo tale che gli ioni prodotti non alterino il campo elettrico o creino processi di ricombinazione con gli elettroni per evitare alterazioni del segnale prodotto. Per questo vi è un flusso di gas “nuovo” che entra nella camera attraverso un distributore posto nel cono in Figura 2.10 e di gas “vecchio” che viene aspirato in prossimità delle microstrip.

Descriveremo successivamente i rivelatori e vedremo come vengono trattati i segnali in uscita dalle microstrip e dai CsI(Tl).

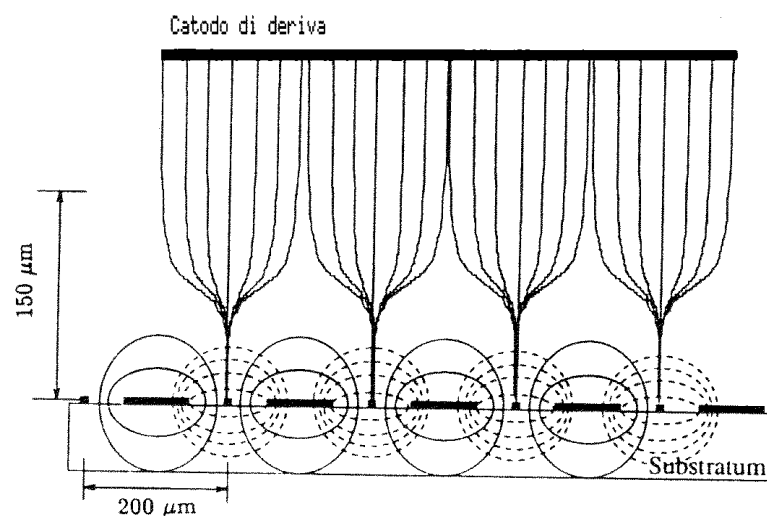


*Figura 2.10: Cono della camera  $C_1$ , che forma il catodo di deriva della camera e rende il campo uniforme. Notiamo inoltre la sua ulteriore funzione di immettere nuovo gas attraverso dei tubi.*

### **2.3.2 MicroStrip Gas Chamber (MSGC)**

I rivelatori a microstrip sono formati da strisce di elettrodi disposti su una base semiconduttrice o isolante, ognuna delle quali rappresenta un singolo rivelatore, e ciò permette una buona risoluzione spaziale e temporale rispetto ai rivelatori continui, ognuno dei quali rappresenta un singolo rivelatore, a differenza delle MS, i cui unici

limiti sono la larghezza degli elettrodi ( $10 \div 60 \mu\text{m}$ ) e il loro numero. In definitiva le condizioni principali che devono soddisfare le microstrip sono una risposta veloce ai segnali, una buona risoluzione spaziale e la capacità di rispondere anche ad alti flussi di radiazione, e tali requisiti possono essere realizzati grazie all'alternarsi di catodi e anodi di larghezze rispettivamente dell'ordine di  $100 \mu\text{m}$  e  $10 \mu\text{m}$  il cui passo è di  $200 \mu\text{m}$ . Questo impedisce la repulsione tra gli anodi ( a differenza di quanto avviene per le MWPC (camere proporzionali a multifili), in cui vi sono fili anodici in mezzo a due piastre catodiche. Il campo elettrico viene poi creato per mezzo di un elettrodo posto parallelamente alla microstrip. Il fatto che i fili siano disposti su una base semiconduttrice o isolante, diminuisce l'effetto di moltiplicazione a valanga che altera la raccolta di carica. Nella Figura 2.11 vediamo come sono disposte le linee del campo elettrico in prossimità della microstrip.



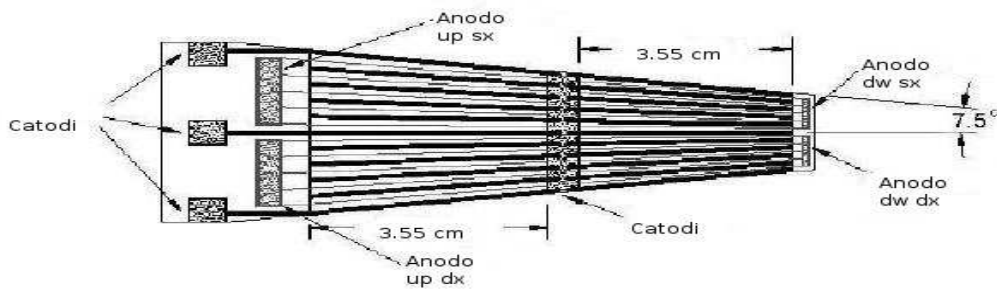
**Figura 2.11:** Linee di deriva degli elettroni (linee continue) e degli ioni positivi (linee tratteggiate) prodotti in prossimità della microstrip.

Vediamo i principi di funzionamento di una microstrip.

Ad una distanza di  $3 \div 10 \text{ mm}$  dalla microstrip, che funge da anodo, viene disposto un catodo, il campo elettrico così prodotto può essere suddiviso in due componenti: la

prima corrispondente alle linee di forza generate tra il catodo e la microstrip, la seconda corrispondente al campo generato tra gli anodi e i catodi contigui nella microstrip, più intensa, che produce un effetto di moltiplicazione a valanga, per cui gli elettroni prodotti vengono raccolti dalle strisce anodiche, generando un segnale in uscita proporzionale al numero di elettroni prodotti e quindi all'energia persa dalla particella in seguito alla ionizzazione. Gli ioni positivi vengono invece raccolti dalle strisce catodiche, ma poiché il tempo di deriva è molto maggiore rispetto a quello per gli ioni, la carica raccolta sui catodi non viene usata come segnale in uscita. Durante l'effetto della valanga, gli ioni positivi che si sviluppano attorno agli anodi e che migrano verso i catodi, possono impiantarsi nel substrato isolante su cui sono montate le strisce, creando un accumulo di carica positiva che modifica le linee del campo: per evitare questo effetto, nella parte posteriore del substrato si aggiunge un altro elettrodo, detto *elettrodo di backplane*, che viene portato alla stessa tensione degli anodi, in modo tale che le linee di forza non attraversino la superficie del substrato, impedendo agli ioni di avvicinarsi.

In Figura 2.12 possiamo vedere l'alternanza di strisce catodiche e anodiche; a differenza del normale utilizzo delle MS che fornisce singoli segnali indipendenti, gli anodi sono raggruppati in modo tale da formare quattro zone in cui viene raccolto il segnale, che hanno una lunghezza di  $3.55\text{ cm}$  e larghezza  $10\ \mu\text{m}$ . I catodi, che sono tutti collegati tra loro, possono essere larghi da  $85$  a  $190\ \mu\text{m}$  per le “MS Up” e da  $85$  a  $140\ \mu\text{m}$  per le “Down”, e sono posti a massa: ciascuna piastrina infatti è divisa elettricamente in quattro parti, due più larghe, indicate convenzionalmente come “MS Up Left” e “MS Up Right” (rispettivamente in alto a sinistra e a destra, microstrip 2 in Figura 2.9), e due più strette “MS Down Left” e “MS Down Right” (in basso a sinistra e a destra, microstrip 1 in Figura 2.9), in cui per la parte “up” o “down” si intende quella più lontana o più vicina al fascio, mentre per “left” o “right” si intende la posizione della piastrina (Figura 2.12) osservata di fronte. Ad una distanza di  $3.7\text{ mm}$  viene posizionata una griglia di Frisch del tipo di quella descritta precedentemente, per impedire che vi siano segnali dovuti a cariche lontane dalla microstrip, e che quindi che vi sia un segnale in uscita prima dell'effettiva raccolta.



**Figura 2.12 :** Piastrina di una microstrip.

Il campo di deriva che permette la mobilitazione degli elettroni verso le microstrip è generato da un partitore di tensione costruito tenendo conto della forma irregolare delle due camere e della necessità di creare un campo uniforme che possa permettere agli elettroni di avere una velocità di deriva costante ma anche abbastanza elevata, per evitare effetti di ricombinazione. Il valore risulta quindi essere di  $1 \text{ V/cm} * \text{Torr}$ , e tenendo conto della distanza tra catodo e griglia di  $15 \text{ cm}$  e pressione del gas di  $70 \text{ mbar}$ , si ha una differenza di potenziale di  $290 \text{ V}$ .

Per esaudire queste richieste il partitore di tensione è stato realizzato nel seguente modo: sul cono presente in Figura 2.10, di cui abbiamo parlato per le sue funzioni di riciclo del gas, vengono poste delle strisce di rame sulla superficie di stesalite che copre il distributore del gas, collegate l'una con l'altra da resistenze da  $1 \text{ M}\Omega$ . La tensione del cono è di  $1072 \text{ V}$ . Sulla finestra di ingresso di mylar dello spessore di  $3 \mu\text{m}$  sono depositate per evaporazione 20 piste parallele di oro spaziate di  $4 \text{ mm}$  e collegate tra loro da resistenze di  $2 \text{ M}\Omega$ , e la tensione della finestra è di  $643 \text{ V}$ , lo stesso si ha per i rivelatori al cesio, in cui la distanza tra le piste dipende dal cristallo, poiché la forma della zona è a gradini, e in cui la catena resistiva prosegue, attraverso parti in stesalite sulla quale sono state incise piste di rame, anche nella regione parallela alle facce laterali del CsI, che congiungono un cristallo all'altro. Si ha così per ciascun settore una resistenza complessiva di circa  $82 \text{ M}\Omega$ . Questa catena resistiva permette di avere all'interno della camera un campo elettrico uniforme.

### 2.3.3 Cristalli di ioduro di cesio CsI(Tl)

I rivelatori in cui la particella ionizzante fermandosi perde tutta la sua energia residua sono costituiti da cristalli di ioduro di cesio CsI drogato con il tallio (Tl). Questo permette di produrre una luce di fluorescenza quando vengono colpiti da una particella carica o da radiazione  $\gamma$ . I cristalli vengono accoppiati a fotodiodi che convertono la luce in un segnale elettrico e si adattano meglio allo spettro di emissione del CsI rispetto ai fotomoltiplicatori, cioè l'*efficienza quantica*, definita come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti dal fotodiodo o fotomoltiplicatore e il numero di fotoni incidenti sullo stesso, è maggiore per il fotodiodo che per il fotomoltiplicatore.

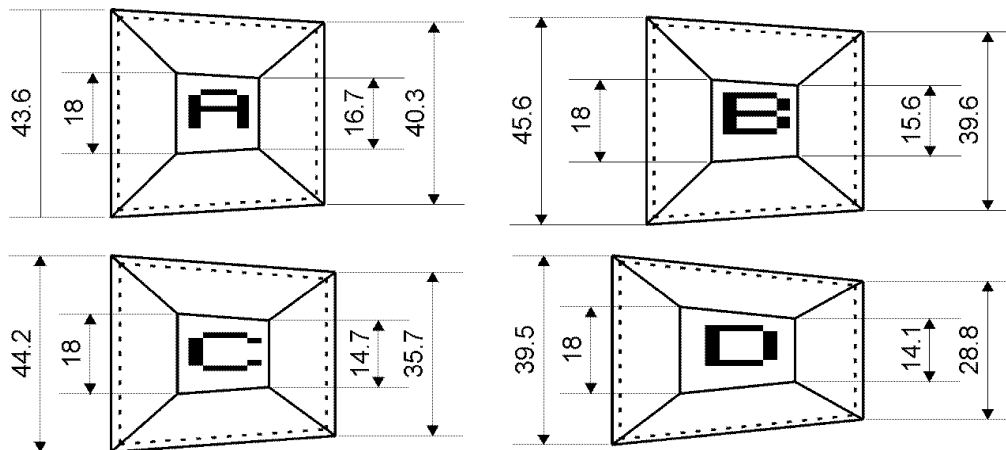
Uno scintillatore ideale per la rivelazione di particelle cariche o radiazione  $\gamma$  deve rispondere alle seguenti caratteristiche:

- convertire l'energia che la particella rilascia al suo interno in un segnale luminoso che verrà poi trasformato opportunamente in segnale elettrico;
- il segnale luminoso dovrebbe essere proporzionale all'energia depositata su un intervallo di energie il più ampio possibile;
- il mezzo dovrebbe essere trasparente per la luce emessa, in modo da non alterare l'intensità del segnale;
- il tempo di decadimento della luminescenza indotta dovrebbe essere il più breve possibile in modo che non si sovrappongano due segnali luminosi successivi.

Per la scelta dei cristalli bisogna valutare anche l'invecchiamento, in modo che il danneggiamento dovuto alla radiazione incidente e l'umidità, che potrebbe sciogliere il cristallo, siano i minori possibili.

Nell'apparato GARFIELD sono presenti quattro cristalli in ogni settore, per un totale di 96 cristalli nella camera C1 e 84 nella camera C2.

In ogni settore le dimensioni di ogni cristallo variano per forma e dimensioni a seconda dell'angolo di osservazione che ricoprono, come riportato in Figura 2.13, e sono posti in modo tale che la faccia sensibile sia perpendicolare alla direzione della particella incidente con un angolo corrispondente al centro dello scintillatore.



**Figura 2.13:** Dimensioni e forme dei vari CsI(Tl) in un singolo settore. La forma A corrisponde al cristallo più vicino alla microstrip, la forma D al cristallo più vicino al catodo.

## 2.4 L'elettronica e il trattamento dei segnali analogici

Vediamo ora come vengono effettuate le misure con l'utilizzo dell'elettronica analogica, che risulta alquanto complessa a causa dei diversi passaggi fino all'effettiva misura.

Per effettuare le misure viene usato un fascio in cui gli ioni proiettile sono raggruppati in pacchetti (*burst*), ognuno contenente circa 10000 ioni, con una corrente media di qualche pA. La larghezza temporale è di 1 ns, mentre la distanza temporale tra un pacchetto e il successivo è di  $T = 200$  ns o un suo multiplo, per cui si ha una frequenza massima di 5 MHz. Tale fascio viene pulsato da un segnale di RF, che fornisce anche il tempo di riferimento per l'arrivo degli ioni incidenti sul bersaglio e per quello dei prodotti di reazione sui rivelatori. Il periodo scelto quando sono stati presi i segnali è di 800 ns, cioè è presente un *chopper* che lascia passare un impulso e taglia i tre successivi, in modo tale da considerare il segnale di un pacchetto di ioni su quattro.

Consideriamo ora un singolo telescopio di rivelatori, poiché per ognuno di essi la catena elettronica si ripete e ci riferiamo alla Figura 2.14.

I segnali provenienti dal CsI e dalla MS vengono raccolti da due preamplificatori di carica posti all'interno delle camere per ridurre fisicamente le lunghezze dei cavi e

quindi il rumore sul segnale. Le uscite vengono inviate a due moduli distinti di un amplificatore a 16 canali, ciascuno dei quali genera tre tipi di segnali: un segnale negativo con formazione rapida e due segnali positivi con formazione unipolare gaussiana. I due segnali positivi vengono detti *segnale LG* ( *Low Gain*, di basso guadagno) e *segnale HG* ( *High Gain*, di alto guadagno), che differiscono solo per il fattore di amplificazione: il segnale di alto guadagno permette di avere una buona risoluzione per bassi valori di energia, mentre il segnale a basso guadagno anche per i valori più alti. I segnali analogici vengono inviati all'ingresso di un *Convertitore Analogico Digitale*, ADC, a 32 canali, che memorizza i dati ricevuti. Il trattamento del segnale a rapida formazione è differente per la MS e il CsI: per la MS abbiamo una formazione di 100 ns, mentre per il CsI è di 400 ns, ciò è dovuto al tempo di salita per i segnali che risulta maggiore per gli scintillatori CsI(Tl). Il segnale veloce della MS, utile per la misura dei tempi di deriva, viene inviato a un *Discriminatore a Frazione Costante*, CFD, a 16 canali, che produce un segnale logico in uscita che viene ritardato e fornisce il segnale di STOP di un *Convertitore Digitale dei Tempi* a 32 canali, TDC.

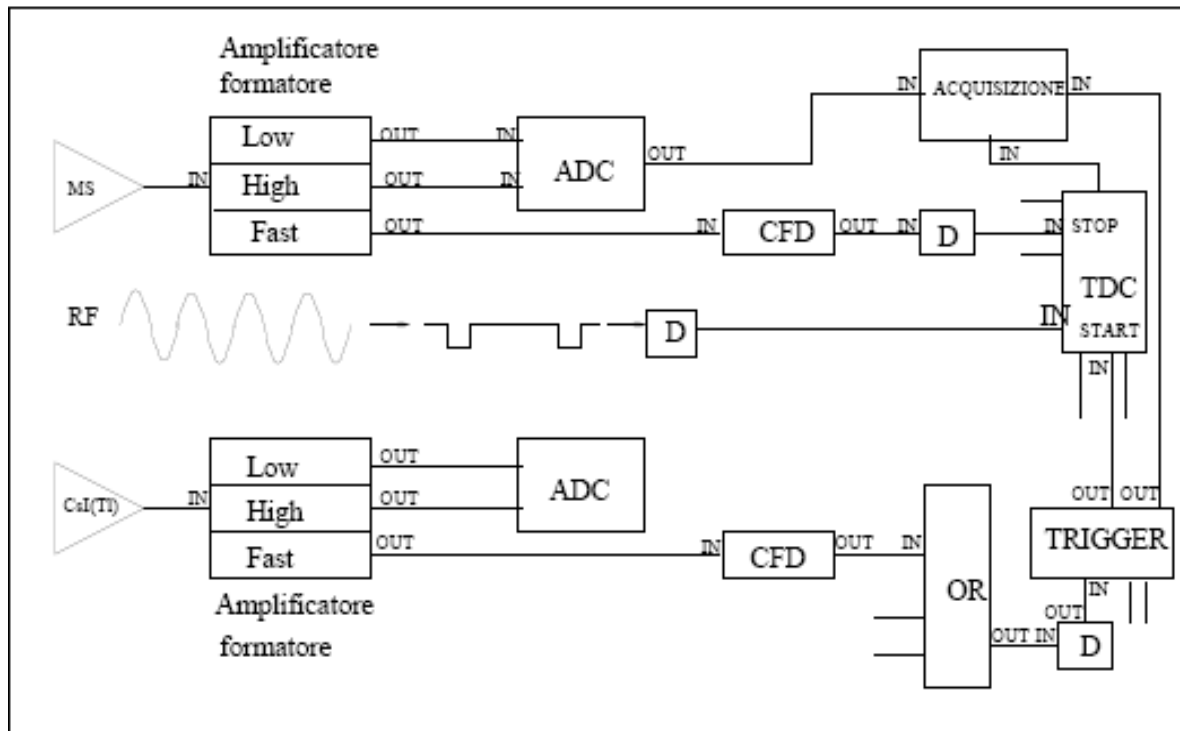
Il segnale veloce del CsI invece entra in un OR generale di tutti i cesi, e genera quindi alcuni dei segnali di trigger.

I tempi di deriva per la camera vengono calcolati utilizzando i TDC, che calcolano l'intervallo di tempo tra un segnale di START e uno di STOP. Il segnale di START è dato dal segnale di trigger, formato a sua volta da segnali veloci provenienti dai vari rivelatori in OR tra di loro, mentre il segnale di STOP è fornito da un segnale proveniente da un singolo canale CFD che determina l'istante di arrivo degli elettroni sulle strisce anodiche della microstrip

Il trigger è un dispositivo scelto opportunamente per selezionare certi tipi di eventi a seconda degli obiettivi sperimentali oltre ad eliminare la raccolta del rumore dei segnali. Nel nostro caso siamo interessati all'analisi di eventi in seguito a reazioni nucleari, quindi viene scelto un opportuno dispositivo che elimina i segnali derivati da collisioni di tipo elastico. Nelle collisioni da noi analizzate l'angolo massimo per cui vi è un urto elastico è di 30°, per cui il proiettile diffuso elasticamente in avanti non investe il rivelatore GARFIELD e il nucleo bersaglio rincula ad angoli da esso sottesi con un'energia tale da non riuscire a raggiungere nemmeno la finestra di mylar di 6 µm.

In questi casi viene scelto quindi un trigger di “OR”, corrispondente al passaggio di almeno una particella che abbia superato la soglia energetica da produrre un segnale nel CsI: i segnali a rapida formazione dei CsI vengono inviati agli ingressi dei CFD i cui segnali entrano nella porta OR; quando una particella carica attraversa il gas e si ferma in uno dei CsI, tale rivelatore produce un segnale a rapida formazione, l’uscita dell’OR produce il segnale di trigger, che costituisce il segnale di START per gli ADC e i TDC: viene stabilito l’inizio dell’evento e vengono prese le misure di tempo ed energia. Per ottenere il maggior numero di informazioni possibili è necessario selezionare più trigger, in modo tale da avere diversi tipi di prodotti di reazione e quindi da poter spaziare su tutto l’insieme di reazioni possibili.

I dati analizzati in questa tesi sono stati invece presi per mezzo di un oscilloscopio digitale, di cui parleremo nel prossimo capitolo.



**Figura 2.14:** Catena dell'elettronica analogica per un settore di GARFIELD.

## Capitolo 3

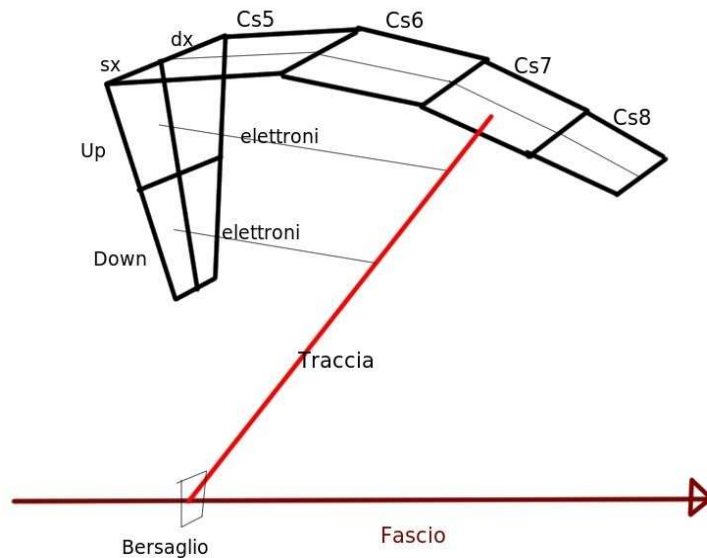
# Identificazione di massa e carica delle particelle prodotte

### 3.1 Introduzione

In questo capitolo accenniamo alla calibrazione in energia e carica delle particelle rivelate dal nostro apparato. In realtà si tratta di un argomento complesso, oltre ai metodi standard, nuovi metodi sono in fase di sviluppo e si cerca di trovare sempre nuovi algoritmi che diano una identificazione delle particelle emesse nel modo più preciso e completo possibile. Tale argomento non è oggetto della tesi, ma verrà esposto perché sarà utile per misurare i tempi di deriva degli ioni prodotti, e quindi gli angoli di emissione delle particelle rivelate. Per questo scopo ci siamo interessati soprattutto all'analisi dei tempi di deriva delle particelle alfa, che risultano essere il maggior prodotto di reazione.

### 3.2 I segnali di energia in uscita

Prima di analizzare i grafici delle energie rilasciate nelle microstrip e nel CsI, descriviamo brevemente le grandezze in gioco. Facciamo riferimento alla Figura 3.1: una particella attraversa un dato settore di GARFIELD (da 1 a 24), l'energia rilasciata lungo il percorso in seguito ai processi di ionizzazione, viene raccolta successivamente da due microstrip, o entrambe di destra o entrambe di sinistra, e successivamente la particella, avente energia cinetica minore, si ferma in uno dei CsI, in cui viene quindi rilasciata tutta la sua energia finale. Indichiamo con  $E_5$ ,  $E_6$ ,  $E_7$  e  $E_8$  le energie residue rispettivamente dei cesi 5, 6, 7 e 8.



**Figura 3.1:** Traccia nella camera a gas di una particella ionizzante, la cui energia rilasciata viene segnalata nelle MS Up sinistra (us) e Down sinistra (ds).

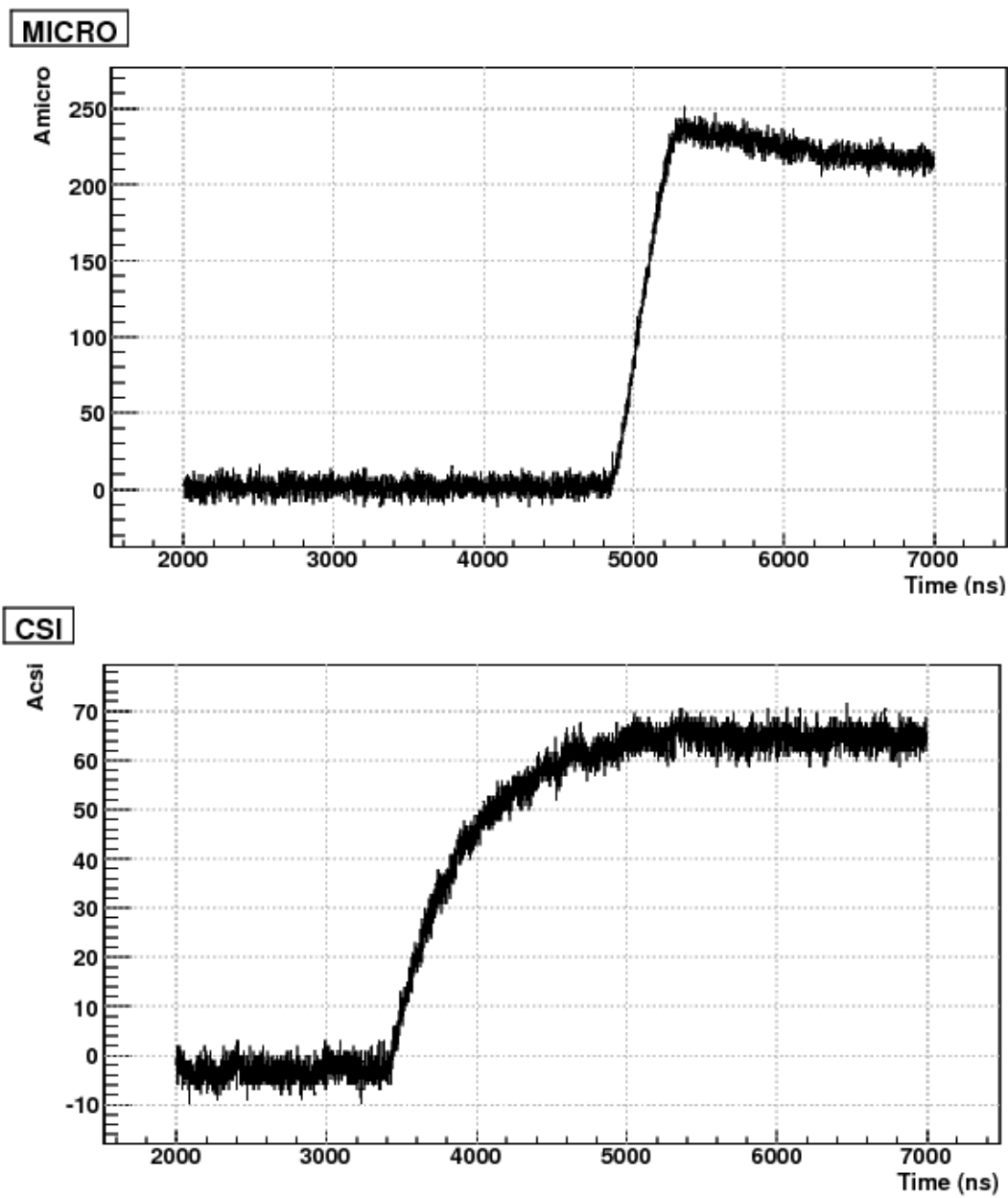
I dati corrispondenti ad una microstrip ed a tre rivelatori CsI sono stati raccolti in diverse serie di misure tramite un oscilloscopio digitale con frequenza di campionamento di 1 GHz a 8 bit e registrati su disco per la successiva analisi. Nelle diverse misure eseguite è stata cambiata la microstrip ed i CsI nei quattro canali dell'oscilloscopio. Una pre-analisi dei segnali è stata effettuata e per ognuno di essi è stato ricavato un valore corrispondente all'energia raccolta per ogni elemento, e i valori dei tempi al 20% e all'80% dell'ampiezza del segnale.

È stata definita quindi una n-tupla, per la successiva analisi, contenente i valori determinati e cioè:

1. le energie residue nei cesi in cui si fermano le particelle,  $E_5, E_6, E_7$  e  $E_8$
2. il tempo corrispondente al 20% e all'80% dell'ampiezza del segnale per le microstrip e per i vari cesi
3. le energie raccolte dalla microstrip in seguito al passaggio dello ione.

In Figura 3.2 è mostrato un esempio dei due segnali che sono stati analizzati per la

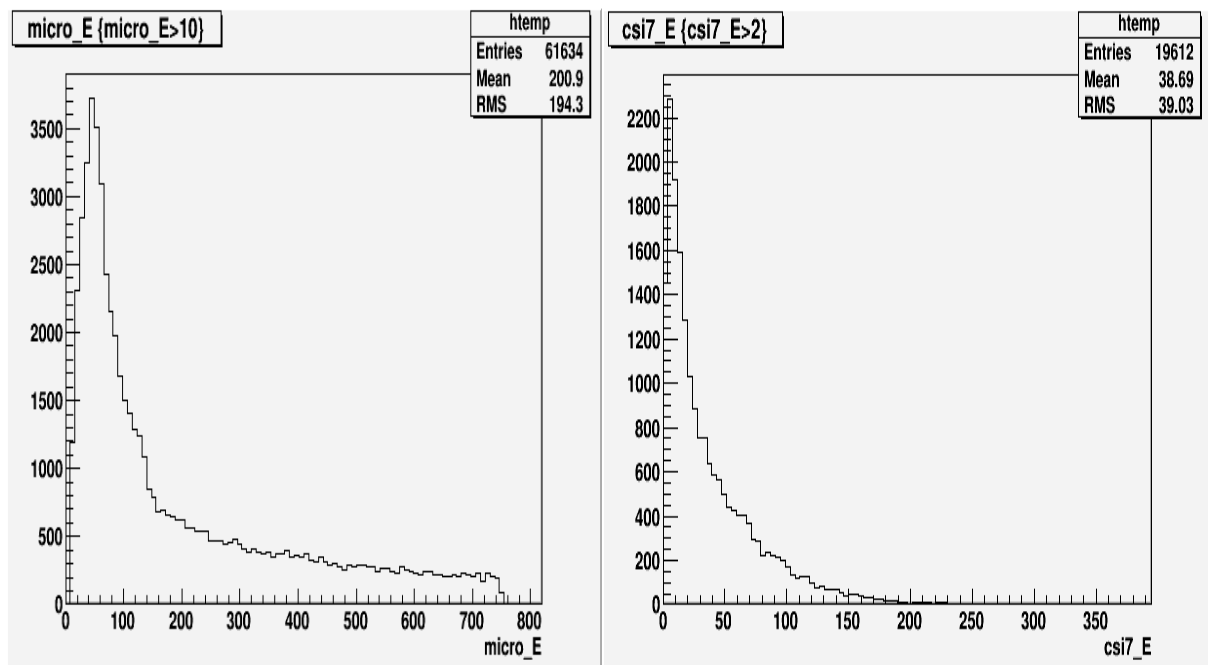
microstrip e uno dei CsI.



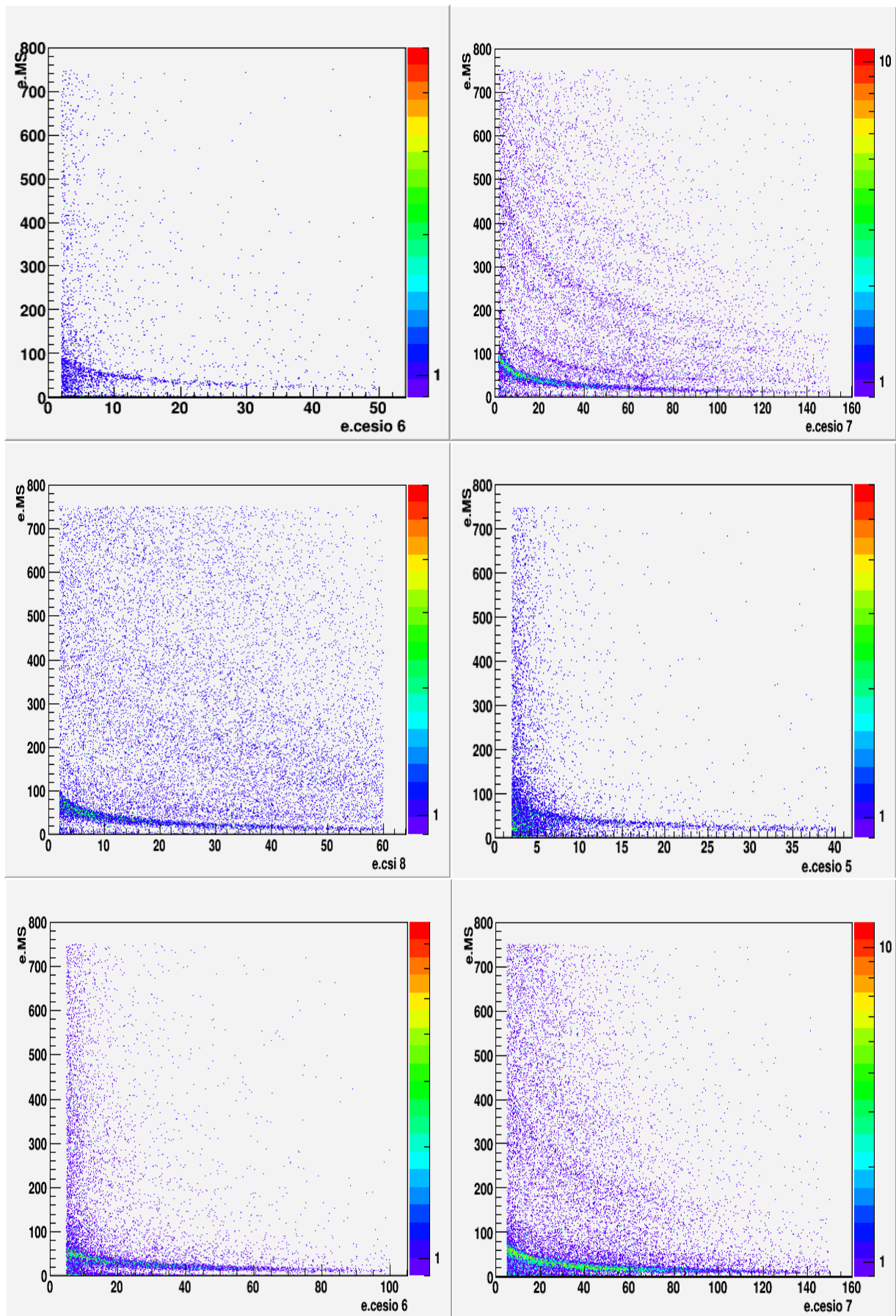
*Figura 3.2: Esempio di segnali analizzati rispettivamente per la MS e per un CsI.*

### 3.3 Identificazione delle particelle rivelate: la matrice $\Delta E - E$

Come abbiamo detto precedentemente, l'identificazione delle specie nucleari prodotte è oggetto di studio e utile per poter approfondire la teoria sui vari meccanismi di reazione tra ioni pesanti. A questo scopo si utilizza proprio un telescopio di rivelatori, come abbiamo visto precedentemente, ossia vari rivelatori posti in successione, in ognuno dei quali la radiazione ionizzante perde parte della sua energia, finché non viene fermata completamente. In Figura 3.3 sono mostrati ad esempio gli spettri in singola delle energie depositate nelle microstrip e nel cesio 7, sommando insieme diversi run.



*Figura 3.3: Spettro di energie depositate nella microstrip e nel CsI(Tl) 7.*



*Figura 3.4 : Matrici  $\Delta E-E$  per i cesi 6 - 7 - 8 (run 12-24) e cesi 5 - 6 - 7 (run 30-105).*

Per quanto riguarda lo spettro dell'energia nelle microstrip, è presente un picco verso bassi valori di energia, in quanto le particelle leggere, che perdono poca energia, rappresentano il maggior numero dei prodotti di reazione. Si ha poi una decrescita graduale delle energie dai valori più bassi a quelli più alti.

Ora consideriamo la relazione tra l'energia raccolta nella microstrip e quella residua depositata nel cesio. In Figura 3.4 sono presentate le matrici  $\Delta E-E$  per i cesi 6, 7 e 8 e le matrici per i cesi 5, 6, 7, infatti, come già detto, si hanno solo quattro canali di campionamento, per cui nei primi run sono stati acquisiti i dati relativi al CsI 8, sostituito dopo dai dati relativi al cesio 5.

Per ottenere degli algoritmi in grado di identificare le particelle prodotte, si è partiti dallo studio sulla perdita di energia dei protoni nella materia omogenea, cioè formata da un solo elemento chimico con densità costante in tutto il volume.

Attraverso studi teorici si è arrivati a costruire algoritmi in grado di descrivere la perdita di energia di particelle cariche nella materia.

La formula che descrive la perdita di energia è quella di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{mv^2} \left[ \log\left(\frac{2mv^2}{I}\right) + \log\left(\frac{1}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} \right] \quad (3.1)$$

dove  $m$  ed  $e$  sono la massa e la carica dell'elettrone,  $\beta = v/c$  con  $v$  e  $c$  le velocità dell'elettrone e della luce,  $Z_1$  e  $Z_2$  rispettivamente i numeri atomici della particella proiettile e del bersaglio,  $I$  è il potenziale medio di eccitazione, che può essere ricavato da:

$$I = I_0 Z_2 \quad (3.2)$$

con  $I_0 \cong 10 \text{ eV}$ .

Per le basse energie invece, poiché la perdita di energia più rilevante avviene nell'urto con gli elettroni, si usa il modello statistico dell'atomo di Thomas-Fermi:

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^{1/6} 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/2}} \frac{v}{v_0} \quad (3.3)$$

in cui  $v$  è la velocità del proiettile,  $a_0$  e  $v_0$  sono il raggio dell'atomo di idrogeno di Bohr e la velocità di Bohr. Per avere un'unica formula che approssimi la perdita di energia dei

protoni, si utilizza la formula:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} = \left(\frac{dE_{LOW}}{dx}\right)^{-1} + \left(\frac{dE_{HIGH}}{dx}\right)^{-1} \quad (3.4)$$

dove  $dE_{LOW}/dx$  è la perdita alle basse energie della particella incidente ed definita come:

$$\frac{dE_{LOW}}{dx} = A_1 E^{1/2} \quad (3.5)$$

$A_1$  è un parametro che può essere determinato confrontando i dati sperimentali.

Possiamo invece esprimere la perdita alle alte energie della particella incidente come:

$$\frac{dE_{HIGH}}{dx} = \frac{A_2}{E} \log\left(1 + \frac{A_3}{E} + EA_4\right) \quad (3.6)$$

dove  $A_2, A_3$  e  $A_4 = 4m / IM_I$  sono dei parametri determinabili sperimentalmente.

Le due formule (3.5) e (3.6) esprimono asintoticamente lo stesso comportamento delle due formule teoriche (3.1) e (3.3), da cui possiamo notare per le basse energie un andamento proporzionale alla velocità e quindi alla radice quadrata dell'energia, mentre per le alte energie la variazione è proporzionale al  $\log(E)/E$ .

Dopo aver determinato le perdite di energia per i protoni sui vari materiali, possiamo ricavare anche quelle per gli altri ioni, attraverso la carica efficace,  $Z^{eff}$ , dipendente dalla velocità del proiettile e dal numero atomico del bersaglio:

$$[Z_1^{eff}(v, Z_2)] = \frac{dE_{sper.}}{dE_{tsorico}} Z_2^2 \quad (3.7)$$

La carica efficace non è determinabile facilmente attraverso la teoria, ma possiamo usare la formula:

$$\frac{dE}{dx} = P(\rho_{Z_1^{eff}}, v_{proiettile}) T(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio}) \quad (3.8)$$

in cui si hanno due funzioni: P dipende dalle proprietà della particella proiettile, e T da quelle del bersaglio. Attraverso questa espressione possiamo così definire il rapporto tra la perdita di energia di uno ione pesante (I) e il protone (p) in uno stesso materiale

omogeneo:

$$\frac{dE_I}{dE_p} = \frac{P(\rho_{Z_I^{eff}}, v_I)}{P(\rho_{Z_p^{eff}}, v_p)} \frac{T(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio})}{(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio})} \quad (3.9)$$

Poiché abbiamo lo stesso bersaglio, la funzione T scompare e attraverso un fit sperimentale su 127 combinazioni proiettile-bersaglio, esprimiamo il rapporto tra le funzioni P come:

$$\frac{P(\rho_{Z_I^{eff}}, v_I)}{P(\rho_{Z_p^{eff}}, v_p)} = Z_I^2 [1 - [1.034 - 0.1777 \exp(-0.08114Z_I)] \exp(-V_2)]^2 \quad (3.10)$$

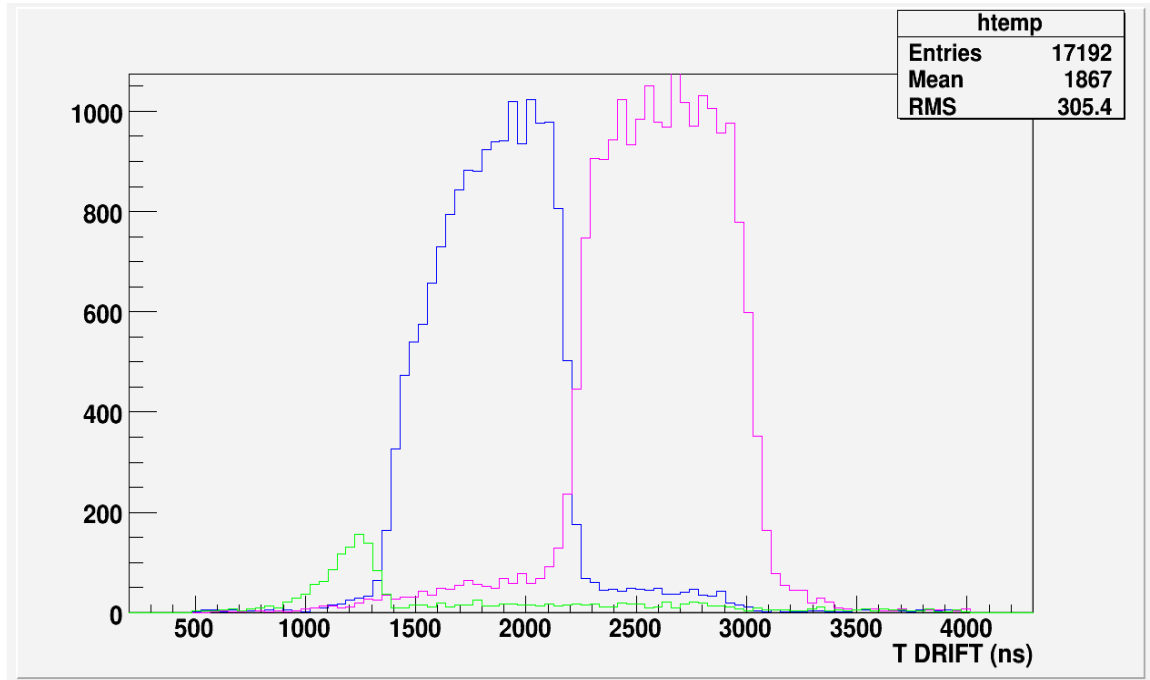
in cui  $V_2$  è un parametro noto. Possiamo ora ricavare la perdita di energia di uno ione pesante nella materia omogenea. Se vogliamo invece calcolare tale perdita in una materia composta da più elementi chimici, si effettua una media pesata delle espressioni per i vari materiali omogenei con i pesi relativi di ciascun elemento chimico del composto:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i \frac{a_i A_i}{A_m} \frac{1}{\rho_i} \left( \frac{dE}{dx} \right)_i \quad (3.11)$$

Poiché i segnali di energia dipendono dall'angolo di rivelazione, un altro metodo consiste nell'effettuare opportuni tagli temporali sullo spettro dei tempi di deriva, ognuno dei quali corrisponde ai diversi angoli di emissione, e si costruisce per ogni spettro corrispondente ad ogni cesio la matrice  $\Delta E$ - $E$ . Attraverso un algoritmo che valuta la distanza minima tra ogni curva, si assegna ad ogni punto una linea di Z. Un altro metodo utilizzato per identificare la carica si basa sull'utilizzo di funzioni empiriche, dette *Funzioni di Identificazione di Particelle* (PIF). Dopo l'identificazione in carica dei prodotti possiamo valutare le energie residue nei cesi poiché la luce da loro emessa dipende proprio dalla carica dello ione incidente.

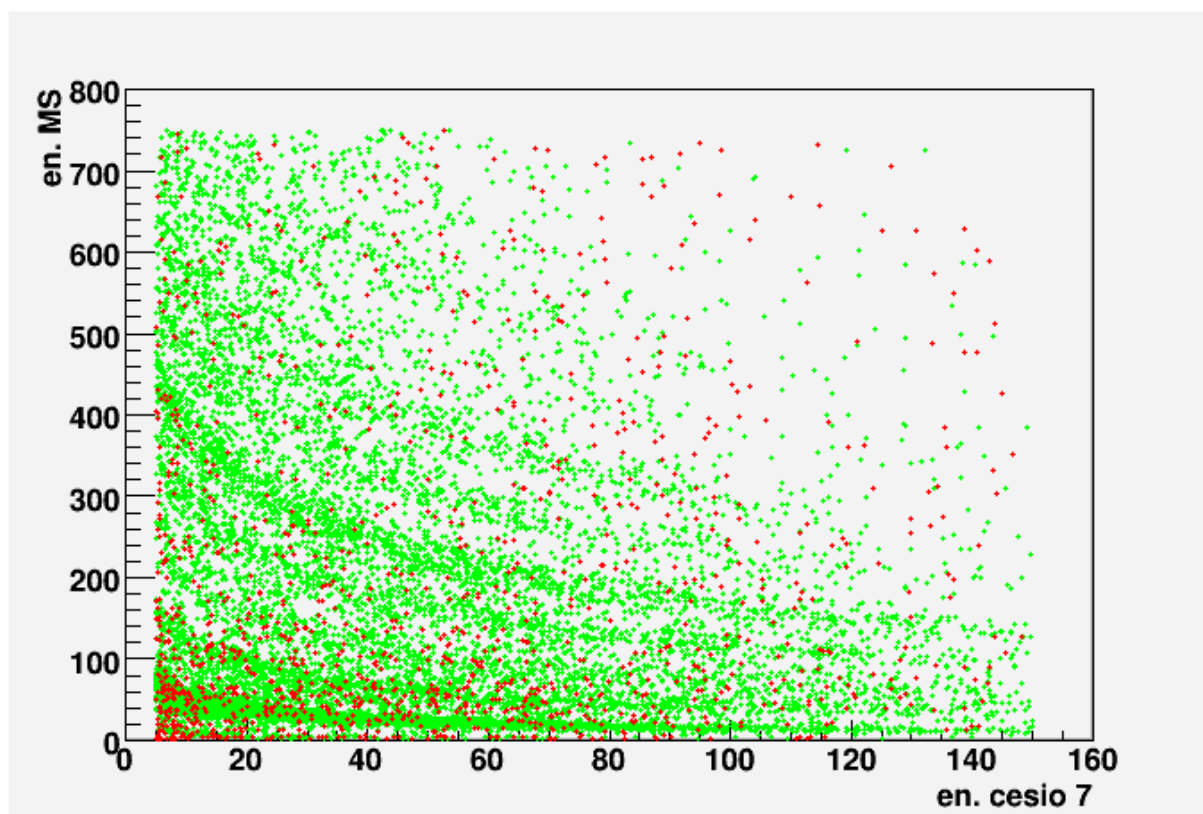
Come accennato precedentemente, possiamo riferirci per la calibrazione dell'energia ai tempi di deriva degli elettroni prodotti dalla ionizzazione, ognuno dei quali viene calcolato come differenza tra il 20% di risalita del segnale prodotto nella microstrip a causa della deriva degli elettroni e il 20% del segnale prodotto nel cesio in cui viene fermata la particella ionizzante.

Consideriamo ad esempio i run dal 12 al 24, le cui matrici  $\Delta E-E$  sono state riportate in Figura 3.4, mentre in Figura 3.5 abbiamo lo spettro dei tempi di deriva. Se si effettuano dei tagli in modo tale da non avere significative sovrapposizioni e rumori di fondo, notiamo che i prodotti i cui tempi di deriva non rientrano negli intervalli di valori scelti si trovano per lo più al di fuori delle fasce della matrice  $\Delta E-E$ .



**Figura 3.5:** Spettro dei tempi di deriva per ogni tipo di prodotto per i cesi 6-7-8 (run 12-24).

Abbiamo scelto come riferimento la matrice  $\Delta E-E$  per il CsI 7 (Figura 3.4), poiché per tale cesio le curve di identificazione sono ben distinguibili. Abbiamo posto come taglio valori del tempo di deriva per il CsI 7 compresi tra 1350 e 2200 ns. Nella Figura 3.6 sono rappresentati in verde quegli eventi i cui tempi di deriva rientrano nell'intervallo scelto e in rosso quelli per cui non vi rientrano. Come abbiamo già accennato, vediamo che gli eventi i cui tempi di deriva sono diversi da quelli selezionati, cadono al di fuori delle fasce, e questo dimostra che possiamo costruire chiaramente un spettro di tempi che possa darci informazioni solo sugli ioni identificabili in massa e carica.



*Figura 3.6: Matrice  $\Delta E-E$  per il CsI 7 (run 12-24): sono riportati in verde gli eventi i cui tempi di deriva rientrano nell'intervallo stabilito e in rosso quelli per cui non vi rientra.*

Come abbiamo appena visto, vi è una relazione tra i tempi di deriva degli elettroni prodotti in seguito alla ionizzazione e l'angolo di emissione, in particolare per rendere le misure più affidabili occorre effettuare dei cut grafici attorno ai singoli ioni escludendo quindi quegli eventi anomali difficili da identificare in carica e massa.

Vedremo tale relazione nel prossimo capitolo.

## Capitolo 4

### Misura degli angoli di emissione

#### 4.1 Introduzione

Ci occuperemo ora di determinare gli angoli di emissione delle particelle rivelate, ovvero le loro direzioni di emissione rispetto alla direzione del fascio incidente sul bersaglio. Tale misura si basa sui tempi di deriva degli elettroni prodotti dalle ionizzazioni della particella carica all'interno della camera. Definiamo il tempo di deriva come il tempo necessario perché gli elettroni possano giungere alla griglia di Frish e indurre un segnale sulle strisce anodiche delle microstrip. Dal momento in cui viene emessa, la particella può attraversare la parte destra o la parte sinistra di un settore (e quindi l'energia rilasciata verrà letta dalle microstrip di destra o di sinistra). Ciascun settore ha un'apertura azimutale di  $\Delta\varphi = 15^\circ$ , quindi la risoluzione angolare azimutale intrinseca è di  $\delta\varphi = \Delta\varphi/2 = 7.5^\circ$ . Inoltre la traccia della particella attraverserà una delle quattro regioni individuate dai quattro cesi, le cui aperture angolari sono indicate dagli angoli entro cui vi è la regione sottesa dal cesio in Tabella 4.1. Da tali angoli diamo una stima della risoluzione angolare  $\Delta\theta$  che varia da  $5.25^\circ$  a  $7.75^\circ$  a seconda della regione interessata del gas. Ogni risoluzione angolare rappresenta il 50% dell'apertura angolare di ogni regione sottoscritta da un CsI; per avere una migliore stima dell'angolo polare  $\theta$  si utilizza la misura dei tempi di deriva dai quali, conoscendo le velocità di deriva, si possono ricavare gli angoli di emissione degli ioni.

	cesio			
	5	6	7	8
$\theta_{min}$	67.5	54	41	29.5
$\theta_{max}$	83	66	53	40
$\bar{\theta}$	75.25	60	47	34.75

**Tabella 4.1:** Angolo massimo, minimo e medio che individuano le quattro regioni sottese da ciascun rivelatore al CsI(Tl) per un singolo settore.

## 4.2 I tempi di deriva

### 4.2.1 I segnali di tempo

Vediamo ora come viene calcolato il tempo di deriva attraverso l'elettronica analogica. Quando una MS rivela la presenza di uno ione, ovvero quando gli elettroni prodotti dalla ionizzazione hanno raggiunto la griglia di Frish e inducono un segnale sulle strisce anodiche della MS, questo viene inviato ad un preamplificatore di carica che amplifica ed inverte il segnale, il quale viene a sua volta inviato ad un amplificatore che, come detto in precedenza genera tre diversi segnali in uscita. Il segnale negativo a formazione rapida viene inviato al Discriminatore a Frazione Costante (CFD), che prende una parte del segnale, la inverte e la somma al segnale iniziale. Viene così prodotto un nuovo segnale che passa per zero in un istante di tempo che, per segnali della stessa forma, risulta indipendente dall'ampiezza. All'istante di tempo in cui il segnale passa per lo zero, viene prodotto un nuovo segnale logico ritardato rispetto a quello in ingresso, che determina lo STOP per il Convertitore Analogico Digitale (TDC).

Ogni volta che viene rivelata una particella dalla MS, il TDC fornisce una misura dell'intervallo di tempo tra l'arrivo del segnale di START, dato dal trigger, e l'arrivo del

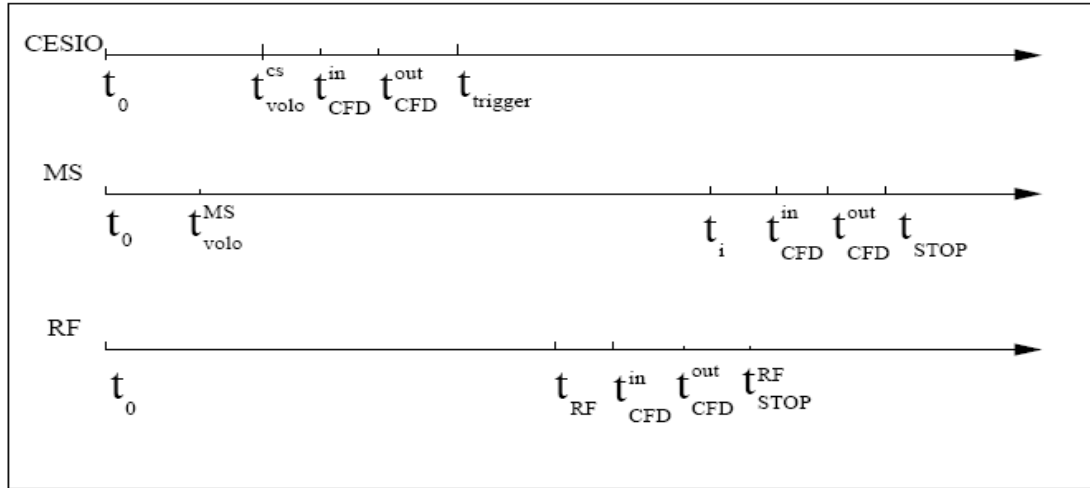
segnale di STOP, determinato dal segnale trattato dalla CFD:

$$t_{TDC} = t_{STOP} - t_{trigger} \quad (4.1)$$

Vediamo cosa possiamo dedurre dalla Figura 3.1, in cui una particella carica raggiunge il CsI(Tl) 7 e l'energia viene rivelata dalle MS di sinistra. Essendovi solo una traccia, il segnale di trigger è costituito solo da quello del cesio 7.

Riportiamo in uno schema la successione dei vari istanti di tempo (Figura 4.1) in cui giungono vari segnali provenienti dalle MS, dal cesio e dalla RF. Gli istanti di tempo che abbiamo riportato sono:

- $t_0$ : istante in cui avviene la reazione nucleare;
- $t_{volo}^{MS}$ : istante di arrivo della particella nella zona di gas individuata dalla MS considerata;
- $t_{volo}^{CS}$ : istante di arrivo della particella nella zona di gas individuata da uno dei quattro cesi (nel nostro esempio consideriamo il cesio 7);
- $t_{CFD}^{in}$  e  $t_{CFD}^{out}$ : istanti in cui viene inviato il segnale al CFD e in cui viene prodotto il nuovo segnale trattato;
- $t_{trigger}$ : istante in cui si ha il segnale di START per gli ADC e i TDC, ovvero si ha la loro abilitazione per stabilire l'inizio dell'evento ed effettuare le misure di tempo ed energia;
- $t_{STOP}$ : istante in cui il segnale associato alla microstrip arriva all'ingresso STOP del suo TDC;
- $t_{RF}$ : istante in cui il segnale associato alla RF arriva all'ingresso STOP del suo TDC ;



**Figura 4.1:** Successione temporale dei segnali delle microstrip, del cesio e della RF (non in scala) nel caso dell'elettronica analogica.

Gli intervalli di tempo registrati dal TDC della MS e da quello della RF sono:

$$\Delta T_{MS} = t_{STOP} - t_{trigger} \quad (4.2)$$

$$\Delta T_{RF} = t_{RF} - t_{trigger} \quad (4.3)$$

Per avere la differenza tra i due istanti di tempo in cui i segnali della RF e della MS arrivano all'ingresso di STOP del corrispettivo TDC, calcoliamo:

$$\Delta T_{MS} - \Delta T_{RF} = t_{STOP} - t_{RF} \quad (4.4)$$

che possiamo scrivere anche come:

$$\begin{aligned} \Delta T_{MS} - \Delta T_{RF} &= t_{STOP} - t_{RF} = (t_{STOP} - t_0) - (t_{RF} - t_0) = \\ &= (t_{\text{volo}}^{\text{MS}} - t_0) + (t_{\text{CFD}}^{\text{MS}} - t_{\text{volo}}^{\text{MS}}) + (t_{STOP} - t_{\text{CFD}}^{\text{MS}}) - (t_{RF} - t_0) = \\ &= (t_{\text{volo}}^{\text{MS}} - t_0) + T_{\text{drift}} + \delta T_{MS} - (t_{RF} - t_0) \end{aligned} \quad (4.5)$$

in cui si ha il tempo di deriva  $T_{\text{drift}}$ , mentre  $\delta T_{MS}$  è la somma di tutti i ritardi dovuti

all'elettronica,

$(t_{vol}^{MS} - t_0)$  è il tempo necessario che la particella prodotta dalla reazione impiega per raggiungere la zona sottoscritta dal cesio e dalla microstrip di nostro interesse,  $(t_{RF} - t_0)$  è il periodo della RF, ovvero il tempo che intercorre tra la reazione e l'arrivo del segnale della RF allo stop del suo TDC. Il periodo  $(t_{vol}^{MS} - t_0)$  può essere considerato trascurabile, ad esempio un protone con energia di 1 MeV impiega 9.3 ns per raggiungere un cesio, e se avesse un'energia di 50 MeV impiegherebbe solo 1.3 ns. Tali quantità sono trascurabili rispetto ai tempi di deriva, che variano fino a circa 3  $\mu$ s e possono solo indurre a piccole fluttuazioni tranne per i tempi di deriva più piccoli corrispondenti al cesio 5.

Possiamo approssimare la differenza tra i due periodi proprio al tempo di deriva a cui sommiamo i ritardi dovuti all'elettronica:

$$\Delta T_{MS} - \Delta T_{RF} = T_{drift} + \delta T_{MS} - (t_{RF} - t_0) \quad (4.6)$$

## 4.2.2 Misura dei tempi di deriva

Considerando i rapporti tra gli intervalli di tempo, scriviamo il tempo di deriva calcolato attraverso l'elettronica analogica come:

$$T_{drift} = \Delta T_{MS} - \Delta T_{RF} - \delta T_{MS} + (t_{RF} - t_0) \quad (4.7)$$

in cui, come abbiamo già detto, è stato trascurato il tempo di volo della particella dal bersaglio alla zona del gas in questione perché è molto minore rispetto agli altri intervalli temporali.  $\Delta T_{MS}$  è un offset che dipende dalla catena elettronica di ogni microstrip, quindi può variare per ognuna di esse e dai settaggi impostati.

Poiché per determinare la posizione non è necessaria una scala assoluta dei tempi di deriva, è stata posta tale quantità uguale per ogni microstrip.

Per i dati trattati in questa tesi, invece dell'elettronica analogica descritta in precedenza, abbiamo utilizzato un oscilloscopio digitale nel quale sono stati inviati i segnali

provenienti da per-amplificatori, in parallelo ai segnali inviati all'elettronica analogica (vedi par.4.2).

Per visualizzare gli spettri dei tempi di deriva, abbiamo innanzitutto considerato ogni singolo run ed abbiamo calcolato il tempo di deriva come la differenza tra il tempo corrispondente ad una ampiezza del segnale del 20% rispetto al massimo del segnale indotto sulla MS e l'analogo tempo del cesio, cioè semplicemente come:

$$t_{drift} = t_{MS}(20\%) - t_{CsI}(20\%) \quad (4.8)$$

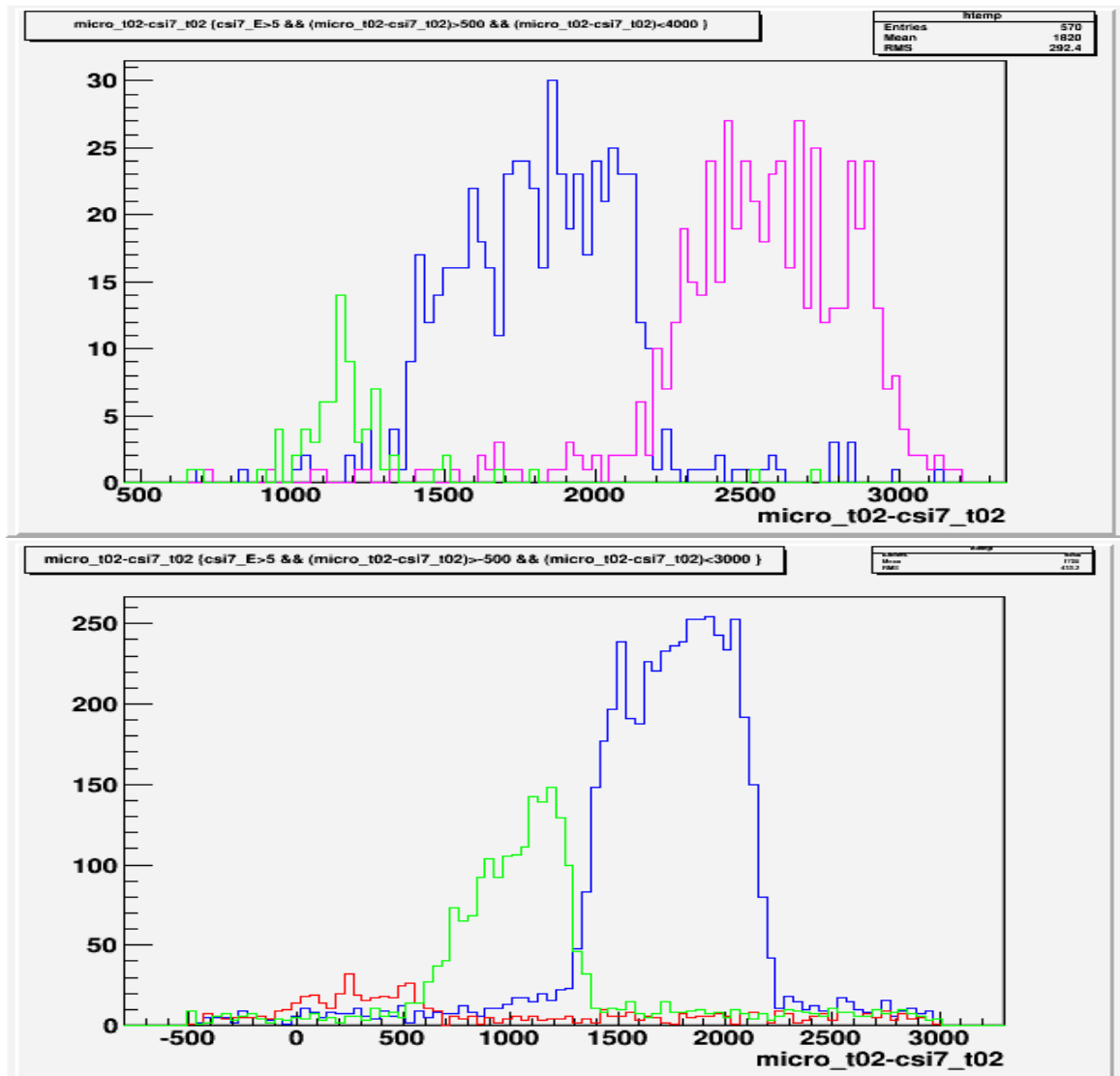
Per questo test è stato utilizzato un oscilloscopio con quattro canali, mentre se si volessero analizzare i segnali su tutti i CsI corrispondenti ad una microstrip, ne servirebbero cinque (i quattro cesi e le microstrip), per questo in alcuni run sono stati considerati i CsI 5, 6 e 7, mentre in altri i CsI 6, 7 e 8.

Le due serie di misure sono state quindi analizzate separatamente per stimare i tempi di deriva; sono presentati quindi due grafici, uno con i segnali per i cesi 6-7-8 e l'altro per i cesi 5-6-7.

Da ogni singolo run possiamo già individuare gli intervalli di tempo definiti per ogni singolo cesio, come vediamo in Figura 4.2: nella prima immagine abbiamo lo spettro dei tempi per il run 24, in cui da sinistra a destra per i diversi colori abbiamo i tempi di deriva rispettivamente per il cesio 6, 7 e 8; nella seconda immagine vi è invece lo spettro per il run 30, in cui erano accesi i canali per i cesi 5-6-7 e da sinistra a destra abbiamo gli spettri per i vari cesi in successione. Questi sono relativi ad ogni prodotto di reazione, senza effettuare distinzione per i diversi valori di carica ed energia.

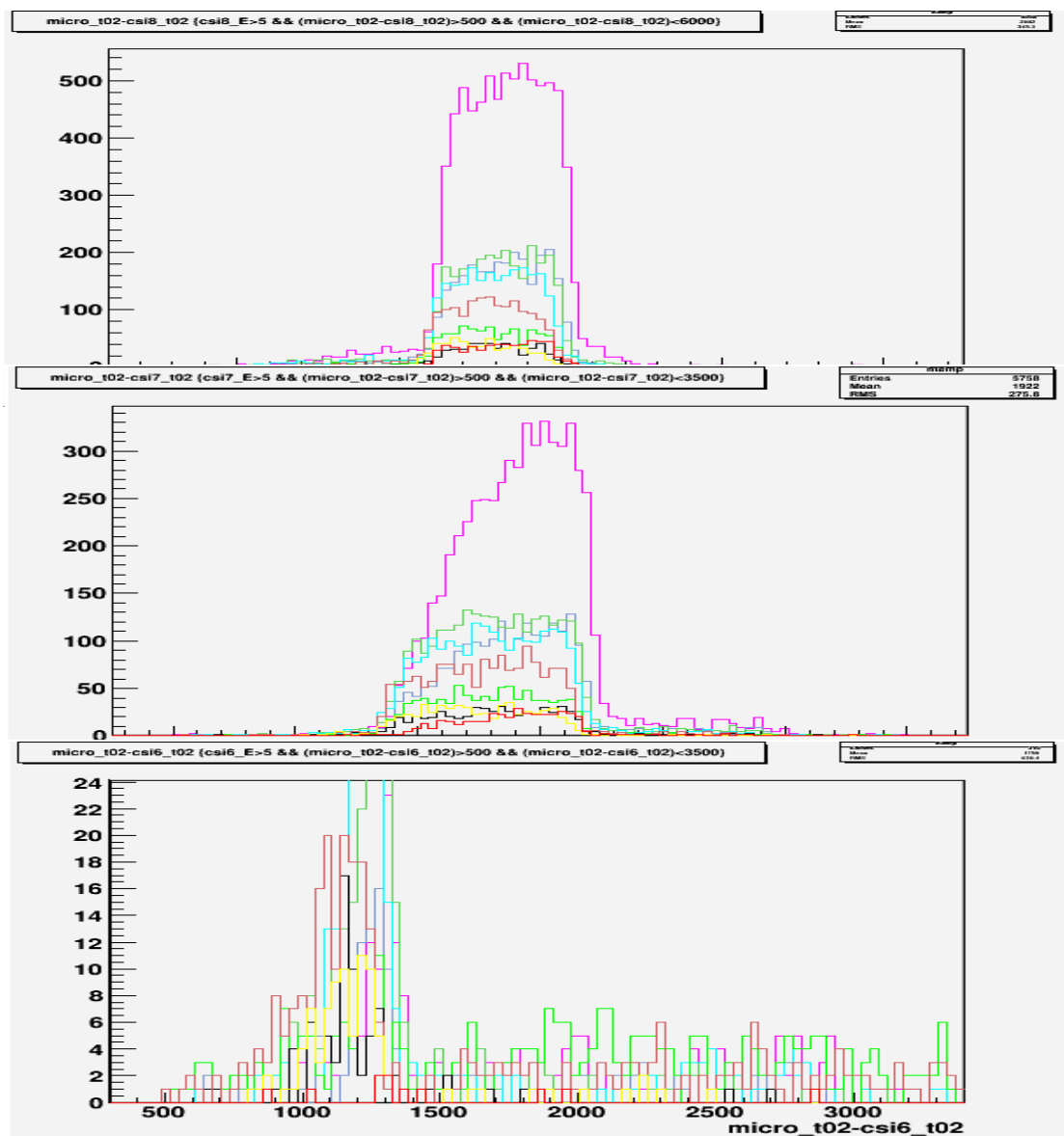
Come si può notare la statistica è limitata se si analizza un solo run: occorre sommare assieme più run, in modo tale da considerare un maggior intervallo di energia su tutti i cesi. Si vuole ricordare che questa misura è stata effettuata in parallelo con misure di tipo diverso, nelle quali le energie ed il tipo di particelle rivelate potevano cambiare in maniera significativa.

Attraverso la somma di più run possiamo provare ad ottenere una buona identificazione di massa e carica, ma è necessario che gli spettri si sovrappongano in maniera coerente.



**Figura 4.2:** Esempi di spettri di tempi di deriva per i singoli run (rispettivamente per il run 24 con i cesi 6-7-8 e per il run 30 con i cesi 5-6-7).

Se consideriamo i run dal 12 al 24 e per ognuno di essi effettuiamo lo spettro dei tempi, vediamo che gli spettri dei tempi di deriva corrispondenti ai cesi 7 e 8 si sovrappongono in maniera coerente, come si vede nella Figura 4.3, mentre per il CsI 6 la situazione è più complicata, ma è anche vero che il numero dei segnali raccolti per il CsI 6 sono molto inferiori rispetto a quello per gli altri CsI.



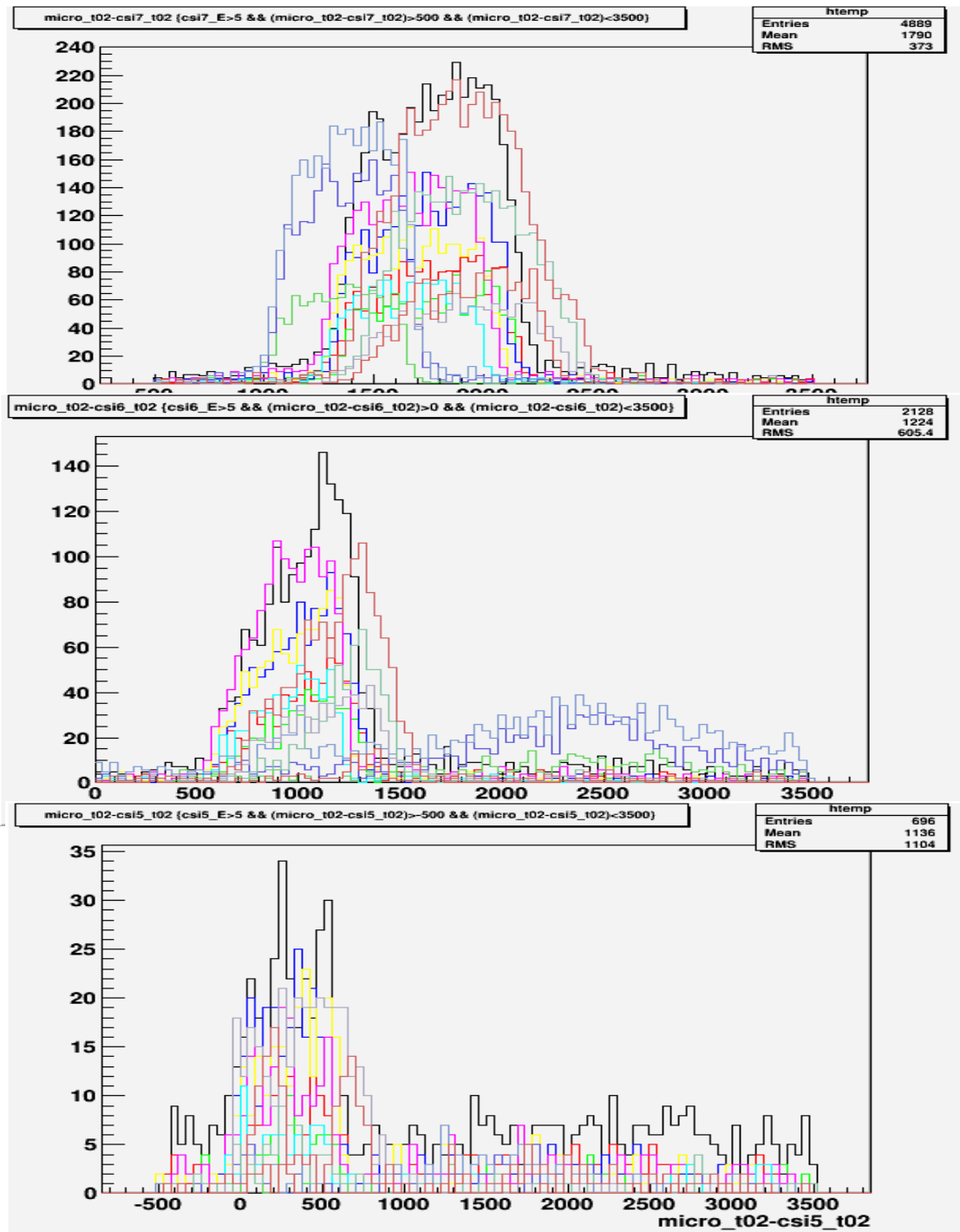
**Figura 4.3:** Sovrapposizione degli spettri dei tempi di deriva dei run dal 12 al 24 (per ogni tipo di particella).

Tale inconsistenza degli spettri di diverso run per uno stesso cesio può essere dovuta ad una modifica del valore di un ritardo riguardante un certo tipo di segnale al momento in cui sono stati presi i dati, oppure semplicemente per il cambiamento delle condizioni all'interno della camera, in particolare per variazioni del campo elettrico ridotto  $E/P$ : una variazione di pressione può influire sulle velocità di deriva, infatti se ad esempio

riduciamo la pressione del gas, il libero cammino medio dell'elettrone tra una interazione con una particella del gas e l'altra risulterà maggiore, quindi il tempo che impiegherà l'elettrone a raggiungere la griglia sarà minore, oppure in caso contrario, con un aumento della pressione del gas, il tempo di deriva sarà maggiore.

Esaminiamo ora i run dal 30 al 105, in cui abbiamo eliminato quelli in cui si verificano segnali di prova dell'impulsatore che vengono effettuati regolarmente per il controllo dell'elettronica. Sommando gli spettri di tempo relativi ad ogni run, dalla Figura 4.4 ci accorgiamo che vi sono tre di questi (51-52-53) i cui valori si discostano dagli altri. Successivamente in Figura 4.5 abbiamo evidenziato tali run in modo da rendere visibile le sovrapposizioni incoerenti. Per quanto riguarda il cesio 7 si ha una trasposizione dei tre spettri in esame verso tempi più piccoli. Per il cesio 6 abbiamo invece una situazione diversa: ciò che appare sembra rappresentare un elevato rumore di fondo, come vediamo in Figura 4.6 (rappresentante i run 52 e 53 che hanno un rumore evidente rispetto al 51) in cui vi è lo spettro dei tempi per il cesio 6 (verde) e per il cesio 7 (blu): il picco rappresentante il cesio 6 ha tempi di deriva maggiori rispetto a quello per il 7. Poiché i fenomeni che si realizzano in una regione sottoscritta da un cesio producono un minimo segnale anche sui rivelatori adiacenti, causando quindi un rumore di fondo, possiamo ipotizzare che vi siano stati degli eventi di ionizzazione nella zona di confine tra i due cesi, le cui particelle ionizzanti si sono fermate nel cesio 7 e hanno prodotto un segnale rilevante anche nel cesio 6. Questo potrebbe spiegare i tempi di deriva minori e il rumore così elevato nel rivelatore adiacente.

E' evidente che si è verificato qualche problema durante la raccolta dei dati che adesso non si può correggere. Se eliminiamo tali run dalla somma per ottenere la matrice dE-E, per il cesio 7 si ha una maggior risoluzione delle fasce degli ioni rivelati, mentre per il cesio 6 vengono eliminati gli eventi più vicini al valore nullo dell'energia riportata nel cesio, che rappresenta il rumore di fondo (Figura 4.7).



*Figura 4.4: Sovrapposizione degli spettri dei tempi di deriva dei run dal 12 al 24 (per ogni tipo di particella).*

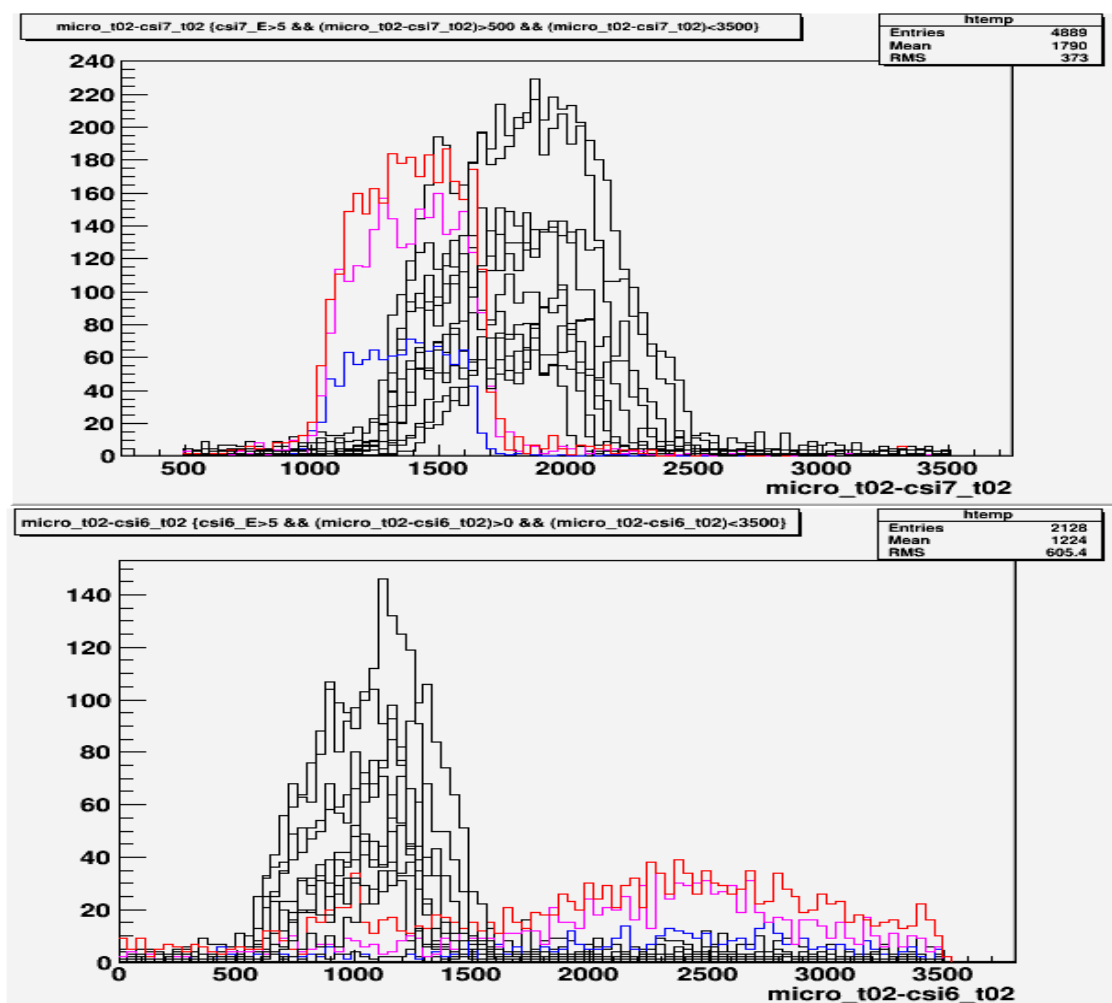


Figura 4.5: Sovrapposizione degli spettri con evidenza di quei run che si discostano dagli altri.

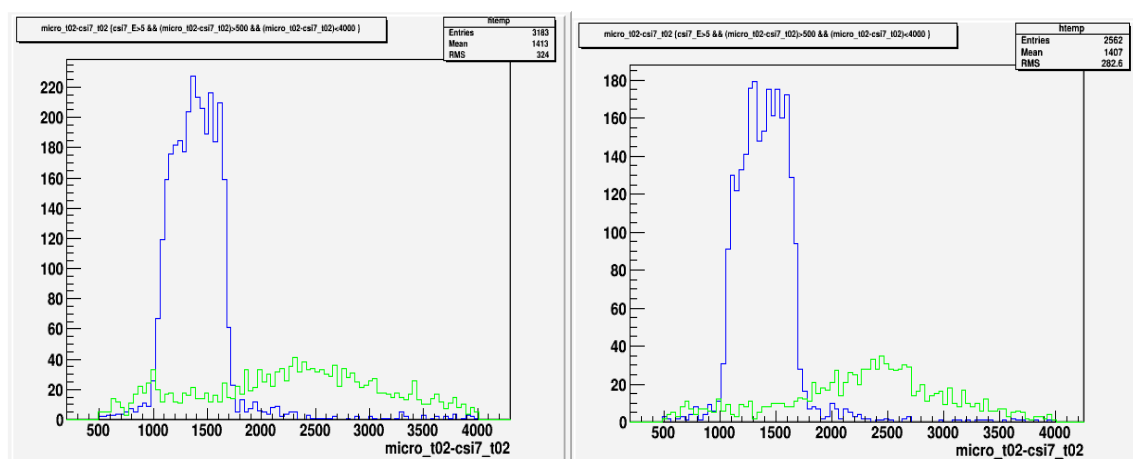
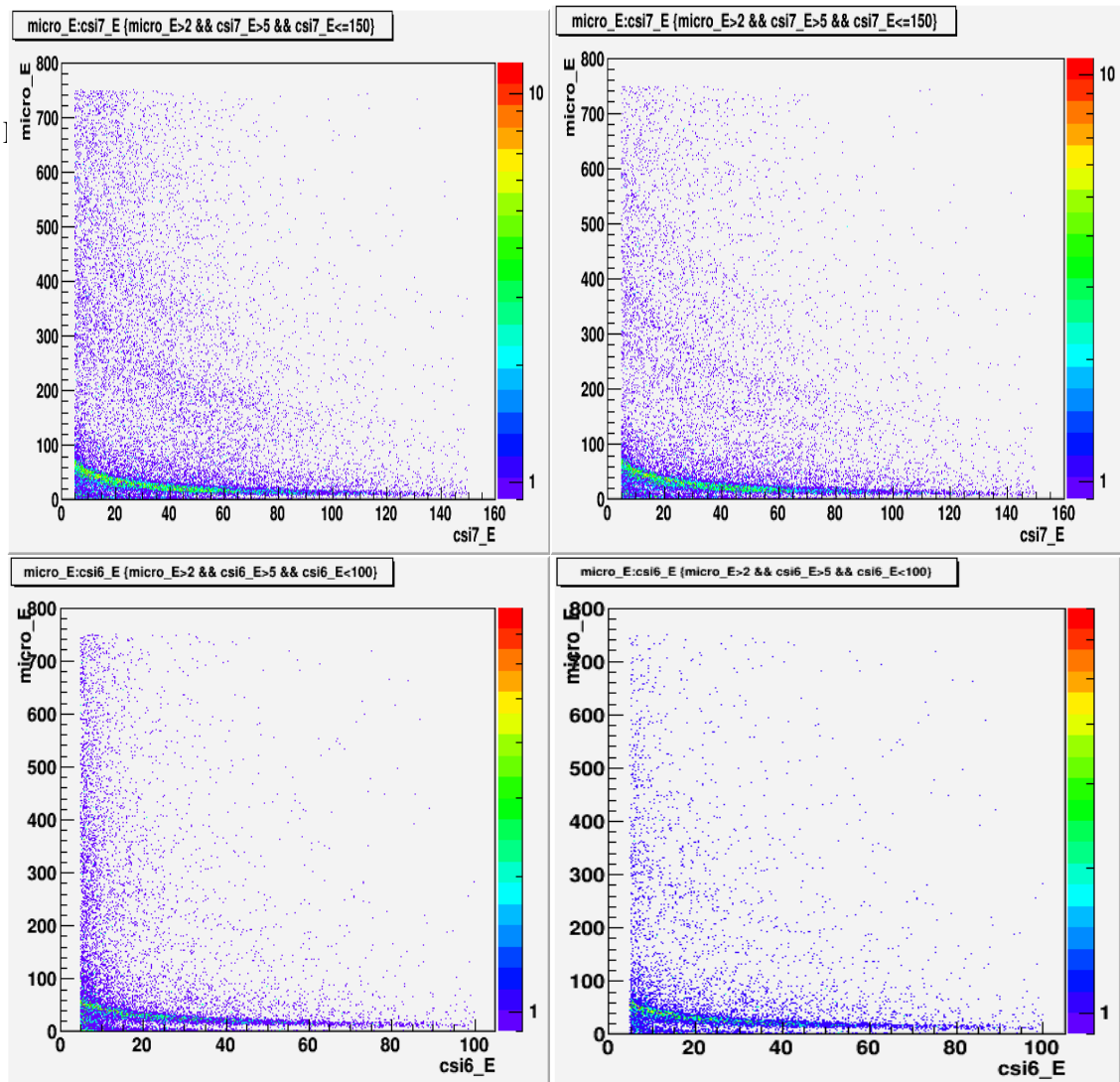


Figura 4.6: Spettri dei tempi di deriva dei run 52 e 53 (in blu il Csi 7 e in verde il Csi 6).



**Figura 4.7:** A partire dall'alto a sinistra al basso a destra: matrice  $\Delta E-E$  per i run 30-105 e per il cesio 7, in cui è stato tenuto conto anche dei run 52 e 53; matrice in cui sono stati esclusi i due run: notiamo la maggior risoluzione delle curve; matrice per il cesio 6, in cui vi è un elevato rumore di fondo e a destra la matrice in cui sono stati eliminati i due run.

Anche se è possibile tenere conto dei segnali di questi tre run, aggiungendo un *offset* al calcolo del tempo di deriva per ottenere una sovrapposizione di tutti gli spettri, alla luce della presenza di un elevato rumore di fondo, si è deciso di eliminarli dall'analisi dei dati.

Con l'analisi dei tempi di deriva operata in modo analogico è possibile ottenere

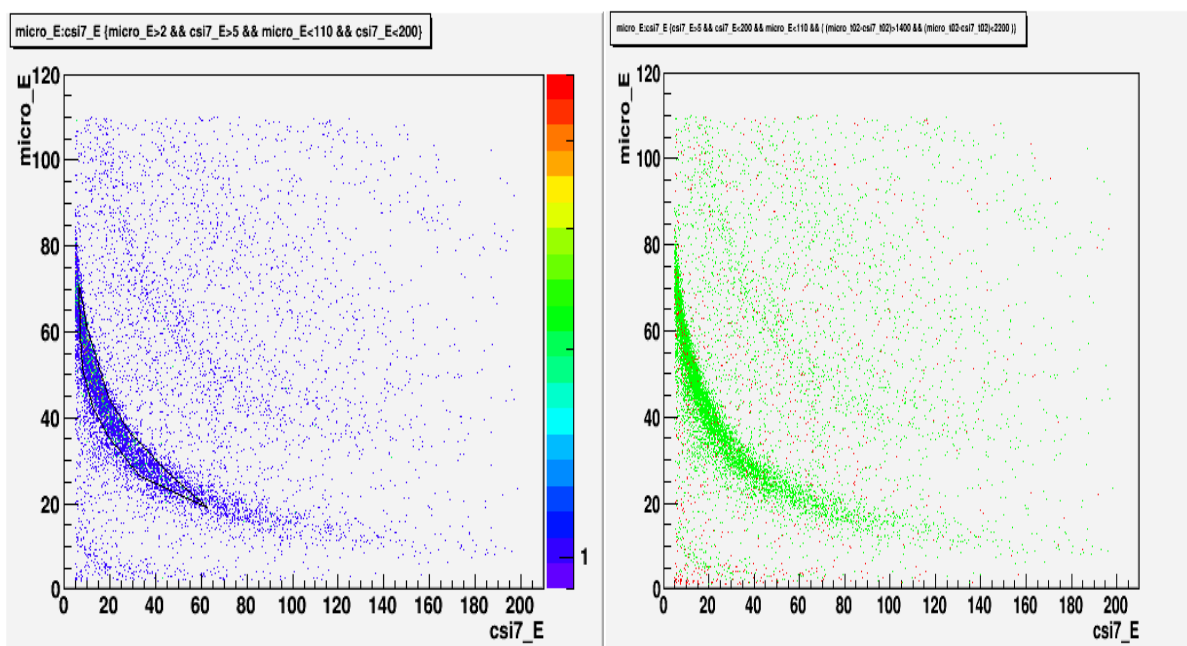
informazioni sui tempi, e quindi sull'angolo di emissione, solo per i frammenti mentre per particelle alfa e protoni i segnali sono talmente piccoli che l'informazione temporale non è possibile. Lo scopo di questo test è quindi quello di vedere se l'informazione angolare è possibile almeno per le particelle alfa. Sono state quindi selezionate, con opportuni tagli grafici sulla matrice  $\Delta E$ - $E$  che racchiudano la fascia corrispondente alle alfa, vediamo come nel prossimo paragrafo.

### **4.2.3 Tagli grafici sugli ioni visibili: i tempi di deriva delle particelle alfa**

Poiché le informazioni fin qui raccolte non sono sufficienti per una pulizia dei segnali, si è cercato di effettuare una pre-analisi per poter prendere in esame solo eventi che corrispondano in gran parte a ioni che possono essere identificati. Per avere quindi una migliore stima degli intervalli di tempo, sono stati eseguiti dei tagli grafici attorno ai vari tipi di ioni. Nel nostro caso sono state scelte le particelle alfa, la cui fascia è ben visibile nella matrice  $dE$ - $E$ , in quanto rappresentano il più probabile prodotto di reazione. I risultati mostrati in Figura 4.7 indicano che è necessaria una più approfondita analisi dei segnali raccolti in modo che possano essere eliminati quei segnali probabilmente dovuti ad eventi spuri, non ben registrati. In Figura 4.8 a sinistra riportiamo un esempio di taglio grafico attorno alla fascia relativa alle alfa, in cui omettiamo i valori vicini allo zero dell'energia rilasciata nel cesio (per escludere il rumore di fondo) e quelle zone in cui gli eventi si diradano, in modo tale da essere sicuri che effettivamente le particelle entro i tagli siano effettivamente particelle alfa.

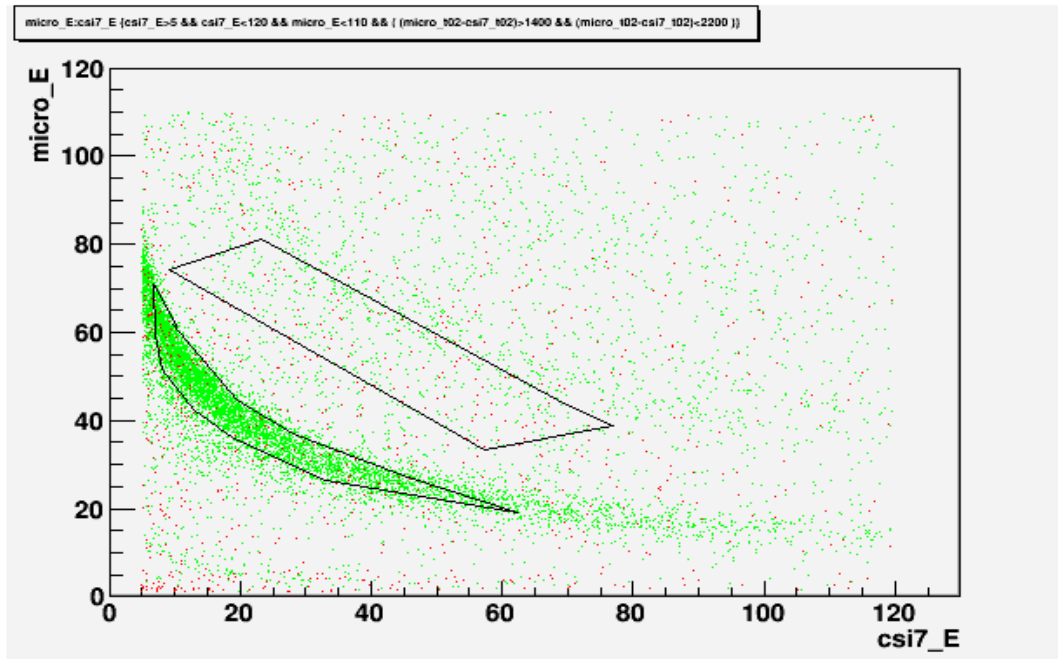
Le particelle alfa considerate nell'esempio in figura corrispondono alla somma dei run 12-24, per il cesio 7.

Nella figura di destra abbiamo invece in verde gli eventi i cui tempi di deriva rientrano nell'intervallo scelto ( per il cesio 7 abbiamo scelto l'intervallo  $1400\text{ ns} - 2200\text{ ns}$ ). Anche in questo caso la pre-analisi non è stata in grado di eliminare eventi spuri.



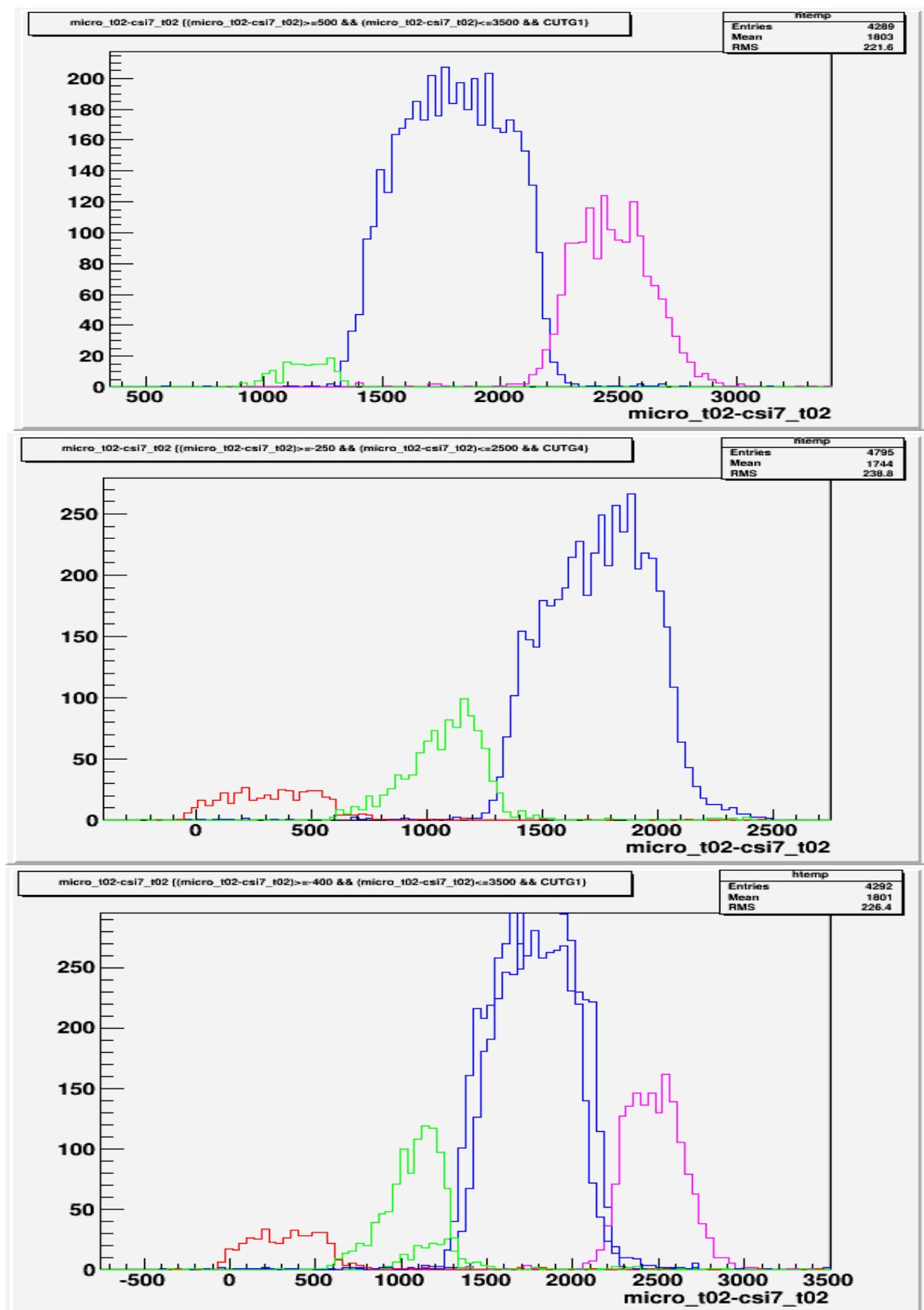
**Figura 4.8:** a sinistra vi è un esempio di taglio grafico relativo alle particelle alfa per il CsI 7 e i run 12-24, a destra sono in verde gli eventi i cui tempi di deriva rientrano nell'intervallo relativo al CsI 7, mentre gli altri sono in rosso.

La percentuale delle alfa i cui tempi cadono al di fuori dei valori limite per il CsI corrispondente è molto minore rispetto a quella per le zone che non rientrano nelle fasce, i cui fenomeni hanno tempi di deriva molto variabili: se ad esempio consideriamo due tagli come mostrato in Figura 4.9, uno relativo alle alfa e l'altro al di fuori, e calcoliamo la percentuale degli eventi i cui tempi di deriva non sono compresi tra i valori di 1400 ns e 2200 ns (intervallo per il cesio 7), abbiamo per i fenomeni dentro il taglio delle alfa una percentuale del 3% mentre per i fenomeni all'interno del secondo taglio una percentuale del 24%.



*Figura 4.9: Esempio di due tagli grafici sulle particelle alfa e al di fuori della fascia, utilizzati per effettuare una statistica sui valori dentro e fuori dall'intervallo temporale corrispondente al CsI 7.*

Alla luce di ciò per il calcolo degli angoli di emissione consideriamo gli spettri dei tempi di deriva delle sole particelle alfa, che riportiamo in Figura 4.10: nella prima immagine abbiamo la somma del gruppo di run 12-24, in cui vi sono i segnali corrispondenti ai cesi 6-7-8, nella seconda abbiamo la somma dei run 30-105 relativi ai cesi 5-6-7, mentre nell'ultima immagine sono riportati i sei spettri in un unico grafico per verificare la coerenza nelle sovrapposizioni degli stessi CsI.



*Figura 4.10: In successione: spettri dei tempi di deriva relativi ai CsI 6-7-8 (run 12-24); spettri per i CsI 5-6-7 (run 30-105); sovrapposizione degli spettri (sono considerate solo per le alfa).*

Dallo spettro complessivo abbiamo scelto gli intervalli di tempo definiti dai quattro cesi, che riportiamo in tabella, con i relativi valori che usiamo per il calcolo della velocità di deriva, stimati considerando i valori medi degli spettri e i tempi corrispondenti ai picchi temporali

valore considerato	CsI 5	CsI 6	CsI 7	CsI 8
inizio	0 ns	610 ns	1330 ns	2200 ns
fine	610 ns	1330 ns	2200 ns	2900 ns
valore medio	305 ns	970 ns	1765 ns	2550 ns

**Tabella 4.2:** Valori dei tempi di deriva che definiscono gli estremi di ogni spettro e valore stiamo tenendo conto del tempo medio e dei valori più frequenti.

Se effettuiamo una statistica sulle percentuali dei fenomeni che cadono all'interno degli intervalli stabiliti, naturalmente abbiamo dei valori bassi (3% circa) per i CsI 7 e 8, mentre per i CsI 5 e 6 le percentuali sono maggiori. Infatti, essendo le regioni sottese da tali CsI più vicine alle microstrip, i tempi di deriva possono variare facilmente poiché il loro valore è dovuto alla velocità media di deriva che dipende da ogni urto dell'elettrone con le particelle del gas e quindi dalla statistica effettuata considerando i liberi cammini medi, le velocità perse per l'urto e riacquistate per mezzo del campo elettrico. Poiché un elettrone prodotto nella regione vista dal CsI 5 o 6 percorre una distanza molto più piccola rispetto ad uno prodotto nei CsI 7 o 8, potrebbe non avere un valore stabile della velocità di deriva e di conseguenza dei tempi di deriva.

Nella Tabella successiva riportiamo le percentuali degli eventi da noi selezionati (relativi alle alfa) i cui tempi di deriva cadono al di fuori degli intervalli scelti:

	run(12-24)			run (30-105)
CsI 6	4.1%		CsI 5	13.0%
CsI 7	3.3%		CsI 6	8.9%
CsI 8	4.2%		CsI 7	4.7%

**Tabella 4.3:** Percentuali degli eventi entro i tagli grafici sulle particelle alfa i cui tempi di deriva cadono al di fuori degli intervalli stimati per ogni CsI.

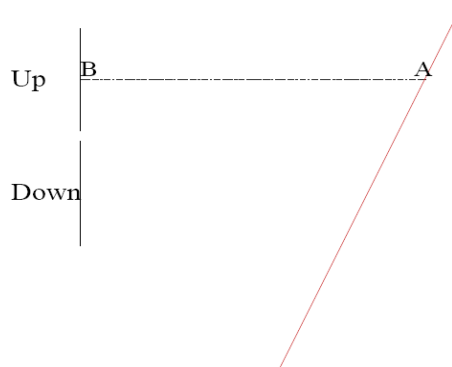
### 4.3 Misura delle velocità di deriva

Per collegare i tempi di deriva con le distanze percorse e infine per stimare gli angoli di emissione, occorre conoscere le velocità di deriva degli elettroni prodotti dalla ionizzazione al passaggio della particella. Per il suo calcolo non è necessario avere una misura precisa del tempo, ma basta porre dei vincoli basati sugli spettri dei tempi di deriva, in cui sono bene distinte le regioni dei vari cesi in cui sono emesse gli elettroni. Nel caso in esame i tempi sono misurati, mentre gli spazi percorsi sono ben definiti. Quello che si può fare quindi è di stimare le velocità di deriva in modo da poter definire la compatibilità tra i valori del campo elettrico all'interno della camera in funzione della tensione agli elettrodi ed il campo misurato.

Consideriamo la Figura 4.11: un elettrone viene prodotto nel punto A, attraverso il campo elettrico compie un percorso parallelo alle linee del campo elettrico, finché non giunge al punto B in cui, dopo avere superato la griglia di Frish, induce un segnale sulle strisce anodiche della microstrip. Se indichiamo con  $s$  lo spazio percorso  $AB$ , la velocità di deriva  $v$  è calcolata come:

$$v = \frac{s}{t_{drift}} \quad (4.9)$$

in cui  $t$  è il tempo di deriva, noto a meno di un valore definito dagli errori sistematici e dell'elettronica.



**Figura 4.11:** Traiettoria di uno ione attraversante la camera, le cui cariche di ionizzazione prodotte al suo passaggio vengono rivelate dalle MS Up e Down.

Per ottenere le velocità di deriva dobbiamo quindi associare un certo intervallo di tempo e un certo percorso di deriva degli elettroni per ogni regione definita da un cesio; se consideriamo il segnale prodotto su ogni microstrip, ad ognuna di queste associamo un percorso di deriva.

Consideriamo ad esempio la Figura 4.12 : al passaggio della particella, i fenomeni di ionizzazione si creano lungo tutta la traiettoria, se non vi sono delle disuniformità nella regione del gas, come la pressione, possiamo supporre che la produzione delle cariche di ionizzazione sia uniforme lungo la traiettoria, per cui per ogni microstrip possiamo definire il cammino medio delle cariche di ionizzazione come quello di un elettrone prodotto a metà dell'intervallo della traccia della particella nella regione sottoscritta da una microstrip.

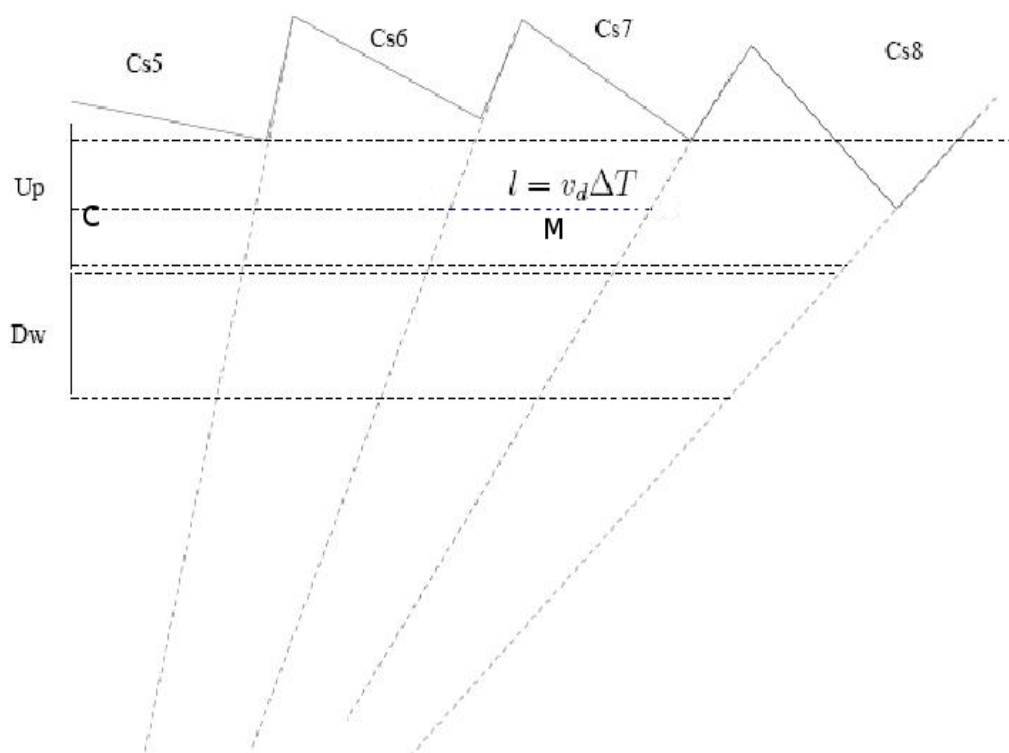
Consideriamo nella Figura 4.12 come esempio la regione individuata dal CsI 7 e dalla MS Up, in tale regione possiamo definire come velocità media di deriva:

$$v_d = \frac{\bar{l}}{\Delta T} \quad (4.10)$$

in cui  $\Delta T$  è il tempo necessario affinché l'elettrone percorra il tragitto medio dalla regione corrispondente al CsI all'elettrodo di raccolta. Tale intervallo di tempo rappresenta proprio il tempo di deriva:

$$\Delta T = t_{drift} \quad (4.11)$$

ossia il tempo che un elettrone, prodotto nel punto medio  $M$  impiega per arrivare alla MS. A seconda dell'orientazione il punto medio  $M$  varia, come variano il tempo minimo e massimo impiegato dagli elettroni per raggiungere la MS.



**Figura 4.12:** Percorso di un elettrone prodotto sotto la zona definita dal CsI7.

Ora possiamo associare ad ogni intervallo il percorso medio compiuto dalle cariche libere (considerando che partano dal punto medio  $M$  tra i due estremi di una regione e che giungano a metà della MS Up), dato semplicemente dalla geometria del sistema. Riportiamo in Tabella 4.4 tali valori per le MS Up:

	CsI 5	CsI 6	CsI 7	CsI 8
distanza minima	0 mm	32 mm	62 mm	99 mm
distanza massima	30 mm	60 mm	97 mm	143 mm
distanza media	15 mm	46 mm	80 mm	121 mm

**Tabella 4.4:** Distanze massime, minime e medie percorse dai prodotti di ionizzazione da una regione sottostante un CsI alla MS Up.

L'errore su tali distanze è stimato come  $\pm 2$  mm.

Se consideriamo i tempi medi di deriva che abbiamo riportato in Tabella 4.2, otteniamo le velocità di deriva per ogni cesio e MS riportate in Tabella 4.5.

	CsI 5	CsI 6	CsI 7	CsI 8
MS Up	$(4.9 \pm 0.8) \text{ cm}/\mu\text{s}$	$(4.7 \pm 0.2) \text{ cm}/\mu\text{s}$	$(4.5 \pm 0.1) \text{ cm}/\mu\text{s}$	$(4.8 \pm 0.1) \text{ cm}/\mu\text{s}$

**Tabella 4.5:** Velocità medie di deriva di elettroni prodotti sotto una ragione sottesa da un cesio che giunge a una MS Up.

Gli errori per le velocità sono stati calcolati tramite la formula:

$$\frac{\delta v_d}{v_d} = \sqrt{\left(\frac{\delta \bar{l}}{\bar{l}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{t}}{\bar{t}}\right)^2} \quad (4.12)$$

Per quanto riguarda l'indeterminazione sul tempo di deriva, è necessario darne una stima basandoci su una formula sperimentale: l'errore dipende da diversi fattori, quali la pendenza del segnale e quindi l'angolo di emissione delle particelle: particelle emesse ad angoli più piccoli rispetto alla direzione del fascio danno segnali più lenti, e vengono quindi analizzati con errori maggiori rispetto a quelli per particelle emesse ad angoli maggiori. Inoltre il timing dipende all'ampiezza del segnale.

Alla luce di ciò l'errore può essere calcolato secondo la seguente formula, attraverso cui viene mostrata la dipendenza dell'incertezza dal tempo di salita del segnale, dalla sua ampiezza  $A$  e dal rumore elettronico indicato come  $\sigma_n$ :

$$\delta t_d = \frac{\sigma_n}{A} t_r \quad (4.13)$$

il valore misurato sperimentalmente per  $\sigma_n$  per il canale di misura dedicato alla microstrip (vedi Figura 3.2) è uguale a  $4.5 \text{ mV}$ : considerando per ogni CsI un evento corrispondente a dei valori di ampiezza e tempo di salita, otteniamo le seguenti

incertezze per i tempi di deriva relativi ad ogni CsI:

	A (mV)	tempo di salita (ns)	errore stimato (ns)
CsI 5	30	160	24
CsI 6	35	220	28
CsI 7	40	330	37
CsI 8	40	480	54

**Tabella 4.6:** Incertezze sui tempi di deriva stimate tramite opportuni valori di ampiezza  $A$  e tempo di salita  $t_r$  di un evento per ogni CsI.

Ricaviamo ora il valore medio della velocità di deriva all'interno della camera: supponendo che  $E/P$  sia uniforme al variare dell'angolo polare, otteniamo la velocità di deriva dalla media delle velocità trovate precedentemente per ogni CsI:

$$\bar{v}_d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^4 v_{di} = 4.7 \frac{cm}{\mu s} \quad (4.14)$$

con un errore dato dalla deviazione standard della media:

$$\delta \bar{v}_d = \sigma_{\bar{v}_d} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (v_{di} - \bar{v}_d)^2} = 0.1 \frac{cm}{\mu s} \quad (4.15)$$

considereremo quindi per la misura degli angoli di emissione la velocità di deriva:

$$v_d = (4.7 \pm 0.1) \frac{cm}{\mu s} \quad (4.16)$$

Le velocità di deriva calcolata dà informazioni sui valori del campo elettrico e della pressione all'interno della camera. Il valore di  $E/P$  risulta inferiore (minore di  $0.5 V cm^{-1} torr^{-1}$ ) rispetto al valore di circa  $1 V cm^{-1} torr^{-1}$  previsto.

E' necessario investigare quindi con maggior dettaglio questo risultato, con prove

supplementari, per avere informazioni sul campo effettivamente presente all'interno della camera di GARFIELD.

## 4.4 Misura degli angoli di emissione

Anche se la velocità di deriva non è quella prevista, è possibile comunque ricavare gli angoli di emissione delle particelle rivelate rispetto alla direzione del fascio incidente sul bersaglio.

Come riferimento consideriamo la Figura 4.13: supponiamo che un elettrone libero venga prodotto in seguito alla ionizzazione nel punto A (attraverso il campo elettrico verrà inviato verso le strisce anodiche della MS Up) e che la sua traiettoria rappresenti il percorso medio delle cariche di ionizzazione prodotte nella regione definita dalla MS Up (che abbiamo preso come esempio). La distanza dal punto in cui l'elettrone viene generato alla griglia di Frish viene calcolata attraverso la velocità di deriva trovata precedentemente e il tempo di deriva:

$$\overline{AC} = t_{drift} v_{drift} \quad (4.17)$$

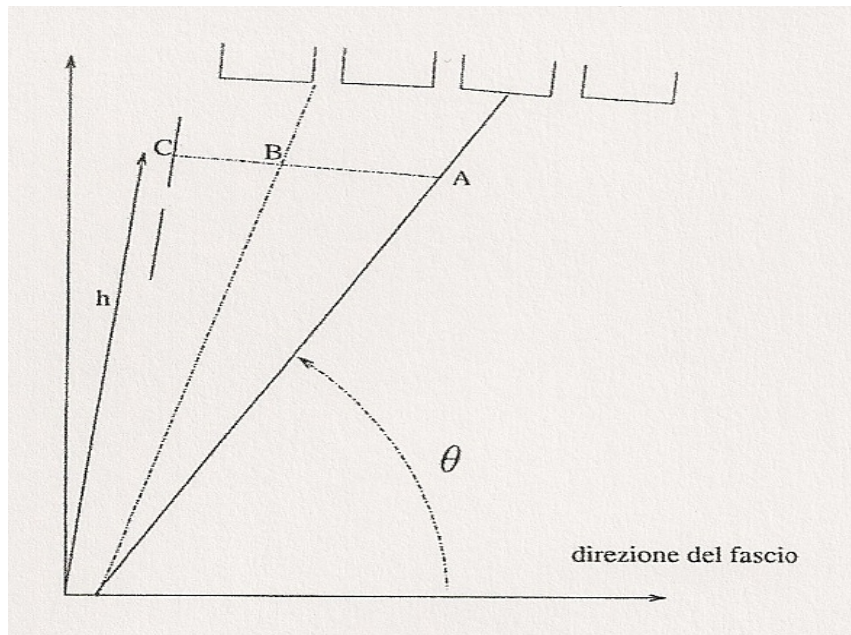
in cui  $t_{drift}$  è il tempo di deriva calcolato come la differenza di tempo tra il 20% del segnale della MS e il 20% del segnale del CsI.

Approssimativamente abbiamo finora considerato le MS perpendicolari alla direzione del fascio, mentre in realtà formano con essa un angolo di  $83^\circ$ .

Se identifichiamo con  $h$  la distanza tra la MS su cui giunge l'elettrone e la direzione del fascio (perpendicolare alla MS stessa), con  $AC$  la distanza dal punto in cui l'elettrone diviene libero per ionizzazione e il punto in cui giunge alle strisce anodiche della MS, possiamo calcolare l'angolo di emissione della particella ionizzante rispetto alla direzione del fascio:

$$\theta = 83^\circ - \arctg\left(\frac{AC}{h}\right) \quad (4.18)$$

in cui  $\arctg(AC/h)$  è l'angolo tra la direzione  $h$  e la traccia della particella.



**Figura 4.13:** Rappresentazione dell'angolo polare  $\theta$  tra la traccia della particella e la direzione del fascio incidente sul bersaglio.

Come esempio consideriamo i tempi medi di deriva ricavati dagli spettri, la velocità media di deriva definita dalla (4.16) e la distanza  $h$  dalla direzione del fascio alla metà della MS Up (perpendicolare al piano della MS) uguale a 108 mm. Il tempo di deriva si ricava per mezzo del segnale, mentre la velocità di deriva è nota a partire dai valori del campo elettrico e della pressione all'interno del gas. Se conosciamo quindi la velocità e il tempo medi di deriva per un elettrone che dal punto medio M di una regione sottoscritta da un CsI giunge a metà della MS Up, possiamo verificare se gli angoli calcolati corrispondono a quelli medi previsti:

	$\theta_{\text{medio previsto}}$	$t_{\text{drift}}$	$\theta_{\text{medio calcolato}}$
Csl 5	75.25°	305 ns	75.5°
Csl 6	60°	1000 ns	59.7°
Csl 7	47°	1770 ns	45.6°
Csl 8	34.75°	2550 ns	35.3°

**Tabella 4.7:** Valori degli angoli medi di ogni regione “vista” da un cesio, valori medi dei tempi di deriva e angoli medi calcolati a partire dai tempi e dalla velocità media di deriva.

L'errore viene calcolato attraverso la formula:

$$\delta\theta = \left( \frac{\partial \theta}{\partial t_d} \right) \delta t_d + \left( \frac{\partial \theta}{\partial \bar{v}_d} \right) \delta \bar{v}_d \quad (4.19)$$

in cui consideriamo come errore della velocità media 0.1 cm/ $\mu$ s e per i tempi di deriva le incertezze calcolate precedentemente, dipendenti dal tempo di salita, dall'ampiezza e dal rumore del segnale. Si ottengono quindi i valori degli angoli di emissione con le relative incertezze:

	$\theta$	$\delta\theta$
Csl 5	75.4°	0.7°
Csl 6	60°	1°
Csl 7	46°	1°
Csl 8	35°	1°

**Tabella 4.8:** A sinistra abbiamo i valori degli angoli calcolati precedentemente, a destra l'incertezza per la misura dell'angolo di emissione corrispondente a ogni Csl.

Le incertezze sono più piccole per angoli maggiori e più grandi per quelli minori, e questo è dovuto proprio al tempo di salita del segnale.

Tuttavia si può constatare che gli angoli medi calcolati corrispondono, entro i limiti degli errori, a quelli previsti dalla geometria del sistema, inoltre gli errori relativi rappresentano dall'1% al 3% delle misure, e questo è un buon risultato in fisica sperimentale.

## 4.5 I Tempi di salita

Un altro elemento dai cui è possibile ottenere una stima sugli angoli di emissione è il tempo di salita del segnale prodotto sulle microstrip, che, come abbiamo visto nel paragrafo precedente, permette di darci una stima anche sulle incertezze per la misura degli angoli di emissione a partire dai tempi di deriva e dalla velocità di deriva.

Il tempo di salita viene definito come la differenza tra l'istante in cui il segnale raggiunge il 20 % rispetto alla sua ampiezza e l'istante in cui ne raggiunge l'80 %.

Per quanto riguarda il tempo di salita non è possibile determinare dei confini esatti per i vari CsI, poiché non è legato alla geometria del sistema in maniera diretta. Tuttavia al diminuire dell'angolo di emissione e quindi all'aumentare dell'angolo tra la MS e la traccia della particella carica, aumenta il tempo di salita, poiché il tempo di raccolta di tutti gli elettroni resi liberi al passaggio della particella è più elevato.

Avendo trattato gli spettri dei tempi di salita come quelli per i tempi di deriva, abbiamo sommato assieme i run 12-24 e 30-105 (come visto in precedenza, alcuni sono stati opportunamente scartati) per poter ottenere degli spettri coerenti. In Figura 4.14 abbiamo nella prima immagine gli spettri per i CsI 6-7-8 e nella seconda quelli per i CsI 5-6-7, avendo considerato ogni tipo di particella.

Anche in questo caso avere degli intervalli distinti per i tempi di salita significa avere una certezza sui prodotti di reazione, ossia essere sicuri che gli eventi in una matrice  $\Delta E-E$  rientrino in una delle curve di identificazione; infatti, come vediamo in Figura 4.15, se consideriamo solo eventi di cui siamo sicuri che corrispondano a certi tipi di particelle (nel nostro caso le alfa), anche per i tempi di salita possiamo ottenere degli spettri i cui limiti si sovrappongono il meno possibile.

Ovviamente nel caso dei tempi di salita risulta comunque impossibile una netta separazione tra gli spettri a causa dell'indiretta dipendenza dagli angoli di emissione.

Considerando solo gli eventi i cui prodotti di reazione sono le particelle alfa, è possibile dare una stima sui valori minimi, massimi e medi dei tempi di salita corrispondenti a ogni regione "vista" da un CsI.

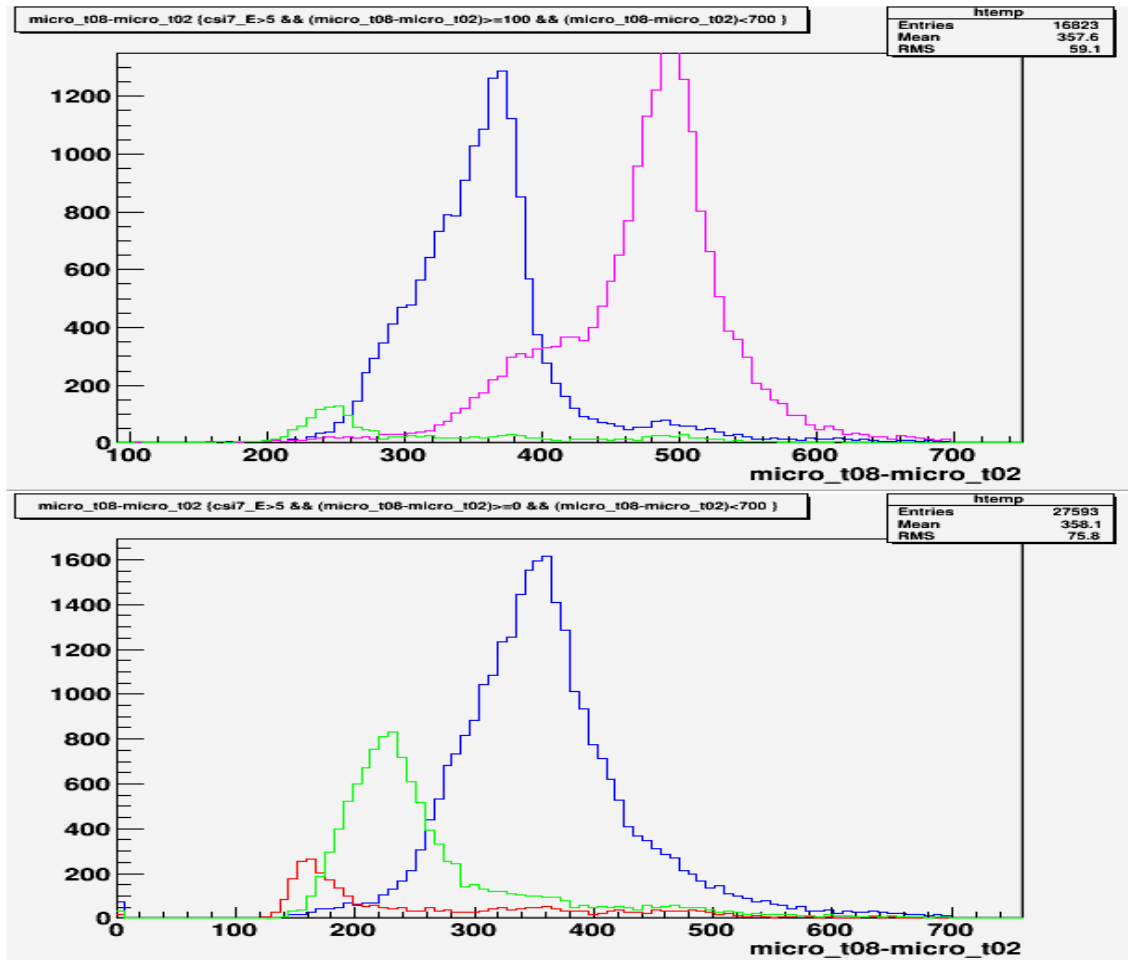


Figura 4.14: Nella prima immagine spettri per i CsI 6-7-8 (run 12-24), nella seconda spettri per i CsI 5-6-7 (run 30-105). Vengono considerati tutti i tipi di prodotti di reazione.

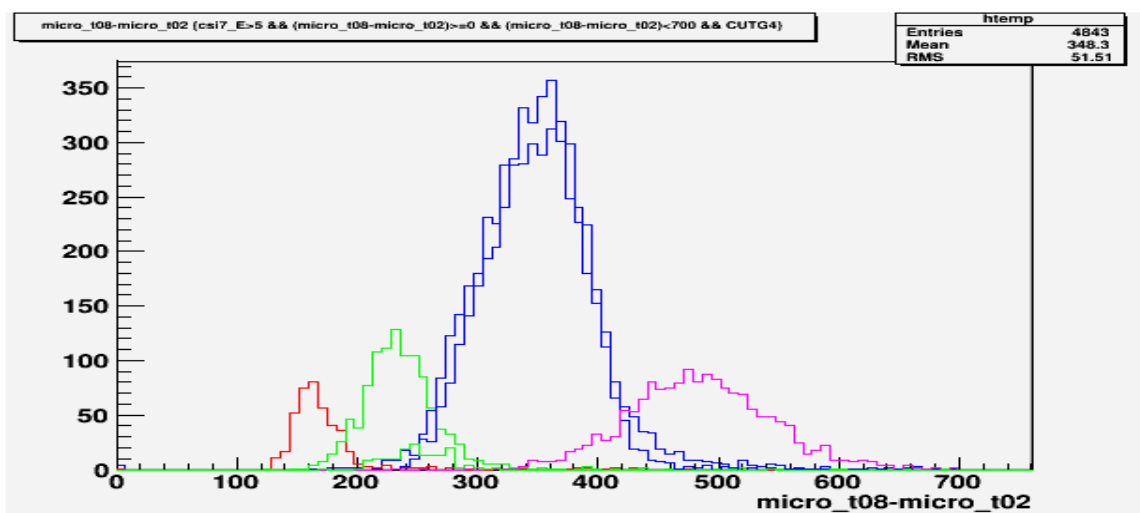


Figura 4.15: Sovrapposizione degli spettri dei tempi di salita per i run 12-24 e 30-105 per le particelle alfa.

I limiti dei tempi di salita per ogni CsI e i tempi medi sono mostrati in Tabella 4.9:

	<i>t. di salita minimo</i>	<i>t. di salita massimo</i>	<i>t. di salita medio</i>
CsI 5	130 ns	220 ns	175 ns
CsI 6	160 ns	330 ns	245 ns
CsI 7	220 ns	500 ns	360 ns
CsI 8	330 ns	640 ns	485 ns

**Tabella 4.9:** tempi di salita minimi, massimi e medi dei segnali indotti sulle MS, corrispondenti a ogni regione “vista” da un CsI.

Una caratteristica dei tempi di salita che si deduce dagli spettri riguarda le connessioni tra gli estremi, infatti sembra valere la relazione:

$$t_{r\max}(CsI\ i) = t_{r\min}(CsI\ i+2) \quad (4.20)$$

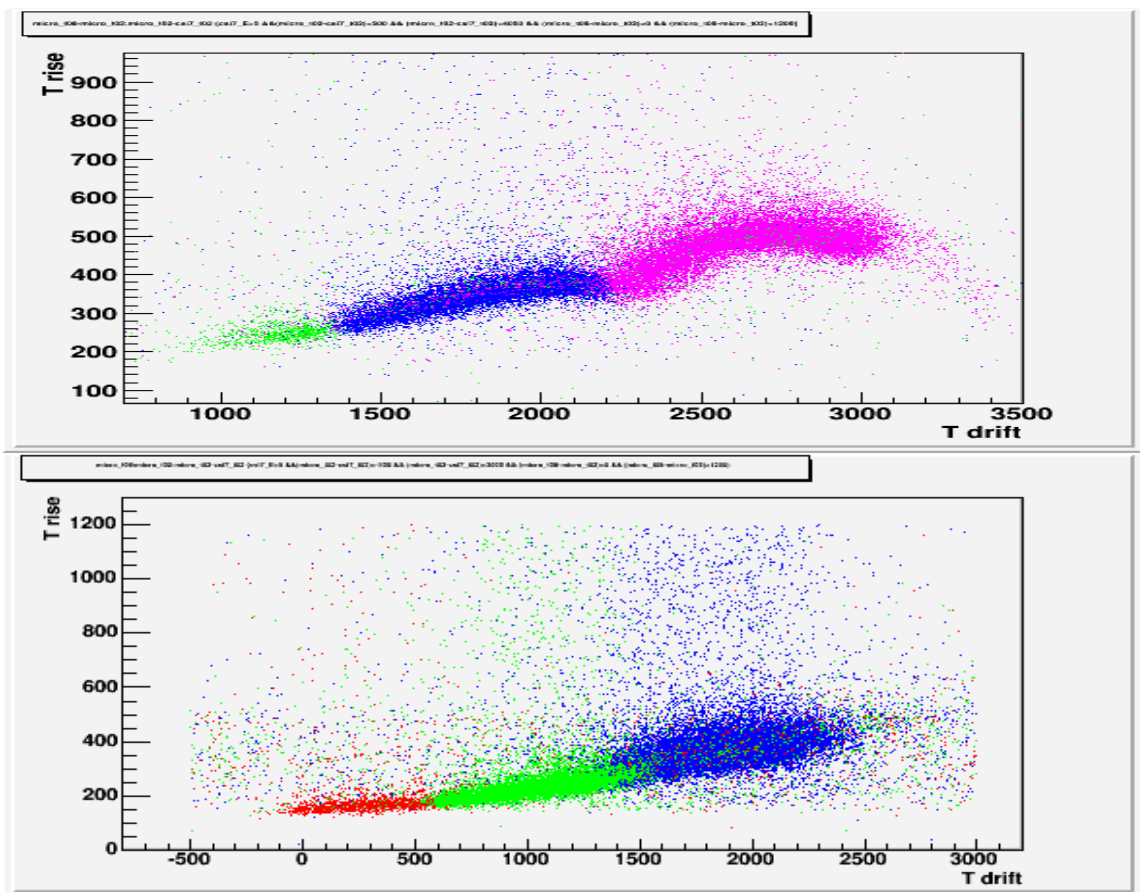
Naturalmente tale relazione è empirica e viene dedotta dall'analisi visiva degli spettri. Per quanto riguarda l'incertezza del tempo di salita, il discorso è un po' complicato, perché dipende dal suo stesso valore: come visto in precedenza per i tempi di deriva, l'incertezza sul tempo dipende dall'ampiezza del segnale  $A$ , dal rumore di fondo  $\sigma_n$  e dal tempo di salita stesso:

$$\delta t_r = \frac{\sigma}{A} t_r \quad (4.21)$$

Non avendo una dipendenza diretta dall'angolo, non è possibile fare un esempio di conferma come quello visto precedentemente per i tempi di deriva (attraverso il calcolo degli angoli medi per tempi medi e velocità media di deriva).

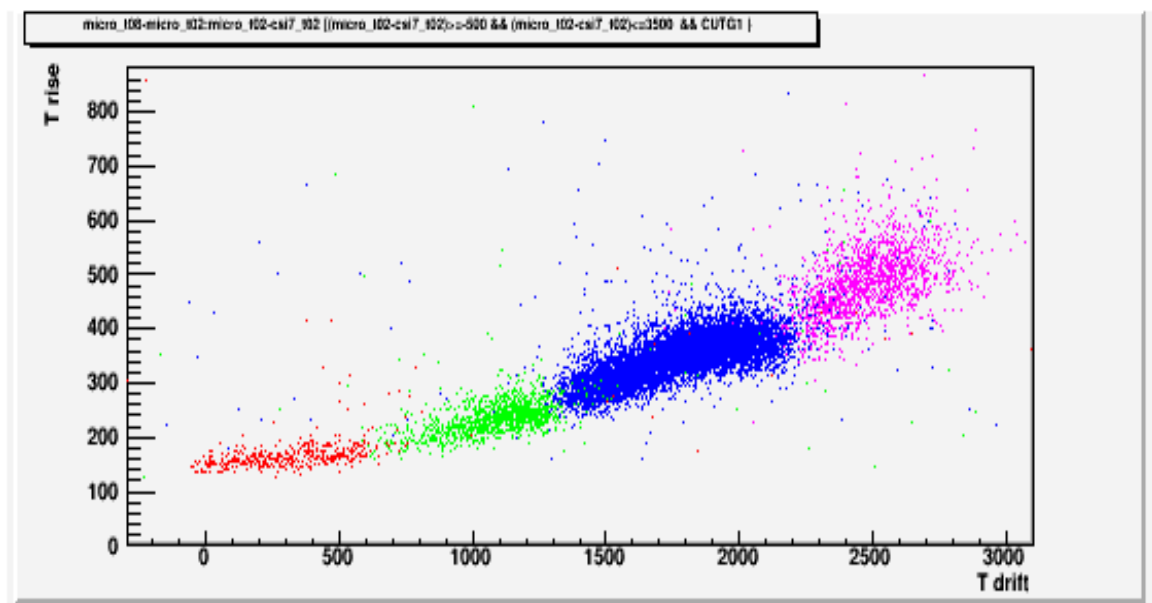
## 4.6 Le regioni definite dal rapporto tra il tempo di salita e il tempo di deriva

Dagli spettri dei tempi di deriva e di salita si deduce che possa esservi una relazione tra di essi. Se effettuiamo infatti dei grafici in cui si ha per ordinata il tempo di salita e per ascissa quello di deriva, si osserva che ogni CsI definisce una regione, come si può vedere in Figura 4.16: l'andamento della curva è crescente verso il CsI 8 (i tempi di salita crescono). Per gli eventi del CsI 8 abbiamo un'anomalia sulla forma della regione, in cui si ha un'incurvatura verso il basso: ciò è dovuto alla particolare geometria del settore e alla disposizione dei CsI, per cui una parte delle cariche prodotte viene schermata e non induce un segnale sulle MS.



**Figura 4.16:** Matrici  $t.rise-t.drift$  per i CsI 6-7-8 (run 12-24, prima immagine) e 5-6-7 (run 30-105, seconda immagine). Vengono considerati tutti i tipi di particelle.

Anche in questo caso si possono considerare solo le particelle alfa, come mostrato in Figura 4.17, in cui si ha la sovrapposizione dei run 12-24 e 30-105 per definire meglio le distinte regioni del grafico per ogni CsI. Come abbiamo detto in precedenza dal grafico deduciamo l'aumento dei tempi di salita che risulta molto graduale, quindi si potrebbero avere sovrapposizioni degli spettri di CsI diversi, ma possiamo vedere anche i confini ben visibili per i tempi di deriva di ogni CsI.



*Figura 4.17: Sovrapposizione dei run 12-24 e 30-105 per le particelle alfa.*

Abbiamo dimostrato ancora una volta le conclusioni tratte sulla stima degli angoli di emissione a partire dai tempi di deriva.

## Conclusioni

Lo scopo di questa tesi è stato quello di dimostrare i vantaggi che si possono ottenere attraverso l'utilizzo dell'elettronica digitale. Fino ad ora è stata utilizzata l'elettronica analogica per registrare i segnali provenienti dalla camera a ionizzazione a deriva dell'apparato GARFIELD, mentre ora è stata sostituita dall'elettronica digitale, che è stata disegnata per altri tipi di rivelatori, come quelli al silicio e gli scintillatori. Attraverso l'elettronica digitale si possono ottenere più informazioni sulle particelle ionizzanti: le informazioni sull'energia sono ottenibili con un algoritmo che permette di simulare l'uscita di un amplificatore standard; per quanto riguarda i tempi, attraverso l'elettronica analogica è possibile ottenere informazioni sui tempi di deriva, quindi sulla posizione della traccia della particella ionizzante e sull'angolo di emissione, solo per frammenti di carica  $Z \geq 3$ , poiché, come è stato discusso in precedenza, i segnali generati dagli amplificatori permettono di avere risoluzioni limitate per i diversi valori di energia. I dati analizzati in questa tesi mostrano come il maggior numero di eventi corrispondenti alle particelle alfa consentano di ricavare gli angoli di emissione.

Inoltre è stato possibile ottenere informazioni sui tempi di salita, mentre ciò non era possibile con l'utilizzo dell'elettronica analogica, se non con l'utilizzo di ulteriori moduli di elettronica. Con l'elettronica digitale e nel nostro caso per mezzo dell'oscilloscopio possiamo ottenere la forma del segnale che ci permette di calcolare i valori temporali relativi al 20% e all'80% del segnale. E' stato quindi dimostrato che anche attraverso i tempi di salita, seppur in forma minore, è possibile risalire alla posizione della traccia della particella ionizzante all'interno del gas.

Anche se è necessaria un'ulteriore e più approfondita analisi degli eventi raccolti, i risultati ottenuti sono incoraggianti e possono indicarci ulteriori vie per ottenere il maggior numero di informazioni derivanti dai meccanismi delle reazioni nucleari.

## Bibliografia

- 1) F. Gramegna et al., "Multifragment production at low incident energies", LNL Annual Report 2001
- 2) D. Duran, E. Surand, B. Tamain, "Nuclear dynamics in the nucleonic regime"; Insitute of physics publishing Bristol and philadelphia (2001)
- 3) P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, M. Bruno, M. D'Agostino and L. Manduci, *Nucl. Instr. and Meth.* A338 (1994) e A343 (1994) 663
- 4) F. Gramegna, "The GARFIELD proposal", Legnaro (1993), non pubblicato
- 5) W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"; Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994)
- 6) A. Lanchais, "GARFIELD: un apparato per misure di reazioni tra ioni pesanti ad energie intermedie", tesi di laurea, Università degli Studi di Bologna, Corso di Laurea in Fisica
- 7) L. G. Christophourou et al., *Nucl. Instr. And Meth.* 163 (1979)
- 8) M. Chiari et al., *Nucl. Instr. And Meth.* A484 (2002)
- 9) F. Gramegna et al., *Nucl. Instr. And Meth.* A389 (1997)
- 10) ROOT framework, web site <http://root.cern.ch>
- 11) L. Bardelli, "garfield monitor user manual"
- 12) F. Gramegna, "Proceedings of the international workshop on Microstrip Gas Chambers", Legnaro 1994; editors G.Della Mea, F. Sauli
- 13) F. Gramegna et al., "Preliminary result and future activities at the Garfield apparatus", Proceeding of the International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari, Maggio 2001
- 14) U. Abbondanno et al., *Nucl. Instr. And Meth.* A488 (2002)
- 15) P. F. Mastinu et al., *Nucl. Instr. And Meth.* A371 (1996)
- 16) A. Moroni et al., *Physica Medica* - Vol. XVII, Supplement 1, 2001
- 17) L. Bardelli, "Development of sampling and digital signal processing techniques with applications to Nuclear Physics detectors", dottorato in Fisica XVII ciclo, Università degli Studi di Firenze, Dipartimento di Fisica.