

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FIRENZE
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica di I livello

**Procedure di identificazione e taratura in
energia di isotopi di H e He in
scintillatori a CsI(Tl)**

Candidato: **Andrea Bruschi**

Relatore: **Prof. Giacomo Poggi**

Anno Accademico 2006/07

Indice

1	Introduzione	1
2	La Fisica del processo	2
2.1	Fenomenologia alle diverse energie	2
3	Il multirivelatore CHIMERA	4
3.1	I telescopi	6
3.1.1	Scintillatori (CsI(Tl))	6
3.2	La catena elettronica	7
4	Calibrazione dello scintillatore e identificazione delle particelle	11
4.1	Identificazione in carica delle particelle	12
4.2	Identificazione in massa	12
4.3	Taratura dei CsI(Tl)	15
5	Conclusioni	20
	Bibliografia	24
6	Ringraziamenti	25

1 Introduzione

Il presente lavoro prende in esame i dati raccolti per il sistema $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ all'energia di fascio di 35 AMeV durante la campagna di misura effettuata nel 2004 dall'esperimento NUCLEX DYNA con il multirivelatore CHIMERA (costruito dai gruppi INFN di Catania, Messina e Milano) installato presso i Laboratori Nazionali del Sud (LNS) dell'INFN di Catania. Questa reazione è una collisione nucleare alle cosiddette energie di Fermi e in questo tipo di reazioni si osserva una transizione fra il regime di bassa energia, dove prevalgono le interazioni di campo medio, e quello di alta energia, dove invece prevalgono le collisioni nucleone-nucleone.

Il dispositivo di rivelazione CHIMERA è un apparato complesso, costituito da 1192 telescopi per la rivelazione di particelle cariche, con una copertura nominale di angolo solido del 94%. Ogni telescopio è costituito da due rivelatori: un primo rivelatore di silicio dello spessore di circa $300\ \mu\text{m}$, per la misura dell'energia e del tempo di volo delle particelle cariche incidenti, e un secondo rivelatore a scintillazione a ioduro di cesio (CsI(Tl)) accoppiato ad un fotodiodo, che misura l'energia rilasciata dalle particelle che non si arrestano nel primo rivelatore.

Lo scopo di questo lavoro è la calibrazione in energia di parte dei CsI(Tl) e la discussione dei metodi di identificazione delle particelle leggere prodotte nella reazione. L'analisi e la calibrazione sono limitati ai rivelatori di un solo anello (RING3) del dispositivo CHIMERA.

Nel primo capitolo descriveremo brevemente la fisica delle collisioni ad energia di Fermi come introduzione al lavoro della tesi. Nel secondo capitolo viene presentato l'apparato sperimentale CHIMERA con una breve descrizione del funzionamento dei rivelatori utilizzati e della catena elettronica di acquisizione che permette la raccolta delle informazioni energetiche e del tempo di volo.

Nel terzo capitolo viene esposto il procedimento effettuato per la calibrazione in energia degli scintillatori e i metodi di identificazione sia in carica che in massa delle particelle rivelate. Nel capitolo quarto verranno presentati i risultati del lavoro svolto.

2 La Fisica del processo

Le reazioni indotte da ioni pesanti permettono di investigare il comportamento della materia nucleare in condizioni lontane da quelle usuali. Con l'utilizzo di fasci ad energie elevate (superiori alla barriera repulsiva coulombiana) è infatti possibile raggiungere situazioni in cui i nuclei si trovano in stati estremi di temperatura, densità e momento angolare.

Le reazioni fra nuclei pesanti possono essere schematizzate in base a due parametri: l'energia di collisione ed il grado di centralità a cui esse si verificano. Si classificano come reazioni "a basse energie" quelle caratterizzate da energie inferiori a 10 A MeV (MeV per nucleone), mentre come "ad alte energie" quelle al di sopra di 100 A MeV; la regione compresa fra questi estremi viene definita delle energie intermedie o energie di Fermi. Si ricorda che l'energia di Fermi dei nucleoni all'interno del nucleo è circa 34 MeV. In questa panoramica si escludono le collisioni ad energie relativistiche e ultrarelativistiche ($> m_N c^2 \sim 1000$ MeV).

L'altra grandezza significativa che si utilizza per classificare i meccanismi di reazione predominanti è il parametro d'urto b , che indica la maggiore o minore centralità delle reazioni. Esso è definito come la distanza fra la traiettoria asintotica (a $t = -\infty$) del proiettile durante il moto di avvicinamento al bersaglio e la retta ad essa parallela passante per il nucleo bersaglio. Definiamo inoltre il parametro d'urto di grazing ($b = b_{gr}$) come il valore di b per cui la distanza di minimo avvicinamento della traiettoria classica è tale che il nucleo bersaglio e quello proiettile, immaginati come sfere, si sfiorano.

Ci aspettiamo dunque che per valori $b > b_{gr}$ si osservino principalmente processi di diffusione Coulombiana, cioè scattering Rutherford ed eccitazione coulombiana: in questo caso il nucleo incidente viene diffuso prevalentemente ad angoli minori dell'angolo di grazing θ_{gr} . Per $b < b_{gr}$ si osserva invece la comparsa delle reazioni nucleari.

Con questa schematizzazione in mente, nel paragrafo che segue, per ogni intervallo di energia, ci riferiremo ai due casi limite, collisioni centrali ($b \sim 0$) e collisioni periferiche ($b \sim b_{gr}$), in modo da considerare almeno qualitativamente l'influenza del parametro d'urto sul meccanismo di reazione.

2.1 Fenomenologia alle diverse energie

Qui verranno accennate solo le caratteristiche principali; una presentazione generale della fenomenologia alle diverse energie si può trovare ad esempio in [1].

Nella regione delle basse energie il principio di esclusione di Pauli riduce drasticamente l'effetto delle collisioni nucleone-nucleone, in quanto i due nucleoni interagenti, essendo fermioni, possono essere trasferiti soltanto in stati finali non occupati, che data la bassa energia di collisione sono difficilmente raggiungibili. Dunque a queste energie l'interazione è principalmente riconducibile all'interazione di ciascuno dei due nuclei con il campo medio dell'altro. Gran parte dell'energia cinetica inizialmente presente nel moto relativo dei due nuclei incidenti viene dissipata eccitando i gradi di libertà interni del sistema e l'evoluzione del sistema è diversa a seconda del valore del parametro d'urto. Nelle reazioni centrali è possibile la creazione di un sistema mononucleare (nucleo fuso o composto) necessariamente molto eccitato e caratterizzato da un completo raggiungimento dell'equilibrio termodinamico; il suo decadimento è determinato dalla competizione statistica fra tutti i canali accessibili. Per le reazioni periferiche invece si ha la formazione di una struttura intermedia sempre a carattere dinucleare ma con una sorta di finestra tra i due nuclei attraverso la quale essi si scambiano nucleoni, dissipando energia e trasferendo momento angolare dal moto relativo ai gradi di libertà interni; successivamente questa zona di contatto cessa di esistere e i due frammenti risultanti, detti *projectile-like fragment* (PLF) e *target-like fragment* (TLF), si allontanano e poi decadono mediante evaporazione di particelle oppure fissione sequenziale. Queste reazioni prendono il nome di *deep inelastic collisions*.

Nelle reazioni ad alte energie l'effetto del principio di esclusione di Pauli è via via sempre meno importante e le collisioni nucleone-nucleone sono preponderanti rispetto agli effetti di eccitazione collettiva. Anche qui il meccanismo di reazione dipende dal parametro d'urto: nelle reazioni centrali si ha la frammentazione completa dei nuclei collidenti con la liberazione di nucleoni singoli o particelle leggere, mentre le collisioni periferiche possono essere descritte con il modello partecipante-spettatore. I nucleoni partecipanti si trovano nella zona di sovrapposizione geometrica dei due nuclei nel corso della collisione: essi formeranno, dopo la separazione dei nuclei originali, una zona di materia nucleare a densità e temperatura molto elevate che decade emettendo nucleoni e particelle leggere molto energetiche. I nucleoni spettatori sono invece quelli che si trovano nelle zone di non sovrapposizione e la cui velocità (mediata sul moto di Fermi) dopo la reazione sarà poco perturbata rispetto a quella iniziale.

Nella regione delle energie di Fermi che, come è stato accennato nell'introduzione, è quella di interesse per questo lavoro di tesi, si osserva la coesistenza dei fenomeni appartenenti ad entrambe le classi sopra descritte: infatti la lunghezza d'onda di

De Broglie è dello stesso ordine di grandezza della distanza media fra i nucleoni e il principio di esclusione di Pauli è in parte ancora efficace. Al variare dell'energia del fascio si passa con continuità, per le collisioni periferiche, da una prevalenza di reazioni di tipo *deep inelastic*, proprie del caso a basse energie, a una situazione in cui si hanno processi di fusione incompleta e, per le centrali, dalla fusione completa alla frammentazione di gran parte del sistema.

A causa delle maggior velocità del fascio, il tempo di interazione alle energie di Fermi è minore rispetto al caso a basse energie e questo, insieme al principio di Pauli, impedisce al sistema di raggiungere un completo equilibrio termodinamico prima della riseparazione dei frammenti; questo fatto è evidenziato da alcune caratteristiche di non equilibrio osservate in tali reazioni. Per esempio la ripartizione dell'energia di eccitazione fra i frammenti primari prodotti in collisioni binarie ha un andamento dipendente dal trasferimento netto di massa da un nucleo all'altro: più in particolare è stato evidenziato che, per un dato intervallo di energia di eccitazione totale del sistema con la stessa combinazione di masse primarie (cioè pre-evaporative), il frammento maggiormente eccitato corrisponde a quello che nell'interazione ha acquisito massa rispetto al canale di ingresso [2].

Un'altra caratteristica delle reazioni periferiche e semiperiferiche in questa regione di energie è l'intensa emissione di particelle leggere cariche (LCP, Light Charged Particles) e soprattutto di frammenti di massa intermedia (IMF, Intermediate Mass Fragments) con velocità intermedie tra quelle del PLF e del TLF [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. Queste emissioni, dette a *midvelocity*, non sono previste dai modelli evaporativi che descrivono l'emissione di particelle da parte dei frammenti eccitati. Il fatto che tali emissioni si collochino nella regione intermedia tra le velocità del proiettile e del bersaglio può indicare che esse hanno origine nella zona di contatto fra i due nuclei: potrebbero essere originate dalla frammentazione oppure dal decadimento di una struttura sottile e allungata che unisce i due nuclei subito prima del definitivo distacco (neck).

3 Il multirivelatore CHIMERA

L'apparato (vedi figura 1) comprende 1192 telescopi ognuno dei quali è costituito da un rivelatore al silicio di spessore circa 200-300 μm con dimensioni variabili tra 16 cm^2 e 57 cm^2 e da uno scintillatore a ioduro di cesio attivato al tallio (CsI(Tl)) di spessore compreso fra i 3 cm e i 12 cm (a seconda della distanza dal target) accoppiato ad un fotodiodo per la raccolta della luce emessa [10]. Questo apparato

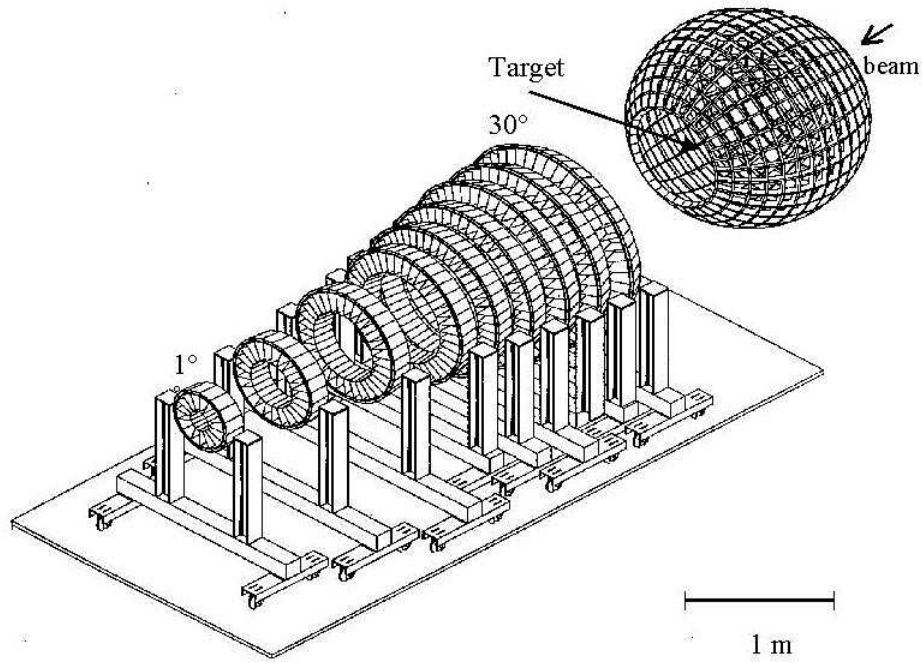


Figura 1: La geometria del multirivelatore CHIMERA

consente di coprire un'elevata frazione di angolo solido (nominalmente circa il 94%) e quindi dovrebbe permettere la ricostruzione completa della topologia dell'evento per le particelle cariche, fornendo, per ciascuna particella rivelata, massa, carica ed energia. L'elevata granularità del rivelatore permette una buona identificazione dell'angolo di emissione delle particelle rivelate e riduce la probabilità che più particelle colpiscano uno stesso rivelatore (multiple hit).

Per descrivere la geometria del rivelatore si usa un sistema di riferimento nel laboratorio centrato sulla posizione del bersaglio: l'asse Z è parallelo all'asse del fascio, e l'asse X diretto verticalmente mentre θ indica l'angolo polare e ϕ l'angolo azimutale. I telescopi sono posti su 35 anelli concentrici centrati sull'asse del fascio; la struttura è tale da dividere l'apparato in due blocchi. Il primo blocco è costituito dai primi 18 anelli, contenenti 688 telescopi; questi coprono angoli polari tra $\theta = 1^\circ$ e $\theta = 30^\circ$: gli anelli sono posti a distanze diverse dal bersaglio in modo da coprire, al diminuire di θ , un angolo solido minore, visto che nel laboratorio le particelle emesse dalla reazione sono focalizzate in avanti. I restanti 504 telescopi sono installati tutti alla stessa distanza dal bersaglio su 15 anelli in modo da coprire una superficie approssimativamente sferica avente un raggio di 40cm centrata sul bersaglio; gli angoli polari

coperti sono da $\theta = 30^\circ$ a $\theta = 176^\circ$.

3.1 I telescopi

Come è già stato accennato, nel rivelatore CHIMERA i telescopi sono composti da un rivelatore al silicio di spessore $\sim 200 - 300 \mu\text{m}$ e da uno scintillatore CsI(Tl) di spessore compreso tra 3 cm e 12 cm. Questi rivelatori hanno due scopi: la misura del tempo di volo (effettuata dal solo silicio) e dell'energia rilasciata dalle particelle incidenti, sia che esse si fermino nel primo rivelatore (al silicio), sia che lo attraversino e si fermino nello scintillatore.

Per i primi 688 telescopi (18 anelli) i rivelatori al silicio sono accoppiati a due a due per formare 9 ruote ed hanno due "spiagge" attive, ricavate da un unico wafer di silicio. Questo serve per massimizzare la copertura dell'angolo solido ma introduce l'effetto di condivisione di cariche fra le due spiagge (*cross talk*) che deve essere considerato e corretto in fase di analisi dati. Gli altri 504 rivelatori sono invece a spiaggia unica e non presentano questo problema.

Il funzionamento dei rivelatori al silicio è sostanzialmente quello di un diodo a giunzione p-n (per una discussione più accurata si veda [11]). Un parametro importante di cui bisogna tener conto è lo spessore morto in ingresso; in questo spessore infatti l'energia rilasciata dalla particella non è misurabile visto che tale zona è inefficiente per la raccolta di carica. Nel caso dei rivelatori considerati tale spessore ammonta a circa $1\mu\text{m}$ equivalente di alluminio.

3.1.1 Scintillatori (CsI(Tl))

L'ultimo strato del telescopio, quello che deve essere in grado di fermare e rivelare le particelle che hanno attraversato il rivelatore al silicio, è costituito da uno scintillatore inorganico a ioduro di cesio accoppiato a un fotodiodo. Questo tipo di scintillatore riesce a combinare una buona capacità di rallentamento delle particelle con la possibilità di identificare i vari isotopi di particelle leggere.

Gli scintillatori inorganici sono ben descritti da una struttura a bande energetiche; la banda più bassa è quella di valenza ed è riempita dagli elettroni legati al reticolo, l'altra banda è quella di conduzione e contiene gli elettroni che hanno energia sufficiente per migrare all'interno del cristallo (a temperatura ambiente è vuota). Tra queste due bande vi è una banda di energie proibite dove l'elettrone non si potrà mai trovare in un cristallo puro: infatti, assorbendo energia, un elettrone in banda

di valenza si porta direttamente nella banda di conduzione.

In un cristallo puro si ha che l'energia necessaria alla formazione di una coppia elettrone-lacuna è pressoché uguale a quella liberata (tipicamente con emissione di radiazione elettromagnetica) quando una coppia si ricombina. Ciò porta alla sovrapposizione degli spettri di assorbimento e di emissione, quindi all'autoassorbimento; dunque il cristallo non è trasparente alla luce di fluorescenza emessa. Si effettua quindi un drogaggio con impurità, dette attivatori, che modificano la normale struttura a bande del cristallo con l'inserimento di livelli intermedi nella banda proibita. Il passaggio di una particella carica nel rivelatore eccita gli elettroni che passano dalla banda di valenza a quella di conduzione formando così una coppia elettrone-lacuna. La lacuna può muoversi verso un sito di impurità e ionizzarlo (infatti l'energia di eccitazione dell'impurità è inferiore a quella tipica di un atomo del cristallo). Quando un elettrone libero incontra un atomo di questo tipo, viene a crearsi una configurazione neutra che ha il suo insieme di stati metastabili. Essi decadono nello stato fondamentale in un tempo proprio che determina la costante di tempo della luce di scintillazione. La presenza di questi siti in pratica elimina la sovrapposizione fra gli spettri di assorbimento ed emissione, rendendo il cristallo trasparente alla luce di fluorescenza da esso emessa.

Nel caso del CsI(Tl) la fluorescenza presenta due componenti

$$N(t) = L_1 e^{-\frac{t}{\tau_{fast}}} + L_2 e^{-\frac{t}{\tau_{slow}}} \quad (1)$$

dove $N(t)$ è il numero di fotoni emessi all'istante t mentre $\tau_{fast} \sim 0.7\mu s$ e $\tau_{slow} \sim 3\mu s$ sono i tempi di vita medi delle due componenti.

Una proprietà molto utile di questo scintillatore è che, a parità di energia rilasciata nel rivelatore, la ripartizione della luce tra le componenti *fast* e *slow* dipende dal tipo di particella (carica, massa) che lo attraversa. In questo modo, correlando tra loro le intensità di queste due componenti, è possibile identificare le particelle in carica e massa (*pulse shape discrimination*). Una caratteristica negativa dei rivelatori a scintillazione è invece la dipendenza non lineare della luce di scintillazione dall'energia rilasciata dalle particelle incidenti. Lo scopo della tesi è quello di calibrare in energia questo tipo di rivelatori con i dati ottenuti dall'esperimento CHIMERA, nonché di affrontare il problema dell'identificazione delle particelle da essi rivelate.

3.2 La catena elettronica

Descriviamo brevemente la trattazione dei segnali relativamente alla generazione del segnale di trigger e all'acquisizione del segnale di energia facendo riferimento alla

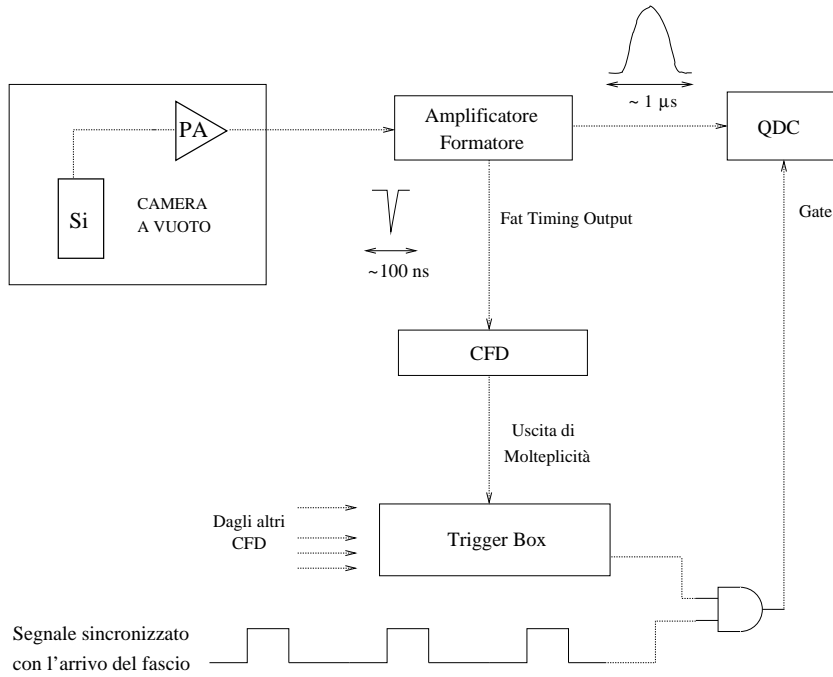


Figura 2: Catena elettronica di formazione e conversione del segnale proveniente dai rivelatori al Silicio

figura 2. L'evento che noi vogliamo osservare è costituito dall'insieme delle particelle prodotte in una reazione nucleare. La fisica da studiare ci suggerisce di scegliere un "trigger" di molteplicità $M \geq 2$, che corrisponde a selezionare tra tutti gli eventi quelli in cui due o più rivelatori al silicio hanno misurato un segnale sopra la soglia dei discriminatori entro un intervallo di tempo (il "potere risolutivo della coincidenza", 400ns nel nostro caso) tale da poter considerare le particelle rivelate come originate dalla stessa reazione. I casi in cui un solo silicio ha generato un segnale (molteplicità $M=1$) corrispondono tipicamente a diffusione elastica in cui si rivela solo il proiettile: infatti il nucleo bersaglio ha carica tale che perde molta energia negli spessori morti e nel target e non rilascia nello spessore attivo del silicio una energia sufficiente per essere rivelato.

Il segnale prodotto nel silicio viene inviato ad un preamplificatore di carica, che si trova in prossimità del rivelatore stesso all'interno della camera a vuoto in cui si effettua la misura (camera Ciclope ai LNS di Catania) (vedi figura 2). Il segnale poi viene trattato da un successivo stadio di amplificazione e formazione con guadagno programmabile. L'amplificatore-formatore produce un'uscita "lenta" adatta alla misura di energia, avente la forma di un impulso di durata pari ad alcuni μs e che

presenta un massimo proporzionale alla carica Q rilasciata nel silicio. Tale segnale viene poi inviato ad un QDC che lo integra in un certo intervallo temporale definito dal *gate* (che spiegheremo tra breve): il segnale viene convertito digitalmente, per cui otteniamo un valore numerico (in canali) discreto proporzionale alla carica Q quindi all'energia rilasciata nel rivelatore.

L'amplificatore-formatore fornisce anche un'uscita veloce (*Fast Timing Output*) che viene utilizzata per ricavare il segnale di "tempo": essa viene inviata ad un discriminatore a frazione costante (CFD) che produce un segnale logico con un fronte di salita (marca di tempo) avente un ritardo costante rispetto all'inizio "vero" del segnale in ingresso e indipendente dall'ampiezza e dal tempo di salita di quest'ultimo. Il CFD ha anche un'uscita di "molteplicità" che invia un segnale ad un dispositivo detto Trigger Box che permette di selezionare la soglia di trigger di molteplicità dell'evento, al di sopra della quale parte l'acquisizione dei dati dei QDC. Nel caso che la somma dei segnali di molteplicità provenienti dai diversi CFD superi questa soglia prefissata, la Trigger Box produce un'uscita logica (il trigger dell'evento) la cui coincidenza con un fronte di salita del segnale sincronizzato con l'arrivo del fascio sul bersaglio (RF con periodo 130ns) abilita la generazione di un segnale che viene utilizzato come *gate* di integrazione per i QDC.

In queste condizioni si può avere un ritardo variabile fra 0 e 130ns fra l'arrivo del segnale del silicio che chiude la coincidenza e il fronte di salita della RF che abilita il trigger (e quindi la generazione del gate dei QDC); si noti che anche piccole variazioni nel tempo di chiusura delle coincidenze possono provocare un salto di 130ns nel segnale di gate.

Le fluttuazioni del ritardo nel segnale di gate nel caso del silicio non genera conseguenze (omettiamo i dettagli della soluzione adottata), invece nel caso dei CsI(Tl) questo comportamento crea un problema nei dati, perché non corretto in fase di progetto.

Nel caso dei CsI(Tl), il segnale proveniente dal fotodiodo, dopo essere stato amplificato mediante l'utilizzo di un preamplificatore e di un amplificatore formatore, segue due diversi percorsi (figura 3): utilizzando un dispositivo detto *stretcher* posto prima dell'ingresso al QDC, uno dei due segnali analogici provenienti dal formatore viene allungato quando esso ha raggiunto il suo valore massimo; l'altro invece viene inviato direttamente in ingresso ad un altro QDC. Il segnale di *gate*, una volta abilitato dal trigger, è fornito contemporaneamente ai due QDC e quindi l'integrazione del segnale avverrà rispettivamente in corrispondenza del valore massimo ed in una regione della coda di decadimento; la prima integrazione corrisponde all'acquisizione

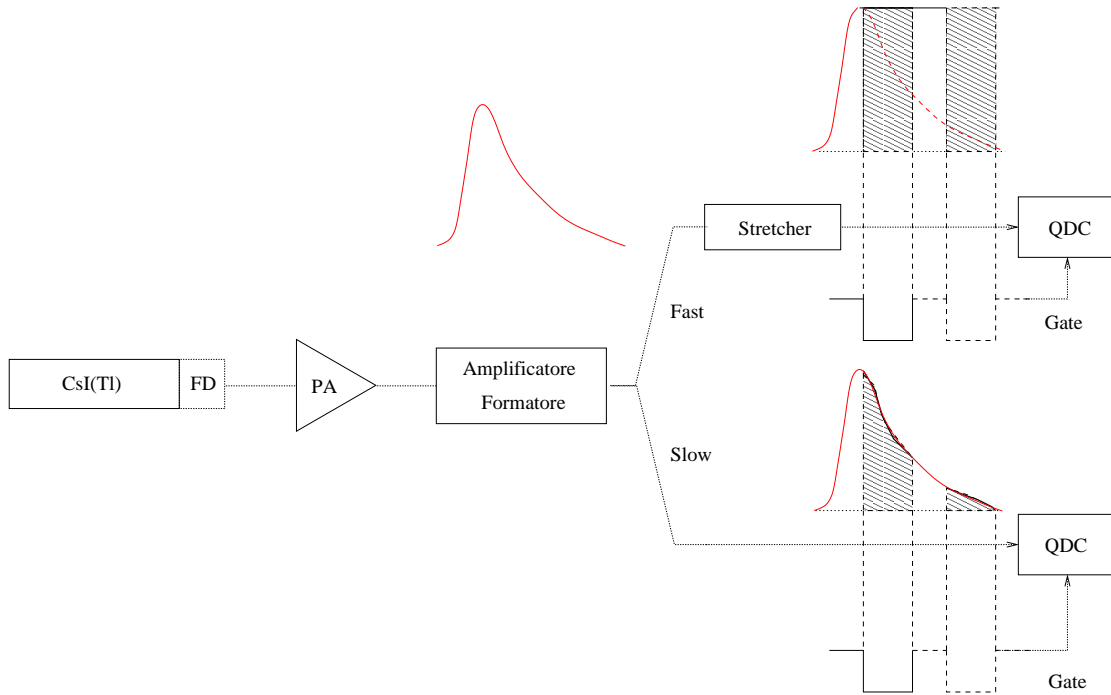


Figura 3: Catena elettronica di formazione e conversione del segnale proveniente dai CsI(Tl)

della componente *fast* mentre la seconda corrisponde all'acquisizione della componente *slow* della luce prodotta dallo scintillatore. Questo avviene perché i tempi di formazione ($\sim 1\mu\text{s}$) sono confrontabili con quelli di fluorescenza delle componenti *fast* e *slow* nel CsI(Tl).

Come abbiamo già accennato, il segnale di trigger determina la generazione del *gate*: un ritardo nella generazione di questo segnale determina un cambiamento della posizione della finestra di integrazione del segnale per le componenti *fast* e *slow*. Nel caso della componente *fast* questo non crea conseguenze; nel caso della *slow* questo implica l'integrazione di un tratto diverso della coda: quindi due particelle identiche che rilasciano la stessa quantità di energia nel CsI(Tl) possono avere due ampiezze *slow* diverse (come si può facilmente capire dalla figura 3 confrontando le aree delle due diverse zone tratteggiate che corrispondono a due possibili ritardi diversi fra l'arrivo del segnale analogico e l'arrivo del segnale di *gate*).

4 Calibrazione dello scintillatore e identificazione delle particelle

Come già detto, i telescopi di CHIMERA sono costituiti da due moduli, un rivelatore al silicio (primo modulo) seguito da uno scintillatore CsI(Tl) (secondo modulo). Il percorso fatto da uno ione in un materiale dipende dalla sua energia, dallo Z (carica) e marginalmente da A (numero di massa); la perdita di energia avviene secondo la formula di Bethe-Block (per maggiori dettagli [11, 12]):

$$\frac{dE}{dx} \propto Z^2 \frac{A}{E}$$

Se l'energia è sufficientemente alta, le particelle attraversano il primo strato e si fermano nel CsI(Tl), altrimenti si arrestano nel silicio.

Per le particelle che si fermano all'interno del primo modulo siamo in grado di misurare l'energia e il tempo di volo: questo ci permette di ricavarne la massa. Disponendo di fasci di particelle di energia nota che si fermano nel primo modulo del telescopio, è possibile tarare in energia i silici. Nel caso in questione questa taratura è stata effettuata in un lavoro precedente [13].

Per le particelle che attraversano il silicio e si fermano poi nel CsI(Tl) le informazioni del solo silicio non sono più sufficienti per l'identificazione in massa e carica. Per le particelle che hanno rilasciato nel silicio un'energia maggiore della soglia di rivelazione (cioè abbiamo un segnale di energia proveniente dal silicio), possiamo costruire delle matrici ΔE - E dove ΔE è l'energia persa nel silicio e E è l'energia restante dopo l'uscita dal silicio stesso, che approssimeremo con la componente *fast* del CsI(Tl). Su queste correlazioni le particelle con un certo Z si distribuiscono lungo curve approssimativamente iperboliche in funzione della loro energia (a ogni Z corrisponde una curva diversa), come previsto dalla formula di Bethe-Block (vedi figura 4). Per gli ioni più leggeri è possibile anche distinguere curve diverse a seconda dell'isotopo considerato. Per tutte le particelle rivelate sia dal silicio che dal CsI è quindi possibile effettuare un'identificazione in carica e, marginalmente, in massa.

Per quelle particelle che invece attraversano il silicio senza essere rivelate perché sono al di sotto della soglia del CFD, è possibile recuperare l'identificazione sia in massa che in carica analizzando la ripartizione dell'energia sulle due componenti dello CsI(Tl) (tecnica di discriminazione di forma *pulse shape discrimination*): infatti a parità di energia iniziale a seconda del tipo di particella (A e Z), la perdita di energia si ripartisce nelle due componenti *fast* e *slow* in modo diverso e questo

$\Delta E-E_{\text{res}}$ riv.691

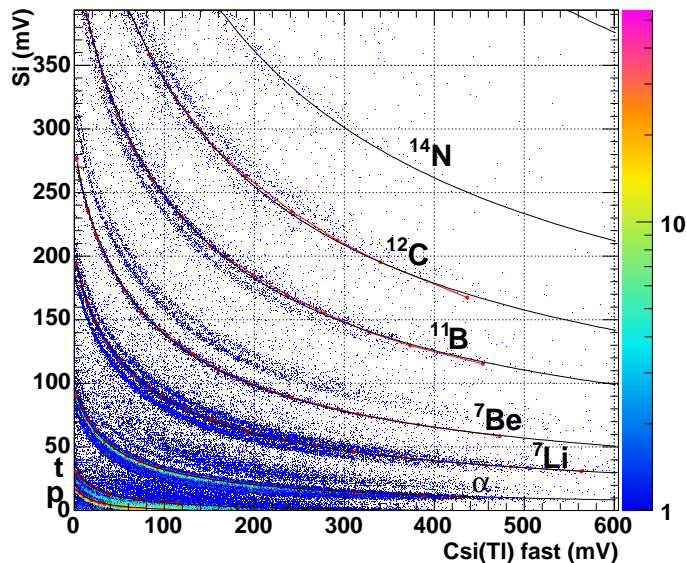


Figura 4: Esempio di matrice $\Delta E-E$ [13]

consente l'identificazione delle particelle stesse.

4.1 Identificazione in carica delle particelle

La figura 5 mostra una possibile tecnica di identificazione delle particelle in carica basata sulla correlazione *fast-slow* per tutte le particelle rivelate dal CsI(Tl) (indipendentemente dal fatto che siano state viste o no nel silicio): gli eventi vengono racchiusi in due regioni distinte a seconda che siano particelle con $Z=1$ (contorno verde) o $Z=2$ (contorno rosso); tutti quegli eventi che si trovano all'interno della regione verranno attribuiti ad una particella con il numero atomico corrispondente alla regione. Il problema dell'identificazione in carica si riconduce quindi alla determinazione non ambigua delle regioni.

L'identificazione delle due regioni e la loro attribuzione a $Z=1$ o $Z=2$ viene effettuata mediante il semplice riconoscimento delle caratteristiche salienti della correlazione.

4.2 Identificazione in massa

Per l'identificazione in massa si potrebbe ripetere lo stesso procedimento effettuato per l'identificazione in carica: si nota però dalla figura 5 che la risoluzione, e

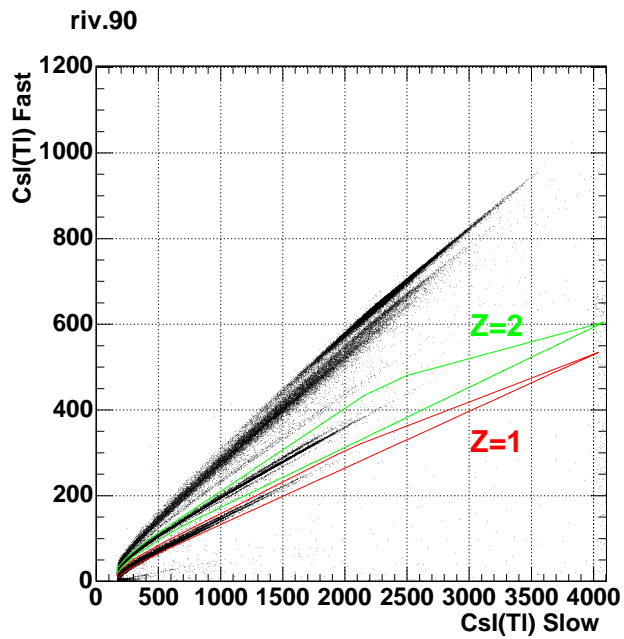


Figura 5: Identificazione in carica per il rivelatore 90

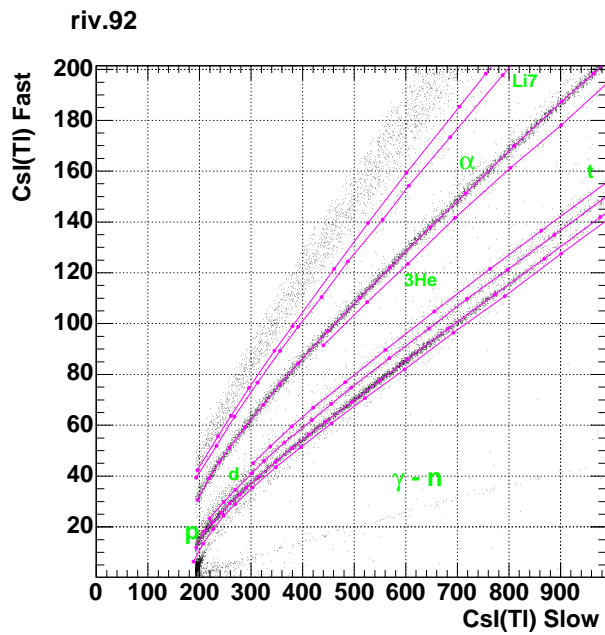


Figura 6: Correlazione *fast-slow* e linee tracciate per l'identificazione in massa e carica per il rivelatore 92

la successiva divisione in regioni, per gli isotopi di H e He è resa difficile da uno sdoppiamento spurio delle righe degli isotopi stessi. Questo è dovuto al problema dell'ambiguità temporale del segnale di gate nell'acquisizione dati del CsI(Tl) (vedi paragrafo 3.2). Come già accennato in precedenza, l'istante di arrivo del segnale di gate dipende dal trigger e ciò influisce sulla posizione della finestra di integrazione. Il *fast*, essendo stato prolungato a sufficienza dallo stretcher, non risente della variazione della posizione della finestra di integrazione. Il segnale *slow* invece, ottenuto come integrazione di una parte della coda del segnale originario, è dipendente dalla posizione della finestra. Dunque a parità di componente *fast* e tipo di particella si potranno avere diversi valori del segnale *slow* malgrado l'energia totale sia la stessa. Ciò porta ad un generico peggioramento delle risoluzioni sul segnale *slow* e addirittura (in conseguenza dei salti di 130ns) alla generazione di linee spurie nella correlazione *fast-slow*, corrispondenti ad una stessa carica e massa, rendendo di fatto assai problematica l'identificazione.

Nella pratica accade tuttavia che il problema del salto del periodo di 130ns si verifichi solo in corrispondenza di particolari condizioni di trigger. Per esempio l'effetto è più marcato quando si impone una molteplicità di particelle bassa. Se la fisica da studiare lo consente, si possono dividere gli eventi in classi di trigger e costruire delle correlazioni *fast-slow* (vedi figura 6, ottenuta imponendo un trigger di alta molteplicità), scegliendo solo una di queste classi: in questo modo la correlazione *fast-slow* presenta una sola serie di righe per ogni Z e A ed è quindi possibile l'identificazione in massa e carica. In questo caso si utilizza la seguente procedura di identificazione: per ogni particella (protoni, deutoni, tritoni, α , ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$) si segue il profilo dei massimi della riga corrispondente ad un certo isotopo con una spezzata; poi con due rette, una posta sotto la retta dei protoni e una sopra la riga del ${}^7\text{Li}$, si determinano i limiti della correlazione da considerare nell'identificazione e si eliminano tutte le particelle che cadono fuori dall'intervallo delimitato da tali rette. Gli eventi al di sopra del ${}^7\text{Li}$ corrispondono a ioni con $Z>3$ la cui identificazione (peraltro solo parziale) non è necessaria perché già ottenuta dalla correlazione silicio-CsI(Tl)Fast; gli eventi al di sotto dei protoni corrispondono invece a raggi γ e neutroni.

Per ciascun evento compreso nella regione di interesse l'identificazione in carica e massa è determinata in base alla distanza fra il punto in questione e le due spezzate più vicine. Alle particelle così identificate si attribuisce un parametro continuo PI (particle identification). La distribuzione di questo parametro è mostrata per $Z=1,2$ in figura 7. È evidente l'identificazione sia in massa sia in carica.

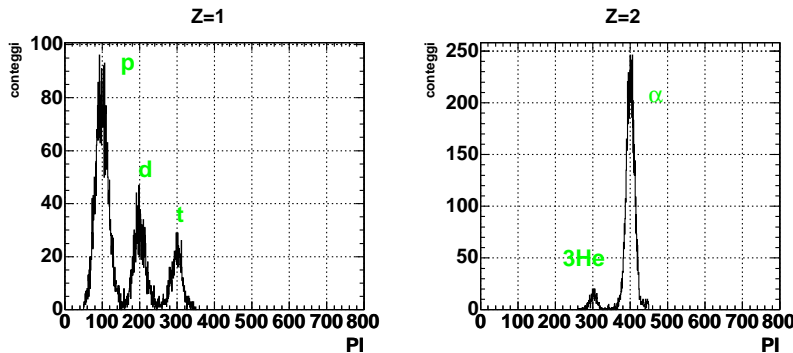


Figura 7: Identificazioni in massa per il rivelatore 92: a sinistra gli isotopi con $Z=1$ e accanto gli isotopi con $Z=2$

4.3 Taratura dei CsI(Tl)

Come è stato accennato in precedenza alcune particelle energetiche e poco ionizzanti (tipicamente isotopi di H e He) attraversano il silicio senza lasciare un segnale sufficiente a far scattare il relativo CFD. Quindi esse possono essere identificate solo dalle correlazioni *fast-slow* e per misurarne l'energia è necessario aver tarato il CsI(Tl). In linea teorica la taratura del CsI(Tl) si può effettuare utilizzando più fasci di particelle di energia e carica nota che si fermano nel rivelatore da calibrare. Costruendo la correlazione che lega il segnale di luce dello scintillatore all'energia della particella arrestata in esso si può tarare lo scintillatore.

Nel nostro caso però non erano disponibili tali fasci e abbiamo dovuto procedere in un modo diverso. Abbiamo quindi considerato tutte le particelle che sono state "viste" sia dal silicio che dal CsI(Tl). Esse sono state identificate in carica e massa nella correlazione $\Delta E-E$ (vedi figura 4). Dall'energia che la particella ha rilasciato nel silicio e dallo spessore di questo è possibile calcolare, con l'aiuto delle tavole di perdita di energia di Ziegler [14], l'energia che la particella aveva prima di entrare nel silicio e quindi, per differenza, quella rilasciata nel CsI(Tl). La procedura richiede la conoscenza accurata dello spessore attivo del rivelatore al silicio utilizzato, proprio perché si basa sulla perdita di energia subita dalla particella nell'attraversamento di questo rivelatore. È da notare che per ogni rivelatore al silicio il costruttore ha fornito uno spessore meccanico che però spesso, come abbiamo verificato, non corrisponde allo spessore attivo del rivelatore perché esso non è completamente svuotato e a volte non è fornito con precisione adeguata: per questo, nel calcolo dell'energia di partenza della particella, si deve utilizzare lo spessore attivo del silicio ricavato

mediante misure che sfruttano fasci di energia nota che attraversano il rivelatore al silicio (nel nostro caso scattering elastici di ${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ a 52 MeV).

Con lo spessore così determinato è possibile calcolare l'energia che una particella perde nel passaggio attraverso il rivelatore al silicio e quindi l'energia che essa avrà in ingresso al CsI(Tl):

$$E_{CsI} = E_{in} - \Delta E_{Si} \quad (2)$$

dove E_{in} è l'energia iniziale della particella ricavata dalle tavole di perdita di energia a partire da ΔE_{Si} e ΔE_{Si} è la perdita di energia dovuta al passaggio attraverso il rivelatore al silicio. A questo punto si può costruire la correlazione fra E_{CsI} e la luce prodotta nel CsI(Tl) ed effettuare la taratura.

La relazione che lega l'energia persa dalla particella nel CsI(Tl) alla luce emessa dallo scintillatore non è esattamente lineare e dipende dal tipo di particella. Dobbiamo inoltre aggiungere che in realtà non disponiamo del segnale di luce totale emessa dallo scintillatore, perché né il segnale *fast* né il segnale *slow* sono una misura di questa grandezza. Abbiamo quindi deciso di costruire la correlazione usata per la taratura usando il solo segnale *fast* perché esso è indipendente dalla classe di trigger dell'evento. L'utilizzo del segnale *fast* come indicatore della luce emessa introdurrà sicuramente un altro contributo non lineare dipendente dal tipo di particella considerata nella relazione, di cui la taratura dovrà tener conto.

Abbiamo effettuato la taratura su tutti i rivelatori appartenenti al RING3; per ogni tipo di particella (protoni, deutoni, tritoni α e ${}^3\text{He}$) abbiamo costruito la correlazione tra il segnale *fast* del CsI(Tl) e l'energia della particella in ingresso allo scintillatore E_{CsI} . Abbiamo eseguito un fit delle curve così ottenute utilizzando due funzioni di fit diverse per le particelle con $Z=1$ e per quelle con $Z=2$.

Per protoni, deutoni e tritoni abbiamo utilizzato un fit lineare, come mostra la figura 8:

$$L_0 = A + BE_{CsI} \quad (3)$$

Come si nota in figura 9, non tutti i rivelatori presentano un andamento lineare; per alcuni si ha che la correlazione *fast*- E_{CsI} si discosta significativamente da tale andamento. Questo è dovuto ad un errore nella fase preliminare di taratura effettuata mediante le correlazioni di figura 4. Infatti è chiaro che se l'identificazione delle particelle non è corretta, tutta la procedura di ricostruzione di E_{CsI} a partire da ΔE_{Si} ne soffre. Questo succede per alcuni rivelatori per i quali la non buona risoluzione energetica fa sì che a bassi ΔE le righe per protoni, deutoni e tritoni si sovrappongano. L'identificazione diventa quindi meno sicura, con la possibilità che E_{in} risulti errata. In questo caso il fit è stato effettuato solo nella zona in cui

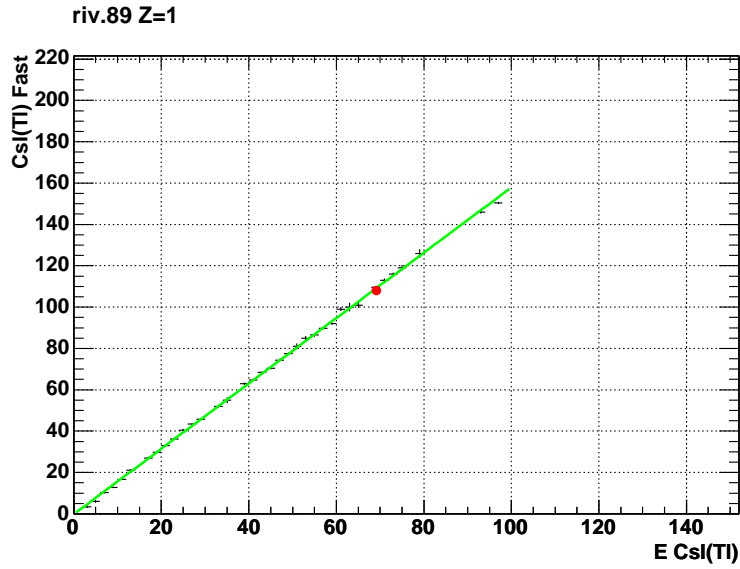


Figura 8: Fit lineare per $Z=1$ per il rivelatore 89: il punto in rosso rappresenta il punto di taratura ottenuto utilizzando il fascio di deutoni

la correlazione si mantiene lineare e poi i risultati sono stati estrapolati a tutta la zona di interesse.

Per quanto riguarda invece le particelle con $Z=2$ (α e 3He) abbiamo usato la seguente funzione di fit [15], basata su un modello fenomenologico delle produzioni di luce di fluorescenza:

$$L_0 = \frac{AE_{CsI}}{1 + e^{\frac{E_0 - E_{CsI}}{D}}} \quad (4)$$

dove

$$A = \alpha(1 + \beta e^{-\gamma Z}) \quad (5)$$

$$E_0 = \delta Z \ln Z \quad (6)$$

$$D = \epsilon(1 - e^{-\eta Z}) \quad (7)$$

In queste relazioni Z è il numero atomico della particella trattata (2 nel nostro caso), L_0 è l'energia di fluorescenza emessa; ϵ è una costante che nel nostro caso poniamo pari a 500 [15] mentre le altre grandezze sono dei parametri da determinare con il fit. Dobbiamo dire che questa formula originariamente conteneva anche la dipendenza dalla massa delle particelle trattate (la dipendenza è nella definizione di Z che non rappresenta propriamente il numero atomico ma piuttosto una carica efficace), ma si è visto che i fit per α e 3He non differivano tra loro. Abbiamo quindi scelto di trascurare questa dipendenza (vedi figura 10). Va sottolineato che questa relazione

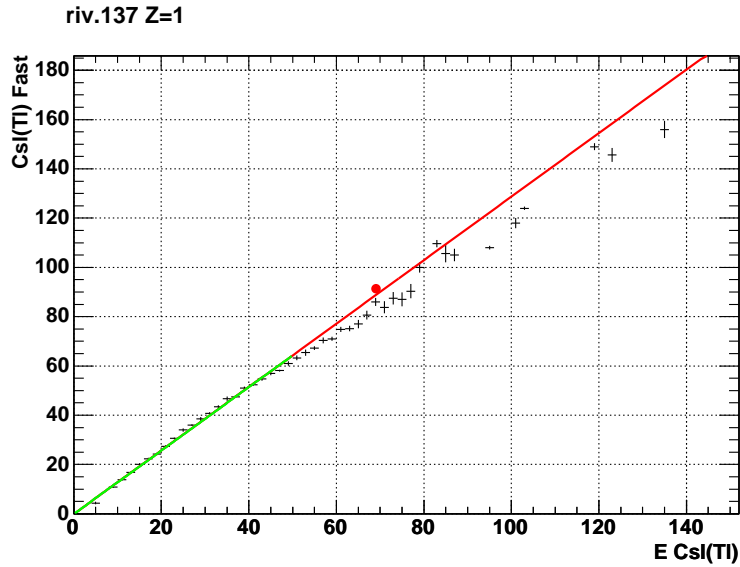


Figura 9: Fit lineare per $Z=1$ per il rivelatore 137: in verde il fit effettuato fino a $E_{CsI} < 50$, in rosso la retta estrapolata dal fit. Il punto in rosso rappresenta il punto di taratura ottenuto utilizzando il fascio di deutoni

differisce da un andamento rettilineo solo per E_{CsI} piccole mentre ad alti valori si confonde con una retta.

È stato anche effettuato un controllo sulla taratura per $Z=1$ utilizzando alcune misure effettuate con un fascio di deutoni di 70 MeV: queste particelle vengono diffuse elasticamente da un bersaglio di ^{197}Au e sono tali da attraversare il rivelatore al silicio e arrestarsi nel CsI(Tl). Ovviamente è possibile effettuare il controllo solo per i rivelatori che vengono investiti dal fascio diffuso elasticamente (cioè sotto a $\theta_{gr} = 9.2^\circ$); tra questi rivelatori ci sono quelli appartenenti al RING3. Con lo stesso procedimento adottato per ricavare la correlazione $fast-E_{CsI}$, abbiamo calcolato la perdita di energia nel silicio e, conoscendo l'energia di partenza (70 MeV), abbiamo ricavato l'energia che i deutoni avevano all'ingresso dello CsI(Tl). Per ogni rivelatore del RING3 abbiamo poi costruito lo spettro del segnale $fast$ per gli eventi corrispondenti allo scattering elastico $d + ^{197}Au$ a 70 MeV; abbiamo poi stimato i baricentri di queste distribuzioni mediante un fit gaussiano (vedi figura 11). Inserendo questa coppia di valori (energia in ingresso allo CsI e baricentro del picco) nella correlazione $fast-E_{CsI}$ abbiamo verificato che il punto trovato fosse consistente con la taratura effettuata (punto rosso in figura 8 e 9). I punti trovati per i deutoni elasticamente diffusi sono consistenti con il fit, sia nel caso di rivelatori in cui la correlazione è

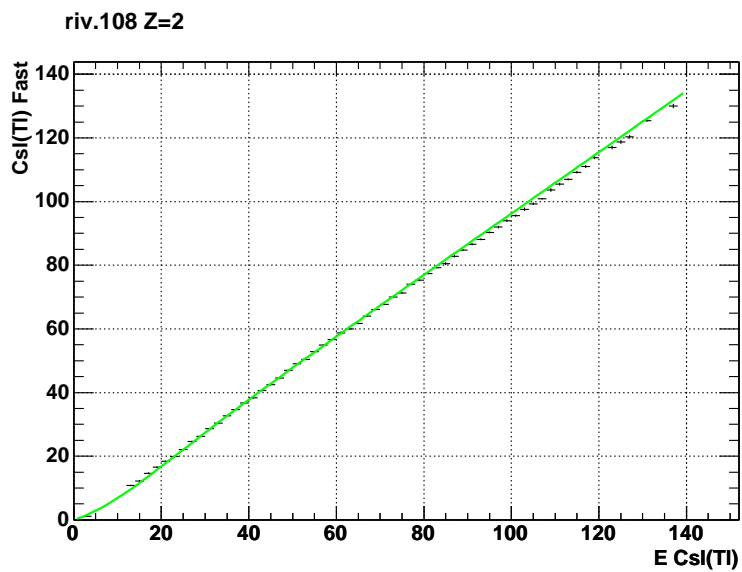


Figura 10: Fit per $Z=2$ per il rivelatore 108: in verde il fit effettuato

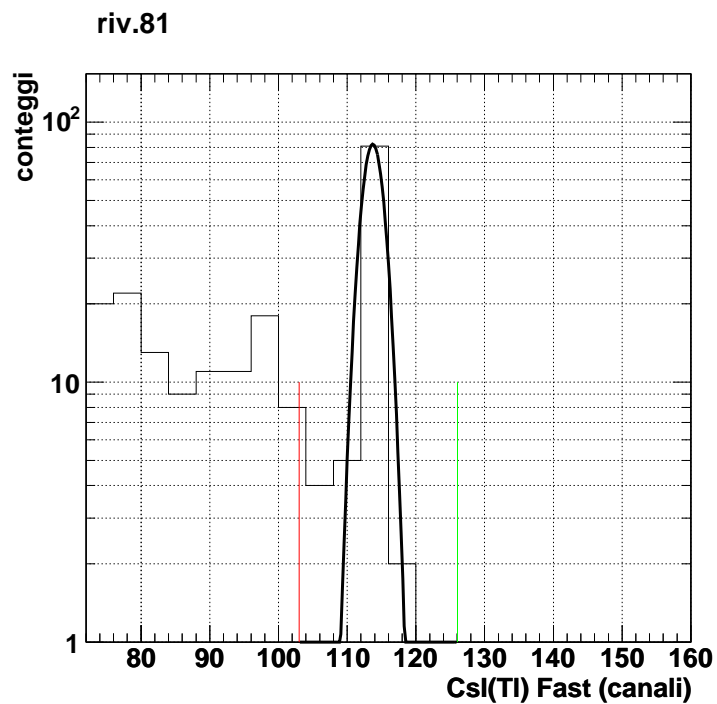


Figura 11: Distribuzione del segnale *fast* del CsI(Tl) nel telescopio 81 registrato per la reazione $d + Au$ a 70 MeV. È riportato il fit gaussiano del picco corrispondente allo scattering elastico

lineare (vedi figura 8), sia nel caso in cui la correlazione "piega" per effetto della non perfetta identificazione delle particelle sulla correlazione $\Delta E-E$. In questo caso il punto di taratura è consistente con l'extrapolazione lineare del fit effettuato in ambiti esenti da difetti di identificazione (vedi figura 9).

La taratura effettuata con la procedura sopra descritta viene poi applicata a tutte le particelle con $Z=1$ e 2 rivelate dallo scintillatore ed in particolare a quelle che sono sotto soglia nel silicio (vedi inizio di questo paragrafo).

5 Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata effettuata una taratura in energia di alcuni rivelatori a CsI(Tl) (quelli del RING3) dell'esperimento CHIMERA. Come descritto nel capitolo 4 tale taratura è stata effettuata a partire dalla correlazione fra il segnale *fast* del CsI (che dà una stima della luce totale emessa dallo scintillatore) e l'energia rilasciata nel CsI(Tl) per gli isotopi dell'H e dell'He identificati dalle correlazioni Si-CsI(Tl). I risultati ottenuti sono riassunti nelle tabelle 1, 2 e 3. Per gli $Z=1$ la taratura è stata effettuata con un fit lineare, mentre per $Z=2$ la taratura è stata effettuata secondo la formula (4). Per un certo numero di rivelatori è stato impossibile effettuare il fit a causa della mancanza di uno dei segnali (Si o CsI(Tl) Fast) della correlazione *fast*- E_{CsI} (nelle tabelle 1, 2 e 3 sono riconoscibili per le caselle barrate). Molti rivelatori presentano una correlazione, sia per i deutoni che per le particelle α , non rettilinea ad alti E_{CsI} : questo è dovuto ad una errata identificazione delle particelle sulle correlazioni Si-CsI Fast (vedi anche il paragrafo 4.3); in questi casi il fit è stato limitato, quando possibile, alla parte in cui la correlazione si mantiene lineare.

Per gli stessi rivelatori del RING3 è stata compiuta anche l'identificazione in carica e massa delle particelle cariche rivelate dallo CsI(Tl) sfruttando la discriminazione di forma, ovvero la ripartizione nelle componenti *fast* e *slow* della luce emessa dallo scintillatore.

Rivelatore	A	ΔA	B	ΔB	χ^2	Rivelatore	A	ΔA	B	ΔB	χ^2/dof
80	9.5	1.3	1.05	0.03	1.02	112	x	x	x	x	x
81	9.9	0.7	1.44	0.01	3.15	113	0.9	1.2	1.29	0.07	2.60
82	x	x	x	x	x	114	x	x	x	x	x
83	3.73	0.7	1.20	0.01	1.09	115	1.1	0.8	1.04	0.02	1.75
84	x	x	x	x	x	116	x	x	x	x	x
85	8.1	0.6	1.25	0.01	3.71	117	-5.5	0.7	1.42	0.02	1.96
86	x	x	x	x	x	118	x	x	x	x	x
87	8.2	0.8	1.32	0.02	2.73	119	3.0	0.7	1.07	0.02	19.6
88	7.0	0.8	1.43	0.02	1.59	120	0.8	0.7	1.25	0.02	6.99
89	-0.4	0.6	1.59	0.01	1.59	121	5.5	1.3	1.03	0.03	2.22
90	x	x	x	x	x	122	x	x	x	x	x
91	x	x	x	x	x	123	x	x	x	x	x
92	x	x	x	x	x	124	x	x	x	x	x
93	x	x	x	x	x	125	-3.7	0.6	1.61	0.02	2.11
94	x	x	x	x	x	126	x	x	x	x	x
95	x	x	x	x	x	127	x	x	x	x	x
96	9.5	1.5	1.22	0.04	0.47	128	-1.8	0.9	1.39	0.02	1.22
97	x	x	x	x	x	129	1.6	0.7	1.40	0.02	4.65
98	1.3	1.6	1.48	0.05	1.92	130	3.2	1.0	1.16	0.03	0.44
99	0	3	0.94	0.07	1.28	131	-0.5	0.8	1.07	0.03	0.23
100	8.8	1.9	1.25	0.04	0.79	132	-0.0	0.5	2.243	0.016	0.63
101	-6.3	0.7	1.89	0.14	0.80	133	1.6	0.7	0.85	0.02	1.12
102	x	x	x	x	x	134	x	x	x	x	x
103	x	x	x	x	x	135	0.0	1.3	1.34	0.06	0.41
104	x	x	x	x	x	136	x	x	x	x	x
105	-2.8	0.3	1.730	0.007	2.30	137	-1.7	1.1	1.38	0.04	0.41
106	-1.9	1.1	1.66	0.03	1.22	138	8	3	1.04	0.05	0.55
107	-2.1	0.7	1.63	0.02	6.20	139	-0.8	0.7	1.18	0.02	0.34
108	-1.8	0.8	0.976	0.016	1.24	140	-0.7	0.7	1.28	0.02	0.82
109	x	x	x	x	x	141	2.4	1.2	1.23	0.03	1.15
110	6.7	0.8	1.32	0.02	1.15	142	2.6	1.0	1.06	0.03	1.60
111	0.3	1.0	1.41	0.02	5.83	143	x	x	x	x	x

Tabella 1: Tabella riassuntiva dei risultati del fit lineare per $Z=1$ effettuato sui rivelatori appartenenti al RING3: il parametro A corrisponde al termine noto mentre il parametro B è il coefficiente angolare della retta fittata. L'ultima colonna $\frac{\chi^2}{dof}$ contiene il χ^2 per grado di libertà. Gli errori riportati sono quelli statistici forniti dalla procedura di fit

Rivelatore	α	$\Delta\alpha$	β	$\Delta\beta$	γ	$\Delta\gamma$	δ	$\Delta\delta$	$\eta (10^{-3})$	$\Delta\eta (10^{-3})$	χ^2/dof
80	0.71	0.02	2.12	0.10	0.39	0.02	0.82	0.71	2.8	0.4	8.66
81	0.76	0.02	2.47	0.12	0.38	0.02	0.0	0.2	1.5	0.5	5.90
82	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
83	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
84	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
85	0.78	0.01	2.16	0.07	0.42	0.02	0.5	0.9	4.0	1.7	16.63
86	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
87	0.728	0.011	2.28	0.06	0.343	0.014	0.3	0.9	3.6	0.5	3.11
88	0.756	0.009	2.43	0.05	0.375	0.011	0.9	0.7	3.2	0.4	5.70
89	0.75	0.01	2.41	0.05	0.38	0.01	0.0	0.1	4.1	0.3	2.54
90	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
91	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
92	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
93	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
94	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
95	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
96	0.739	0.011	2.21	0.07	0.404	0.015	2.7	0.7	3.5	0.4	0.97
97	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
98	0.750	0.001	2.38	0.01	0.377	0.001	0.0	0.7	4.9	0.2	0.92
99	0.761	0.011	2.29	0.07	0.425	0.014	1.9	1.0	0.3	2.0	3.63
100	0.64	0.16	3	2	0.41	0.04	1.4	0.6	3.0	0.4	2.71
101	0.774	0.012	2.57	0.07	0.37	0.01	0.00	0.03	7.2	0.2	6.67
102	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
103	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
104	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
105	0.771	0.008	2.53	0.05	0.305	0.009	0.00	0.05	5.8	0.2	1.58
106	0.77	0.01	2.53	0.05	0.36	0.01	0.57	0.42	8.1	0.3	2.79
107	0.76	0.01	2.50	0.07	0.37	0.01	0.00	0.18	7.9	0.2	1.65
108	0.506	0.004	2.14	0.04	0.44	0.01	0.7	0.6	8.2	0.4	2.81
109	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
110	0.76	0.02	2.47	0.13	0.37	0.03	1.9	0.4	3.7	0.3	3.01
111	0.73	0.03	2.23	0.19	0.39	0.04	2.5	0.6	4.0	0.5	2.13
112	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
113	0.70	0.01	1.98	0.00	0.39	0.00	2	3	0.1000	0.0005	13.61
114	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
115	0.6315	0.0012	1.639	0.007	0.4197	0.0004	0.0	0.5	3.6	0.5	1.86

Tabella 2: Tabella riassuntiva dei risultati dei fit per $Z=2$ relativi ai rivelatori dal 80 al 115 effettuati con la formula 4. L'ultima colonna $\frac{\chi^2}{dof}$ contiene il χ^2 per grado di libertà. Gli errori riportati sono quelli statistici forniti dalla procedura di fit

Rivelatore	α	$\Delta\alpha$	β	$\Delta\beta$	γ	$\Delta\gamma$	δ	$\Delta\delta$	$\eta (10^{-3})$	$\Delta\eta (10^{-3})$	χ^2/dof
116	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
117	0.63	0.01	1.81	0.08	0.36	0.02	0.00	0.05	7.0	0.3	9.27
118	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
119	0.68	0.02	1.90	0.10	0.37	0.03	0	4	2.6	0.3	3.69
120	0.55	0.01	2.27	0.09	0.21	0.02	1.4	0.5	2.7	0.4	2.69
121	0.68	0.02	1.63	0.09	0.40	0.03	1.0	1.0	4.0	0.6	1.05
122	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
123	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
124	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
125	0.73	0.01	2.27	0.05	0.36	0.01	0.00	0.01	1.07	0.4	19.34
126	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
127	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
128	0.70	0.01	2.11	0.06	0.38	0.01	0.00	0.11	5.7	0.2	2.29
129	0.7362	0.004	2.49	0.002	0.3944	0.0004	1.2	0.6	4.1	0.4	12.62
130	0.693	0.012	1.97	0.08	0.40	0.02	0.0	0.6	2.8	0.3	2.82
131	0.637	0.007	1.63	0.04	0.426	0.013	1.0	0.6	6.3	0.3	4.13
132	0.698	0.009	1.94	0.05	0.407	0.014	1.7	0.6	3.6	0.4	
133	0.56	0.02	1.73	0.13	0.44	0.06	1.4	0.8	4.0	0.6	1.70
134	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
135	0.700	0.013	2.01	0.08	0.39	0.02	2.8	1.6	2.7	0.8	3.38
136	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
137	0.698	0.009	2.09	0.06	0.408	0.010	0.0	0.3	5.4	0.2	2.27
138	0.73	0.01	1.84	0.08	0.44	0.02	0.8	1.1	4.7	0.6	2.40
139	0.66	0.01	1.82	0.06	0.41	0.02	0.6	0.7	5.3	0.5	2.16
140	0.69	0.02	2.35	0.13	0.41	0.01	0.0	0.9	3.6	0.3	0.62
141	0.717	0.013	2.09	0.08	0.398	0.018	0.8	0.9	3.7	0.5	3.79
142	0.74	0.02	1.55	0.12	0.44	0.03	1.6	0.6	3.2	0.3	1.78
143	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x

Tabella 3: Tabella riassuntiva dei risultati dei fit per $Z=2$ relativi ai rivelatori dal 116 al 143 effettuata con la formula 4. L'ultima colonna $\frac{\chi^2}{dof}$ contiene il χ^2 per grado di libert . Gli errori riportati sono quelli statistici forniti dalla procedura di fit

Riferimenti bibliografici

- [1] A. Olmi in *Nuclear Collisions from the Mean Field into the Fragmentation Regime*, C. Detraz. and P. Kienle editors, Varenna 1989, Ed. Compositori Bologna, pag 67 (1991)
- [2] G. Casini et al., PRL 78(1997) 828
- [3] D. R. Bowman et al., PRC 46 (1992) 1834
- [4] J. F. Dempsey et al., PRC 54 (1996) 1710
- [5] J. Lukasik et al, PRC 55 (1997) 1906
- [6] E. Plagnol et al, PRC 61 (1999) 14606
- [7] S. Piantelli et al, PRL 88 (2002) 52701
- [8] A. Mangiarotti et al., PRL 93 (2004) 232701
- [9] S. Piantelli et al., PRC 74 (2006) 34609
- [10] S. Aiello et al., NPA 583 (1995) 461 C
- [11] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley, 3rd edition (2000)
- [12] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, 1988
- [13] M. Calviani. Tesi di Laurea. Università di Firenze, 2005
- [14] www.srim.org
- [15] G. Casini e M. D'Agostino. In preparazione

6 Ringraziamenti

Un ringraziamento particolare va alla Dottoressa Silvia Piantelli che mi ha seguito e aiutato per tutto il tempo di questo lavoro. Con grande disponibilità mi ha aiutato in modo determinante alla realizzazione di questa tesi: fin dai primi giorni, in cui ho visitato spesso il suo studio in cerca di aiuto, è stata sempre presente per ogni dubbio o spiegazione. La ringrazio per la pazienza avuta nello spiegarmi sempre, anche più volte, quello che andava fatto, nel correggere e ricorreggere i miei (tanti) errori di programmazione (mi scuso se qualche volta l'ho fatta anche "arrabbiare"), per avermi dato tanti preziosi consigli sulla stesura della tesi ma non solo su quella. Le faccio i miei più sentiti auguri per il lavoro e per il futuro.