

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Misura di reazioni di
fusione-evaporazione $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.
Risultati preliminari.

Tesi in Fisica Nucleare

Relatore:
Prof. Mauro Bruno

Presentata da:
Alex Boschi

Correlatore:
Dott. Luca Morelli

Sessione II
Anno Accademico 2015/2016

Sommario

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito del gruppo *Nucl-ex* di Bologna dell'INFN. L'esperimento specifico si inquadra nello studio di collisioni di nuclei con numero di neutroni N uguale al numero di protoni Z (nuclei pari-pari). In particolare si vuol analizzare una reazione centrale, cioè a piccoli parametri d'impatto, nella quale i nuclei del proiettile e del bersaglio fondono assieme formando un sistema unico eccitato (nucleo composto) che successivamente decade. Nel caso della misura descritta sono stati utilizzati un fascio di ^{16}O ed un bersaglio di ^{12}C ed il sistema fuso che si forma è ^{28}Si . Per rivelare le particelle provenienti dal decadimento è stato impiegato l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. (*General Array for Fragment Identification and Emitted Light particles in Dissipative collisions*) accoppiato al rivelatore denominato *Ring Counter* (RCo).

La misura è stata realizzata presso i Laboratori Nazionali dell'INFN di Legnaro (Pd) in collaborazione tra le Università e le sezioni INFN di Bologna, Firenze, Napoli e Padova. Il fascio è stato accelerato mediante l'acceleratore elettrostatico *Tandem XTU*, mentre il bersaglio era fisso nel sistema di riferimento del laboratorio. La misura di collisione è stata realizzata per tre diverse energie cinetiche del fascio: 90.5 MeV, 110 MeV e 130 MeV.

Il lavoro è consistito principalmente nella partecipazione a diverse fasi della misura, tra cui preparazione, presa dati ed alcune calibrazioni energetiche dei rivelatori, fino ad ottenere risultati preliminari sulle distribuzioni di frequenza dei frammenti rivelati, sulle molteplicità e sulle distribuzioni angolari di particelle leggere.

La tesi contiene una breve panoramica sulle problematiche fisiche della misura (cap. 1) ed una descrizione dettagliata dell'apparato sperimentale (cap. 2). Il capitolo 3 descrive le misure effettuate, mentre le calibrazioni in energia e le analisi preliminari sono presentate nel capitolo 4. Infine sono tracciate alcune conclusioni ed è presentata una breve discussione sulle future analisi. Nello specifico sono state studiate analogie e differenze fra i risultati per le tre energie di misura.

L'analisi preliminare effettuata ha mostrato che il valore medio di carica del residuo di evaporazione¹ diminuisce all'aumentare dell'energia a disposizione. In modo consistente aumenta, all'aumentare dell'energia, la molteplicità media delle delle particelle leggere.

Le distribuzioni angolari di particelle leggere mostrano andamenti molto simili fra le diverse energie, ma poco compatibili con il fatto che, all'aumentare dell'energia del fascio, diminuisce il cono di emissione di particelle di decadimento, in quanto aumenta la velocità del sistema fuso.

¹Definito come il frammento che rimane nello stato fondamentale alla fine della catena di decadimento.

Indice

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | La problematica Fisica | 1 |
| 1.1 | Collisioni Nucleari | 1 |
| 1.2 | Reazioni di Fusione | 4 |
| 2 | L'apparato di misura | 9 |
| 2.1 | G.AR.F.I.E.L.D. | 9 |
| 2.1.1 | MSGC | 11 |
| 2.1.2 | Scintillatori CsI (Tl) | 12 |
| 2.2 | RCo | 14 |
| 2.2.1 | Camera a Ionizzazione | 14 |
| 2.2.2 | Rivelatori a microstrip al Si | 15 |
| 2.2.3 | Scintillatori CsI (Tl) | 17 |
| 2.2.4 | Rivelatore di monitor | 17 |
| 2.3 | Elettronica ed acquisizione | 17 |
| 2.3.1 | Sistema di Trigger | 19 |
| 3 | L'esperimento | 23 |
| 3.1 | Produzione del Fascio | 24 |
| 3.2 | Operazioni in misura | 26 |
| 3.3 | Dati raccolti | 26 |
| 3.3.1 | Analisi in forma dei segnali (PSA) | 32 |
| 4 | Analisi Dati | 33 |
| 4.1 | Calibrazione in energia dei rivelatori al Si | 33 |
| 4.2 | Pre analisi su n-tuple dei dati sperimentali | 38 |
| | Conclusioni | 47 |

Capitolo 1

La problematica Fisica

Le reazioni nucleari sono fenomeni d'interazione generati nell'urto (o *scattering*) tra un nucleo proiettile (*beam*) ad energia definita ed un nucleo bersaglio (*target*), generalmente fermo nel sistema di riferimento del laboratorio.

Nelle due sezioni seguenti saranno analizzati brevemente gli aspetti principali di una collisione tra nuclei ed approfondito il fenomeno di fusione.

1.1 Collisioni Nucleari

I nuclei, per essere accelerati, si devono trovare in uno stato ionizzato, ovvero di carica non neutra (da cui il nome ioni). Le collisioni tra ioni sono interazioni tra sistemi complessi, formati da molti elementi: i nucleoni. Il termine nucleone si riferisce alla ugual natura manifestata da protoni e neutroni, costituenti del nucleo, sotto interazione forte. Infatti in assenza di campi elettromagnetici le due particelle sono distinguibili solamente per una lieve differenza di massa. Tale caratteristica è significativa poiché permette a un neutrone di decadere β .

Il gran numero di elementi in gioco è causa di intense interazioni che possono cambiare drasticamente la forma e la struttura dei nuclei interagenti, i rapporti fra neutroni e protoni, le energie di eccitazione interne ed altre proprietà spettroscopiche e dinamiche. Tali collisioni possono dar luogo a fenomeni normalmente non osservabili alle energie disponibili presso i Laboratori di Legnaro quando il proiettile è, ad esempio, idrogeno od una particella alfa. Possono ossia portare all'emissione di parti di materia nucleare (particelle o cluster), disintegrare completamente i nuclei causando una vera e propria esplosione di nucleoni o di frammenti nucleari (vaporizzazione o multiframmentazione) o, comunque, permettere il trasferimento di elevate quantità di momento angolare e di energia, procurando notevoli instabilità

nei nuovi sistemi formati.

Le reazioni fra ioni pesanti sono talvolta in grado di condurre alla fusione i due nuclei interagenti, creando sistemi composti metastabili. Ciò comporta l'assorbimento di grandi quantità d'energia, le quali sono generalmente rimesse sotto forma di radiazione, particelle e/o frammenti nucleari.

La massima energia d'eccitazione acquistabile dal sistema composto coincide con l'energia del nucleo incidente.

L'interazione nucleone-nucleone agisce su un corto raggio, tipicamente $10^{-15}m$. Pertanto occorre che proiettile e bersaglio siano sufficientemente vicini, prossimi a toccarsi. Ciò si può verificare solo se l'energia del proiettile è superiore al potenziale delle due barriere repulsive presenti: quella coulombiana V_{co} , determinata dall'interazione tra le cariche elettriche del proiettile e del bersaglio, e quella centrifuga V_L , dovuta al momento angolare relativo tra le due parti.

Alle basse energie in esame la natura quantistica dell'elemento accelerato è trascurabile e l'urto può essere descritto, in buona approssimazione, utilizzando i principi della meccanica classica.

Per descrivere il fenomeno risulta fondamentale il parametro d'impatto b , il quale rappresenta la distanza della linea (traiettoria) di volo del proiettile da quella che si avrebbe in un urto centrale. Definiti R_b raggio medio della sezione trasversale del fascio ed R_t raggio medio del nucleo bersaglio, si hanno i seguenti casi (figura 1.1).

- $b \gg R_b + R_t$. Proiettile e bersaglio si trovano a grande distanza. Le forze nucleari non sono avvertite ed il processo d'urto è governato dal campo coulombiano. Si parla di *diffusione elastica elettromagnetica*.
- $b \sim R_b + R_t$. In questa condizione, detta di *grazing* (passaggio radente), i due nuclei entrano in contatto. Possono avvenire trasferimenti di nucleoni, fenomeni d'eccitazione dei livelli energetici e reazioni elastiche.
- $b < R_b + R_t$. La collisione è ancora periferica e la struttura dei nuclei finali risulta molto simile a quella prima dell'urto, ovvero proiettile e bersaglio mantengono la loro identità (*projectile-like* e *target-like*). Nonostante ciò la reazione è profondamente anelastica (*deep inelastic scattering*) con una significativa dissipazione d'energia, che contribuisce ad eccitare il quasi-proiettile e/o il quasi-bersaglio.
- $b \sim 0$. L'urto è centrale e può portare alla fusione dei due elementi con formazione di un nucleo composto (*compound nucleus*). Quest'ultimo è un sistema metastabile con una vita media di $10^{-19} \div 10^{-18}s$,

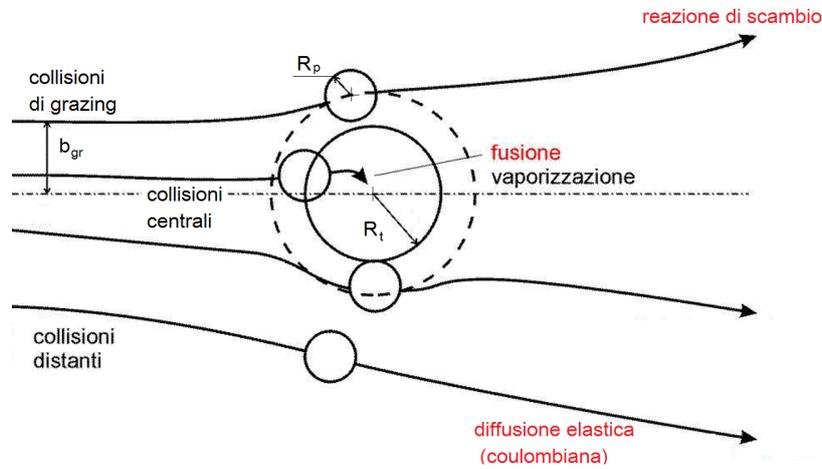


Figura 1.1: Rappresentazione delle possibili collisioni fra ioni pesanti in funzione del parametro b .

tempo sufficiente per raggiungere l'equilibrio nella distribuzione dell'energia e del momento angolare e , successivamente, decadere. Nell'intervallo energetico di misura in base alla tipologia di nucleo, alla sua energia d'eccitazione e al suo spin, il processo di decadimento può avvenire in due modi differenti: per *fissione* in cui il composto si divide in due frammenti, oppure per *evaporazione*, fenomeno che si manifesta nell'emissione di particelle leggere (protoni, neutroni, alfa) e fotoni.

Il parametro b è correlato al momento angolare l del sistema. Pertanto la suddivisione appena svolta potrebbe essere trattata in termini di tale grandezza. In breve esiste un momento angolare critico (l_{crit}) che separa i processi di dissipazione anelastica da quello di fusione. Il suo valore è funzione del potenziale d'interazione tra i nuclei, che a sua volta dipende da:

- un termine coulombiano repulsivo, inversamente proporzionale a b ;
- un termine nucleare, con un contributo che è attrattivo per b maggiore della somma dei due raggi e repulsivo non appena i nuclei interagenti si sovrappongono. Questo differente comportamento è dovuto all'incompressibilità della materia nucleare e al fatto che le forme (*shapes*) dei nuclei non possono evolvere rapidamente quando i nuclei sono distanti;
- un termine rotazionale a parametro d'impatto finito, dipendente dal momento d'inerzia del sistema.

Da un punto di vista statistico, la probabilità che una reazione avvenga è quantificata dalla sezione d'urto totale

$$\sigma = \frac{R}{n_b \cdot \Phi} \quad (1.1)$$

oppure dalla sezione d'urto rispetto all'angolo solido (σ differenziale)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{n_b \cdot \Phi} \frac{dR(\Omega)}{d\Omega}. \quad (1.2)$$

Nelle relazioni 1.1 e 1.2, R rappresenta il numero di particelle per unità di volume che hanno interagito nell'unità di tempo, ovvero il tasso di reazione per unità di volume; Φ è il flusso di ioni del fascio ed n_b è la densità dei nuclei bersaglio. Nel caso σ sia funzione sia dell'angolo sia dell'energia si dice doppio differenziale e l'integrazione andrà fatta per entrambe le grandezze per ottenere la sezione d'urto totale.

La conoscenza della velocità relativa v_{rel} tra proiettile e bersaglio e della massa m di un nucleone permette di ricavare, tramite la relazione di quantizzazione dell'impulso, la lunghezza d'onda ridotta λ_r relativa all'interazione nucleone-nucleone.

$$\lambda_r = \frac{h}{m \cdot v_{rel}} \quad (1.3)$$

Confrontando λ_r con la distanza media d_{n-n} ($\sim 2fm$) tra due nucleoni del bersaglio è possibile differenziare le reazioni nucleari.

- Se $\lambda_r > d_{n-n}$, il singolo nucleone del proiettile sonda più nucleoni del bersaglio. O, in termini più formali, ogni nucleone accelerato interagisce con campo medio dei nucleoni del bersaglio.
- Se invece $\lambda_r < d_{n-n}$, le interazioni a due corpi tra nucleone e nucleone influiscono nella reazione in maniera rilevante e non si potrà trattare il bersaglio come entità collettiva.

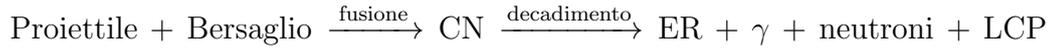
Nella misura in esame le condizioni fisiche corrispondono al primo caso.

È inoltre possibile affermare che se v_{rel} è minore della velocità di Fermi ($v_F \sim 0.3 \cdot c$), il sistema è intrappolato in una buca (*pocket*) di potenziale per effetto dell'*attrito nucleare* il moto relativo tra le parti in gioco subisce un graduale rallentamento.

1.2 Reazioni di Fusione

In una reazione nucleare di fusione è possibile individuare due fasi principali: una prima che porta alla formazione di un sistema metastabile energetica-

mente, chiamato nucleo composto (CN) ed una seconda in cui vi è il suo decadimento in residui d'evaporazione (ER), radiazione elettromagnetica, neutroni e particelle leggere (LCP). L'intera reazione di fusione è schematizzata qui di seguito.



Il processo inizia subito dopo una prima interazione tra un nucleone del proiettile e il campo medio del bersaglio. Il nucleo più grande ingloba il più piccolo (nell'esperimento trattato il fascio d'ossigeno ingloba il carbonio). Successivamente avviene un processo di *termalizzazione*: il sistema composto attraversa una fase durante la quale la distribuzione energetica di nucleoni diventa caotica con innumerevoli collisioni nucleone-nucleone, che portano allo scambio e alla cessione di energia. Se quest'ultima è sufficientemente elevata è probabile che siano emesse particelle di pre-equilibrio. Il fenomeno di pre-equilibrio non può comunque essere trattato termodinamicamente poiché il sistema non è equilibrato.

Trascorso un intervallo di tempo relativamente lungo¹ ($10^{-20} \div 10^{-18} s$), il sistema raggiunge una distribuzione energetica sufficientemente uniforme e completa la propria termalizzazione.

A questo punto il sistema formato è definito un nucleo composto. La sua caratteristica principale è di non possedere memoria del canale d'ingresso e quindi di non conoscere da cosa dipenda la sua origine. Tale assunzione si fonda sull'*ipotesi di Bohr*: un nucleone che entra in nucleo interagisce con gli altri nucleoni, riducendo il proprio libero cammino medio e distribuendo la sua energia tra essi, finché non sia persa completamente la memoria sulla costituzione del sistema iniziale. Fanno eccezione l'energia, il momento angolare e la parità che sono comprensibilmente conservati. In base a tale ipotesi, qualsiasi sia la coppia proiettile-bersaglio, se il risultato della somma delle loro cariche è Z e delle loro masse è A e se l'energia d'eccitazione ed il momento angolare sono i medesimi, si formerà un nucleo composto con le stesse caratteristiche. I processi d'emissione saranno quindi di tipo statistico e creeranno simili distribuzioni degli ioni rimasti dopo l'evaporazione delle particelle leggere, detti residui d'evaporazione.

Infatti, a queste energie, il decadimento del nucleo composto avviene principalmente per evaporazione superficiale e la sua descrizione può essere svolta statisticamente mediante la regola aurea di Fermi (eq. 1.4).

$$\Gamma_{i-f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{i-f}|^2 \rho_f \quad (1.4)$$

¹Il processo di fusione, di per sé, dura circa $10^{-22} s$.

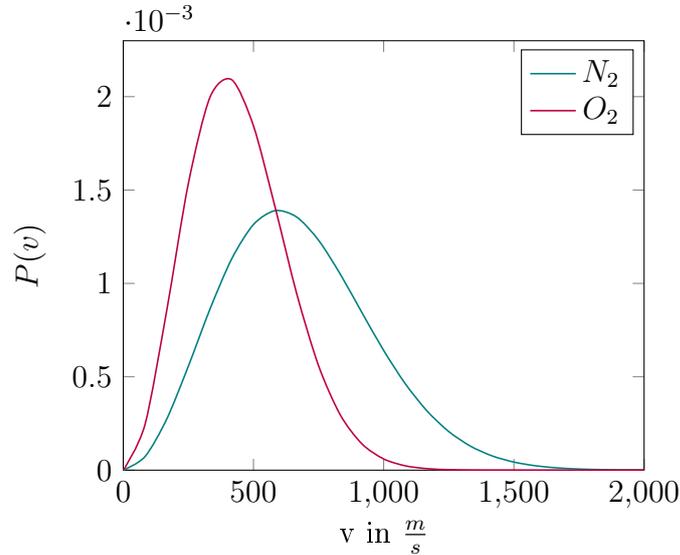


Figura 1.2: Sono rappresentate due distribuzioni di Maxwell-Boltzmann per la radiazione da corpo nero a temperatura ambiente ($T = 300K$).

$P(v) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{m}{2kT}v^2\right)$ dove k è la costante di Boltzmann, m la massa dell'elemento e v è la velocità totale degli atomi costituenti.

Essa esprime la probabilità di transizione (decadimento) da uno stato iniziale i ad uno stato finale f con densità ρ_f (numero di stati per unità d'energia). M_{i-f} rappresenta invece l'elemento di matrice che descrive il cambiamento di stato ed è definita da

$$M_{i-f} = \langle \phi_f^* | V | \phi_i \rangle \quad (1.5)$$

ove ϕ_f^* è il complesso coniugato della funzione d'onda che descrive lo stato f , ϕ_i è quella che descrive lo stato i e V è l'operatore del potenziale di accoppiamento tra i ed f .

In un sistema termalizzato possiamo considerare l'elemento di matrice uguale per ogni tipo di decadimento. Infatti l'emissione statistica di un nucleo composto termalizzato si basa sulla ugual probabilità che si realizzi uno o un altro stato finale e dipende, come conseguenza della regola di Fermi, dalla densità degli stati del sistema finale.

Informazioni caratterizzanti il nucleo composto sono fornite dall'energia delle particelle emesse, dalla forma dei loro spettri di emissione e dalla loro distribuzione angolare.

Gli spettri delle particelle emesse dal nucleo composto termalizzato sottostanno alle distribuzioni di velocità di Maxwell-Boltzmann per radiazione termica, o da "corpo nero". Lo spettro per due gas di molecole biatomiche è visibile nella figura 1.2.

Nel sistema di riferimento della "sorgente" (sistema del centro di massa del nucleo composto), la distribuzione angolare di particelle emesse può essere considerata isotropa per neutroni e protoni; mentre per elementi più pesanti, quali particelle α , il fatto che esse trasportino momento angolare fa sì che la distribuzione non possa ritenersi isotropa. In tal caso sarà fortemente influenzata dall'accoppiamento dei momenti angolari della particella emessa e della sorgente.

In base all'energia, al momento angolare ed alla massa (e carica) dei nuclei interagenti può accadere che la reazione di fusione non si verifichi totalmente, si parla di fusione incompleta. In questi casi la dissipazione d'energia avviene su scale temporali maggiori di quelle del processo completo ($10^{-22}s$) e a molti stadi, ovvero sono frammenti del proiettile e del bersaglio ad interagire fondendosi.

Capitolo 2

L'apparato di misura

2.1 G.AR.F.I.E.L.D.

G.AR.F.I.E.L.D. è un apparato costruito per studiare particelle e frammenti emessi in reazioni tra ioni pesanti¹, ai valori d'energia disponibili agli acceleratori INFN dei LNL, tipicamente di 5-20 MeV per nucleone.

L'apparato si presenta come insieme di rivelatori a simmetria cilindrica. È composto da due camere di scattering, una in avanti (C2) rispetto alla direzione del fascio ed una all'indietro (C1), che coprono gli angoli polari θ da 30° a 85° e da 95° a 150° . Le due camere sono poste una di fronte all'altra. La camera in avanti si estende su tutto l'angolo azimutale ϕ , diviso in 24 settori. La camera all'indietro, invece, è formata da 21 settori e fornisce una copertura dell'anello in ϕ di 315° . La finestra di $\sim 45^\circ$ è stata disegnata al fine di poter posizionare eventuali rivelatori ancillari. In Fig. 2.1 è rappresentata una sezione trasversale dell'apparato.

Il primo stadio di rivelazione è costituito da una camera a gas con elettrodi a microstrip (MicroStrip Gas Chamber - MSGC). Esso fornisce una misura dell'energia ΔE persa dalla particella in seguito alla ionizzazione del gas.

Alla fine di ogni settore sono posizionati 4 scintillatori CsI(Tl); essi costituiscono il secondo stadio di rivelazione e misurano l'energia residua della particella. Essendo le MSGC divise in 4 aree di raccolta per camera si hanno in totale 168 e 192 aree di rivelazione, rispettivamente per C1 e C2. Questa granularità dello strumento, unita a un moderno sistema d'acquisizione, permette di ottenere una risoluzione angolare di $\Delta\phi = 7.5^\circ$ e $\Delta\theta \simeq 14^\circ$. Poiché la camera a gas è anche una camera a deriva è possibile poi raggiungere una risoluzione $\Delta\theta = 1^\circ - 3^\circ$.

¹Per ioni pesanti si intendono nuclei con $A > 4$.

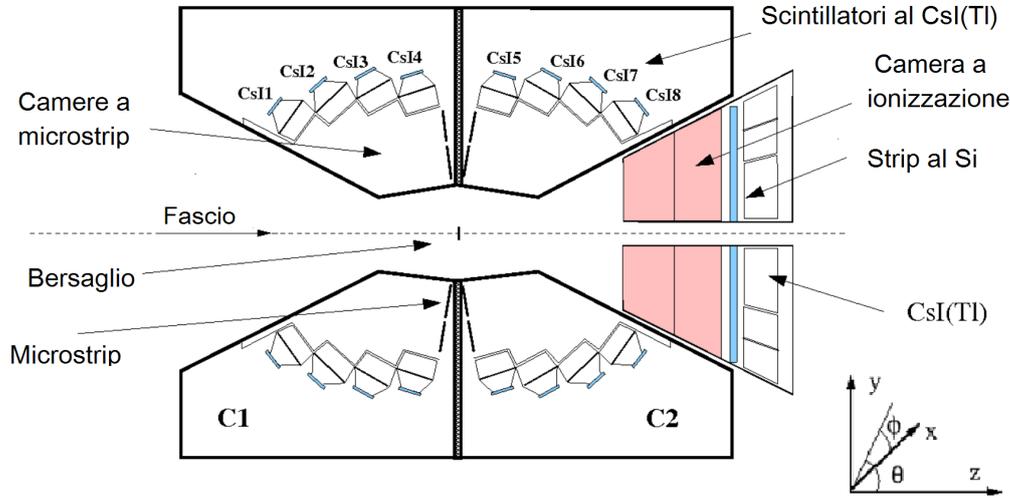


Figura 2.1: Sezione trasversale dell'array di rivelazione composto, Garfield + RCo. Il fascio è inviato da sinistra verso destra contro il bersaglio posto al centro, tra le due camere di Garfield. Nello schema sono anche rappresentati i tre stadi di rivelazione del Ring Counter, il tronco di cono posto all'estrema destra. In basso (a lato) è disegnato il sistema di riferimento utilizzato per identificare i vari rivelatori.

I preamplificatori di carica sono montati all'interno della camera con lo scopo di minimizzare la lunghezza e le capacità dei cavi e, conseguentemente, il contributo di rumore. La camera (metallica) isola i preamplificatori da campi elettrici esterni e, grazie ad un sistema di raffreddamento ad acqua, il calore generato dai dispositivi elettronici viene dissipato.

L'intero sistema è racchiuso in un contenitore di grandi dimensioni (camera di scattering - diametro ~ 3.2 m, lunghezza ~ 6 m), in cui è realizzato un vuoto spinto di $10^{-5} \div 10^{-6}$ Pa. Tale valore non deve differire significativamente da quello presente all'interno dei tubi di trasporto del fascio poiché, in caso contrario, si avrebbero effetti che porterebbero ad una dispersione del fascio. Lo svuotamento avviene in più fasi, controllato da strumenti collocati in posizioni diverse e con intervalli differenti di misura. Inizialmente sono azionate pompe a pistoni; dopodiché, raggiunto il limite massimo di lavoro, sono attivate in supporto pompe turbomolecolari. Infine è possibile utilizzare un sistema criogenico per mantenere la pressione ed aiutare il funzionamento delle macchine precedenti. L'operazione di svuotamento dura da 3 fino a 6 ore ed è fondamentale affinché il nucleo proiettile non dissipi energia nei gas residui all'interno della camera.

Il bersaglio, costituito da una sottile lamina di materiale, è posto su una

guida meccanica ortogonale al fascio. Un sistema di motori, comandati dall'esterno, permette di cambiare i bersagli. Il numero complessivo di bersagli che si possono montare è 12.

All'ingresso dell'apparato sono posizionati tre focalizzatori magnetici che permettono l'allineamento del fascio proveniente dall'acceleratore sul bersaglio.

2.1.1 MSGC

I rivelatori a gas consentono un buon compromesso tra la richiesta di basse soglie d'identificazione (dell'ordine di alcune centinaia di keV per nucleone) e la necessità di *range* energetici dei prodotti abbastanza ampi. Utilizzando MSGC si ha il vantaggio, rispetto a una IC, di mantenere i range dinamici d'identificazione estesi ed al contempo di avere un elevato rapporto segnale-rumore per ioni a bassa ionizzazione. Le camere a microstrip consentono infatti elevati tassi di conteggio ed alti guadagni. Sono comunque camere a deriva (*drift*) e permettono quindi di ottenere una misura di posizione della particella.

I "pad" a microstrip (fig. 2.2) hanno una particolare forma trapezoidale, appositamente studiata, e sono disposte quasi ortogonali (85° in θ) alla linea di fascio. Esse sono costituite da elettrodi metallici anodici e catodici alternati, di dimensioni micrometriche. Gli elettrodi sono ottenuti mediante deposizione luminosa sul supporto in vetro e si suddividono in quattro zone di raccolta (1A, 1B, 2A, 2B). I catodi sono tutti messi a massa, mentre gli anodi sono collegati elettricamente alle quattro zone. Il principio di funzionamento si basa sulla moltiplicazione "a valanga" (*avalanche*) degli elettroni ionizzati, presenti nel gas, attraverso un campo elettrico tra catodo ed anodo. Una griglia metallica, detta di *Frisch*, è posta a 3.7 mm dal piano della microstrip. Essa ha il compito da un lato di delimitare una zona, prossima alle microstrip, nel quale il campo elettrico è circa tre volte maggiore di quello presente nel resto della camera, favorendo l'effetto di moltiplicazione e dall'altro di impedire che si sviluppino eventuali segnali indotti da ioni positivi, molto ionizzanti, prima che inizi l'effettiva moltiplicazione a valanga. In sua assenza si avrebbe come conseguenza che il segnale raccolto mostri una dipendenza dalla posizione in cui è avvenuta la prima ionizzazione, diminuendo così la possibilità di avere una informazione corretta sull'energia della particella.

Le camere sono riempite con gas CF_4 , mantenuto a una pressione media di 50 mbar mediante l'apertura di una valvola controllata da remoto. Il gas è stato scelto per l'alta densità ($0.19 \frac{mg}{cm^3}$ nelle condizioni di lavoro) e per l'alta velocità di deriva ($10 \frac{cm}{\mu s}$ a $1.25 \frac{V}{cm \cdot torr}$). Il secondo parametro è importante per ridurre il tempo di raccolta degli elettroni e il tasso di ricombinazione

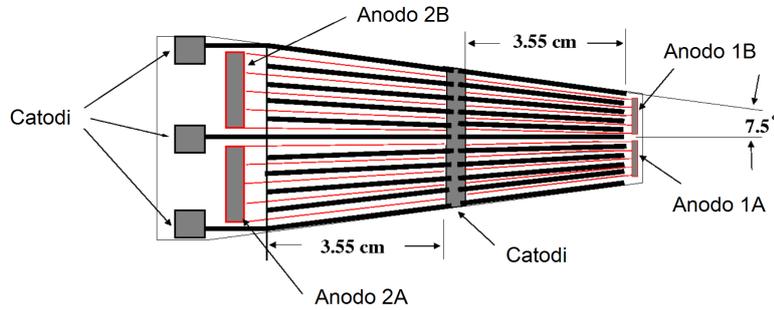


Figura 2.2: Rappresentazione schematica di una pad microstrip presente in Garfield. Si distinguono chiaramente le quattro parti.

con gli ioni positivi. L'ingresso del gas nella camera è filtrato da un sistema per la soppressione dell'ossigeno e del vapore. Tuttavia, poiché in condizioni stazionarie e su lunghi intervalli di tempo il gas potrebbe comunque accumulare impurità e rovinare gli elettrodi, esso è in continuo ricircolo tra interno ed esterno della camera mediante un sistema disegnato ad hoc.

2.1.2 Scintillatori CsI (Tl)

Lo scintillatore è un rivelatore costituito da materiali con atomi in grado di eccitarsi al passaggio di una particella carica ed emettere radiazione luminosa in seguito alla propria diseccitazione. Il fenomeno, detto di fluorescenza, è di maggior entità se nel cristallo puro sono inseriti opportuni elementi con differenti proprietà chimiche (impurità droganti o d'attivazione).

L'apparato Garfield dispone di 180 scintillatori inorganici allo Ioduro di Cesio attivato al Tallio, 4 per ogni settore. La densità del CsI, ottimale per fermare gli ioni in pochi centimetri, è di $4.51 \frac{g}{cm^3}$, mentre il livello di drogaggio è dell'ordine di 1200 ppm (particelle per milione). Il Tallio, elemento del terzo gruppo, consente la presenza nel sale di una notevole quantità di portatori liberi di carica positiva. La forma dei cristalli e lo spessore di 4 cm sono stati scelti al fine di fornire la migliore efficienza di rivelazione nell'intervallo energetico d'interesse per gli esperimenti svolti. Ogni modulo di rivelazione ha una risoluzione angolare di $\Delta\phi = 7.5^\circ$ e $\Delta\theta \simeq 14^\circ$.

Per schermare dall'esterno ed impedire eventuali perdite della luce prodotta, i cristalli sono avvolti da una pellicola speciale molto riflettente e ricoperti da uno strato di mylar alluminato. Il segnale luminoso è invece rivelato da un fotodiode incollato sullo scintillatore, trasformato in segnale elettrico e direttamente inviato al preamplificatore.

Se emissione ed assorbimento avvenissero alla stessa lunghezza d'onda,

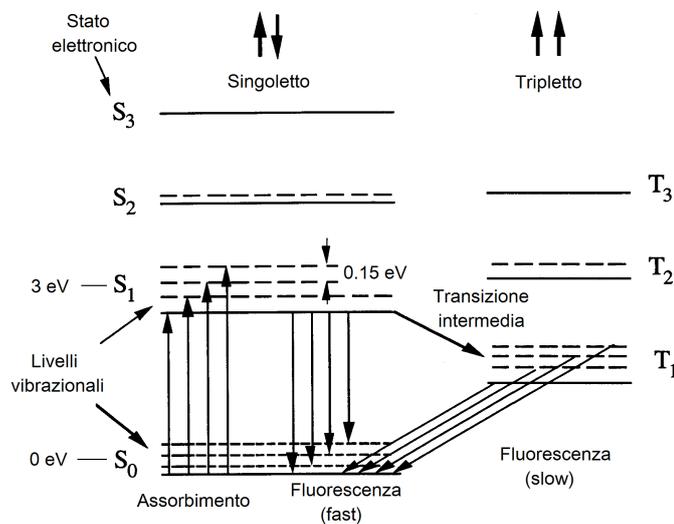


Figura 2.3: Schema dei livelli energetici di un rivelatore a scintillazione. Sono visibili le varie transizioni di diseccitazione che portano a due differenti componenti di radiazione emessa: *fast* e *slow*.

la maggior parte dei fotoni emessi sarebbe riassorbita all'interno del cristallo e ne risulterebbe una scarsa intensità luminosa. Tuttavia l'eccitazione si ha nello stato vibrazionale più alto della banda, mentre il decadimento inizia dalla base di essa. Questo comporta che lo spettro d'emissione sia spostato ad energie più basse, corrispondenti a lunghezze d'onda maggiori, di quelle dello spettro assorbente. Il cristallo risulta pertanto trasparente alla radiazione emessa.

Nel CsI(Tl) si osservano due radiazioni di fluorescenza, le quali hanno tempi di decadimento diversi (da cui il nome *fast* e *slow*) e sono dovute all'eccitazione di livelli energetici differenti, come evidenziato in figura 2.3.

Fotodiodi

I fotodiodi sono lamine semiconduttrici di silicio drogate con atomi trivalenti o pentavalenti, che producono una debole corrente elettrica quando colpiti da radiazione luminosa, in questo caso proveniente dagli scintillatori. Essi sfruttano un principio di moltiplicazione del segnale "a valanga", il quale sancisce la rottura della caratteristica tensione-corrente per elevati campi elettrici applicati, con conseguente aumento dei portatori di carica. Il fotodiodo possiede un guadagno interno regolabile attraverso un preciso controllo sulla tensione di polarizzazione inversa.

Per un "wafer" di Silicio con spessore della regione attiva di 400 μm e gap

energetico tra le bande di 1-2 eV, sono sufficienti fotoni con energia di circa 3-4 eV per creare una coppia elettrone-lacuna.

La scelta di utilizzare fotodiodi invece di fotomoltiplicatori è dovuta principalmente alle dimensioni ridotte e alla maggior compattezza dei primi rispetto ai secondi. Inoltre, al contrario dei fotomoltiplicatori, i diodi risultano per costruzione insensibili ai campi magnetici e possono essere utilizzati con maggior facilità sottovuoto. I dispositivi utilizzati in Garfield sono il modello S3204-05, prodotto da Hamamatsu. Essi misurano $1.8 \times 1.8 \text{ cm}^2$ di sezione trasversale e sono spessi $500 \text{ }\mu\text{m}$, in modo da garantire correnti di perdita minori di 15 nA .

2.2 RCo

Il RingCounter è un rivelatore anulare a 3 stadi con geometria a tronco di cono. Nell'esperimento è collocato con asse coincidente alla linea di fascio, immediatamente dopo la camera in avanti (vedi Fig. 2.1). Esso fornisce una copertura nell'intervallo di angolo polare ($\Delta\theta$) compreso tra $\sim 5^\circ$ e 17° .

Il primo stadio è costituito da una camera a ionizzazione (IC) suddivisa in 8 settori azimutali. Ogni settore prosegue con un rivelatore a strip al Silicio, che forma il secondo stadio di rivelazione. Infine, dietro ogni silicio, sono posizionati 6 cristalli di Ioduro di Cesio attivati al Tallio. Vi sono quindi, in totale, 48 scintillatori CsI(Tl) che completano l'apparato e forniscono una misura dell'energia residua delle particelle cariche più energetiche, che riescono ad attraversare gli stadi precedenti.

Il RCo è allocato su una guida che permette, controllandolo da remoto, di traslarlo avanti e indietro nella direzione nel fascio, in modo da poter lavorare sull'apparato quando non è in posizione di misura, inaccessibile dall'esterno. I preamplificatori sono direttamente montati sul supporto, all'interno di una scatola metallica che consente il passaggio di acqua per raffreddare l'elettronica.

2.2.1 Camera a Ionizzazione

Ognuno degli 8 settori, corrispondente a una diversa direzione azimutale, possiede un eguale rivelatore a gas.

La IC è progettata con lo scopo di ridurre al minimo le perdite attive d'area: la sua zona morta coincide con la zona morta dei rivelatori al Si del secondo stadio. L'apparato risulta anche molto vicino alle pareti della camera di deriva di Garfield.

Le finestre d'uscita e d'entrata delle particelle sono costituite da fogli com-

Tabella 2.1: Raggi ed angoli polari di ognuna delle strip al Si. I valori si riferiscono a quando il RCo è nella posizione di misura, ovvero a 270 mm dal bersaglio. Questa corrisponde alla minima distanza concessa dalla struttura della camera di Garfield.

| Strip | Raggio int. (mm) | Raggio est. (mm) | Angolo min (gradi) | Angolo max (gradi) |
|-------|---------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|
| 1 | 77.9 | 85.0 | 15.6 | 17.0 |
| 2 | 70.8 | 77.8 | 14.2 | 15.6 |
| 3 | 63.7 | 70.7 | 12.9 | 14.2 |
| 4 | 56.6 | 63.6 | 11.5 | 12.8 |
| 5 | 49.4 | 56.4 | 10.1 | 11.4 |
| 6 | 42.3 | 49.3 | 8.6 | 10.0 |
| 7 | 35.2 | 42.2 | 7.2 | 8.6 |
| 8 | 26.2 | 35.1 | 5.4 | 7.2 |

positi d'alluminio e mylar di 3 μm di spessore, mentre la lunghezza della regione di gas attiva misura 6cm. La tensione è fornita a un elettrodo intermedio di 1.5 μm in mylar rivestito d'alluminio, mentre le finestre d'ingresso e d'uscita sono poste a massa. Tale configurazione è stata scelta in modo da avere lo stesso campo elettrico con metà del potenziale necessario per l'intera lunghezza (circa 150 V a 50 mbar²). Essa garantisce inoltre che le pareti metalliche esterne siano a massa e non perturbino la camera a deriva di Garfield.

Il gas, CF_4 , è identico a quello utilizzato in Garfield. L'immissione del gas avviene attraverso valvole la cui apertura è regolata in maniera da mantenere la pressione costante. Il flusso di gas è dell'ordine di 1 SLpm, alla pressione di 50 mbar.

2.2.2 Rivelatori a microstrip al Si

L'angolo azimutale è totalmente coperto da otto rivelatori al silicio di forma trapezoidale. Ogni rivelatore è alloggiato in un supporto di materiale isolante (denominato *stesalistTM*) a struttura ottagonale, direttamente avvitato sul contenitore degli scintillatori. Esso consente un facile montaggio e smontaggio delle parti e minimizza le aree morte.

La giunzione di ogni Silicio è suddivisa in 8 strisce (strips), numerate progressivamente partendo da quella con angolo polare maggiore, come mostrato in tabella 2.1 e figura 2.4. La striscia 8, più interna, può essere protetta a ri-

²La d.d.p. necessaria è funzione della pressione del gas; diminuendo quest'ultima sarà necessario applicare un potenziale minore

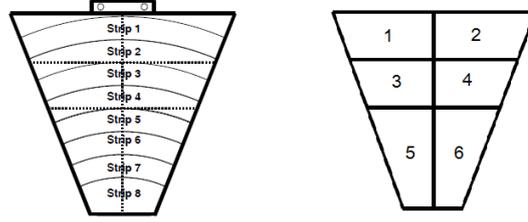


Figura 2.4: Sezione di uno degli 8 settori del RCo. Nella figura a sinistra è mostrata la disposizione delle strip che compongono il settore, mentre a destra sono rappresentati i 6 scintillatori al CsI posti dietro ad esse. La linea tratteggiata (a sinistra) evidenzia la corrispondenza che si ha in rivelazione tra una strip ed un particolare rivelatore al CsI.

chiesta da uno schermo, in modo da evitare, se necessario, il danneggiamento del rivelatore da fasci diffusi elasticamente. Ogni strip possiede una pista, realizzata in Kapton, a cui sono connessi i preamplificatori. La superficie ohmica invece è formata da un unico elettrodo. L'angolo solido interessato dai rivelatori è circa 0.27 sr , mentre la risoluzione angolare è $\Delta\theta \simeq \pm 0.9^\circ$ per strip con una copertura geometrica del Silicio del 90% dell'angolo solido. L'area inattiva corrisponde allo spazio occupato dal supporto di ogni rivelatore e lo spazio fra le strips (di larghezza $220 \mu\text{m}$), contenente gli anelli di protezione. Questi ultimi sono adeguatamente alimentati in tensione al fine di ridurre gli effetti di distorsione del campo nelle inter-regioni. Lo splitting dei portatori di carica e l'attraversamento (*cross-talk*) tra strips contigue sono così quasi trascurabili, limitati a meno dello 0.5%.

I Silici sono montati in modo da avere il contatto ohmico sulla faccia anteriore. Il campo elettrico quindi aumenta gradualmente dall'ingresso all'uscita del Silicio. Di conseguenza, per ioni che sono fermati nella prima parte del rivelatore, si avranno segnali per cui il tempo di raccolta degli elettroni è maggiore. Questa configurazione, detta di *rear*, aiuta l'identificazione in carica delle particelle mediante pulse-shape analysis (PSA). Vedi paragrafo 3.3.1. Lo spessore della giunzione del semiconduttore, minore di 50 nm , è trascurabile nel computo dell'energia persa da una particella; mentre lo spessore del contatto ohmico è stato limitato a 350 nm in modo da garantire basse soglie di rivelazione, non alterando la conducibilità del contatto.

Per quanto riguarda le caratteristiche tecniche dei rivelatori: la resistività ρ è $3.4 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$, la tensione tipica di svuotamento 100 V (polarizzazione di 120 V) e la corrente inversa di ogni strip è circa 30 nA . Lo spessore del Silicio è nominalmente $300 \mu\text{m}$, tuttavia è stato verificato tale valore mediante un misuratore meccanico e misure di perdita d'energia di particelle α ad energia

nota.

2.2.3 Scintillatori CsI (Tl)

Come già scritto, il terzo stadio di rivelazione del RCo è costituito da sei scintillatori CsI (Tl) per settore. I quattro cristalli più esterni, con numeri da 1 a 4, coprono ognuno la metà di due strip del rivelatore al Silicio. I due cristalli inferiori, invece, sono in corrispondenza di quattro semistrip (vedi fig. 2.4).

Principi di funzionamento ed elettronica collegata sono i medesimi di quelli utilizzati per Garfield.

2.2.4 Rivelatore di monitor

Ad angoli molto piccoli ($\sim 1^\circ$) è posizionato uno scintillatore plastico che permette di contare gli eventi "elastici" di scattering da potenziale coulombiano (collisioni Rutherford). I conteggi sono poi utilizzabili per normalizzare le misure degli altri rivelatori, ossia ottenere una sezione d'urto assoluta una volta nota la sezione d'urto Rutherford a quell'angolo θ^3 .

Vista la forte dipendenza della sezione d'urto dall'angolo ($\sigma_{Ruth} \propto 1/\sin^4(\theta)$), risulta di grande importanza l'esatto posizionamento del rivelatore plastico nella camera.

2.3 Elettronica ed acquisizione

La carica raccolta dal passaggio di particelle cariche nei vari rivelatori è prelevata dai preamplificatori, all'interno della camera ed inviata ad un modulo progettato e realizzato ad hoc per la collaborazione *Nucl-ex* che permette le seguenti operazioni:

- 1) conversione in valori discreti mediante un campionatore ADC (di tipo flash) a 8 canali;
- 2) immagazzinamento temporaneo in memoria FIFO;
- 3) processamento digitale dei dati (DSP);
- 4) trasferimento dei dati alla memoria di massa.

³Nel calcolo di sezione d'urto differenziale per collisione elastica si ha una simmetria circolare rispetto all'angolo ϕ .

Ogni ADC attua una conversione digitale del segnale inviato dall'amplificatore. Tutte le informazioni contenute in un singolo impulso analogico sono registrate acquisendo campioni multipli dell'ampiezza del segnale, durante un periodo, e convertendo tali campioni in una sequenza di valori digitali.

I valori in uscita dall'ADC sono continuamente registrati in una memoria FIFO (First In First Out) che immagazzina fino a 8192 campioni in $\sim 64\mu s$ ($125 \cdot 10^6$ campionamenti/s).

I preamplificatori forniscono in uscita segnali con un tempo di decadimento molto lungo, circa $500 \mu s$, e può talvolta accadere che un segnale "buono" cada sulla coda di un altro. Per discriminare tale fenomeno è quindi necessario avere una stima corretta del segnale di fondo o *baseline*. La memoria FIFO è un buffer circolare e le prime locazioni sono continuamente riscritte nell'attesa che arrivi un segnale di trigger, il quale comporta l'inizio del processo di registrazione dei dati. La memoria è letta anche per tempi antecedenti al segnale di trigger ed i primi campioni salvati possono essere utilizzati per calcolare la baseline.

Alla FIFO è connesso il DSP (digital signal processor), il quale legge i dati e li immagazzina in una propria memoria interna. Il trasferimento è sempre attivato da un segnale di trigger. Il DSP possiede una memoria RAM (on-board) sufficientemente grande (192 kB) per l'immagazzinamento del segnale e l'elaborazione. Essa gli permette di eseguire fino a 80 milioni di operazioni al secondo, senza richiedere l'aiuto di una memoria esterna. Le funzioni eseguite dal DSP sono quelle di calcolo dell'altezza massima del segnale, calcolo del tempo d'inizio del segnale (superamento di una soglia rispetto all'altezza massima) e calcolo dell'intervallo di tempo tra una soglia minima ($\sim 20\%$) ed una massima ($\sim 80\%$). Quest'ultima informazione consente il calcolo del tempo di salita del segnale.

Infine i valori digitali sono salvati nella memoria fisica; in contemporanea al salvataggio, i medesimi valori sono visualizzati in istogrammi bidimensionali mediante il programma *Garfield_monitor*^A, il quale permette di controllare anche tutti gli altri parametri della misura.

Si assume comunemente che l'elettronica digitale sia stabile e lineare. La stabilità si fonda sul fatto che, in genere, l'informazione digitalizzata è immune da variazioni nelle condizioni d'acquisizione, quali ad esempio gradienti termici o fluttuazione della tensione d'alimentazione. La linearità, invece, si quantifica mediante la massima deviazione della curva misurata dalla retta di best fit (integral linearity), indicata in unità percentuali rispetto al range. Essa è ottenuta esprimendo il valore codificato in funzione della tensione in entrata.

^AIl programma è stato realizzato all'interno del gruppo *Nucl-ex*.

Il trasferimento dei dati avviene tramite un protocollo FAIR, acronimo di *Fast Advanced Interface Red-out*, garantito da emitter-coupled logic buses (ECL) che sono dedicati in modo specifico al read-out di apparecchiature modulari. Questo protocollo presenta il vantaggio di possedere bassi tempi di commutazione, riducendo i ritardi di propagazione dei segnali, ma deve essere costantemente alimentato, aumentando i costi in termini di potenza dissipata rispetto ad altre tecnologie.

L'architettura dei moduli si articola in due differenti livelli. Il livello inferiore è composto da moduli di uno stesso segmento, appartenenti ossia al medesimo *crate* d'alimentazione, che comunicano tutti con un unico *segment controller* (SEGC). A livello superiore i singoli SEGC di ogni *crate* comunicano con il *system controller*. La segmentazione permette di distinguere quale rivelatore abbia dato il segnale di triggering, rendendo così possibile la selezione dei segnali dei singoli rivelatori in fase di analisi.

2.3.1 Sistema di Trigger

Il sistema digitale di trigger impone condizioni logiche sui segnali elettrici dei rivelatori. Questo permette di governare l'acquisizione e selezionare gli eventi fisici di interesse. L'uso di diversi segnali di trigger, che possono anche essere attivati singolarmente, consente di poter effettuare misure con scopi differenti. L'elettronica dell'apparato è dotata di 9 diverse possibilità di trigger, ognuna associata ad una logica differente:

- OR dei rivelatori CsI di Garfield;
- OR delle IC del RCo;
- OR dei rivelatori al Si del RCo;
- AND tra OR dei rivelatori di Garfield e OR dei rivelatori al Si;
- AND tra OR dei rivelatori di Garfield e OR delle IC del RCo;
- AND tra OR dei rivelatori al Si e OR delle IC del RCO;
- il trigger del monitor, per la rivelazione delle diffusioni elastiche;
- il trigger per attivare un generatore d'impulsi e poter effettuare un controllo (*pulse shape analysis*) dei rivelatori al Si ed al CsI(Tl);
- il trigger di molteplicità n di rivelatori di un tipo.

Figura 2.5: L'immagine mostra la matrice logica della *trigger box* come visualizzata sullo schermo dal programma d'acquisizione. Nelle colonne sono indicati i rivelatori, mentre nelle righe 8 dei trigger possibili. Le caselle selezionate in verde rappresentano i collegamenti logici effettuati. Nella prima e terza riga si notano contrassegnati rispettivamente i settori dei CsI di Garfield e le strip di ogni Si del RCo. Esse corrispondono ai trigger attivati in fase di misura.

I vari trigger di molteplicità sono visibili nelle colonne, indicati col nome del rivelatore seguito da "mult" e la condizione sul numero di particelle.

Anche se non attivato, sottolineo la costruzione dell'AND tramite due collegamenti OR negati (caselle azzurre).

L'OR si attiva (stato di tensione alto) quando almeno un rivelatore ha prodotto un segnale; mentre l'AND si attiva solamente quando almeno due rivelatori diversi hanno prodotto contemporaneamente un segnale. Le matrici logiche, comprendenti i trigger selezionati, sono controllabili direttamente dal monitor (figura 2.5).

L'apparato è dotato esclusivamente di condizioni d'attivazione OR oppure NOR-NOR, in cui la negazione di un evento è combinata all'OR. In genere, infatti, l'elevata velocità di propagazione dei segnali e i ritardi dell'elettronica impongono forti limitazioni alla possibilità di rilevare segnali in coincidenza ed eseguire direttamente l'AND logico. Tale condizione è realizzata attraverso tre OR negati (NOR).

L'uso contemporaneo di più segnali di trigger, ognuno dei quali può essere scalato di un fattore da 1 a 1000 per evitare sovraffollamenti dell'acquisizione, consente in sede di analisi di poter effettuare una scelta del tipo di eventi che si vuole studiare. Ad esempio l'OR di una classe di rivelatori consente di analizzare gli eventi in cui almeno una particella è stata rivelata, mentre trigger con AND permettono di studiare eventi in cui vi siano almeno una particella in un insieme di rivelatori ed una in un altro. Infine i trigger di molteplicità n consentono di studiare eventi in cui n particelle sono state rivelate da una tipologia di rivelatore.

Il protocollo elettronico acquisisce un valore di conteggi per secondo "grezzo", *raw counting rate*, per ogni trigger attivato. Esso contiene il campionamento del segnale di corrente preamplificato, senza nessun criterio di esclusione. Tale valore viene successivamente scalato secondo il tempo morto (*dead time*) di rivelazione, ossia il tempo minimo che deve intercorrere tra due conteggi affinché vengano registrati separatamente. Il limite è associato alle caratteristiche costruttive dell'elettronica ed al numero di eventi al secondo. Infine, i conteggi "dopo il dead time", vengono ulteriormente ridotti del fattore impostabile manualmente.

Capitolo 3

L'esperimento

L'esperimento si prefigge principalmente di studiare collisioni centrali in una reazione di ^{16}O su di ^{12}C , utilizzando un fascio pulsato alle energie di 90.5, 110 e 130 MeV, disponibili utilizzando l'acceleratore Tandem XTU dei Laboratori INFN di Legnaro. Lo scopo della misura è quello di selezionare gli eventi nei quali si è prodotta la fusione dei due elementi in nucleo composto di ^{28}Si (sistema equilibrato) ed analizzare il suo decadimento fisico. Il sistema di trigger descritto nel paragrafo precedente permette comunque di poter studiare anche eventi periferici, nei quali ad esempio il quasi-proiettile ^{16}O eccitato si diseccita emettendo 4 particelle α , mentre il quasi-bersaglio rimane nello stato fondamentale.

Gli eventi di decadimento che verranno selezionati saranno confrontati con modelli teorici. Le eventuali differenze con le previsioni teoriche potranno essere imputate a fenomeni non inclusi in tali modelli, che potrebbero portare a determinare nuovi modi di decadimento e/o nuovi parametri.

Una struttura nucleare in cui i nucleoni hanno una disposizione in termini statistici energeticamente più conveniente a gruppi è detta a *cluster*. Un modello puramente evaporativo non contempla l'esistenza di cluster preformati nel nucleo, mentre questi aggregati sono inclusi in altri modelli, come AMD. La diversificazione rispetto a vecchi modelli è sostanziale. Ad esempio, nel modello a Shell, i nucleoni sono visti come elementi singoli, in moto indipendente gli uni dagli altri in una buca di potenziale fenomenologica.

Nei paragrafi successivi è descritto il procedimento di creazione e trasporto del fascio, alcune operazioni specifiche permesse dall'apparato e quali sono le condizioni di misura ed i dati raccolti.

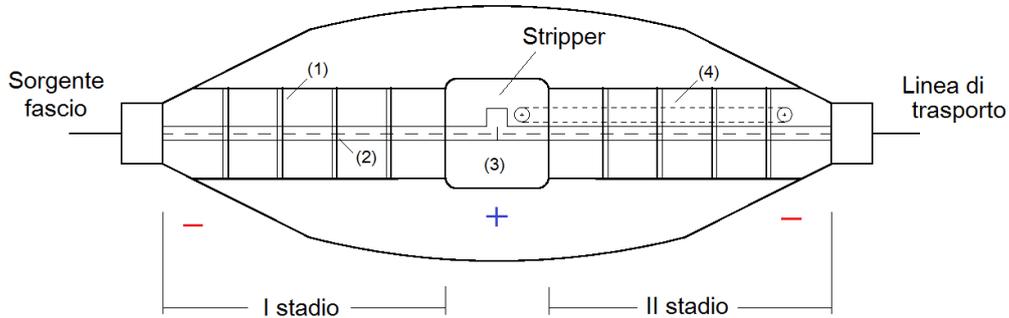


Figura 3.1: Rappresentazione della macchina acceleratrice Tandem XTU. La camera di forma ovale contiene la colonna metallica (1) in cui è alloggiato il tubo accelerante (2). La funzione della colonna è quella di sostenere il terminale ad alta tensione (3) posto al centro. Nella figura è anche possibile distinguere la cinghia (4) che preleva le cariche dai fogli stripper.

3.1 Produzione del Fascio

L'acceleratore elettrostatico Tandem XTU sfrutta due stadi di accelerazione per la produzione del fascio (disegno in fig. 3.1).

L'elemento proiettile è prodotto da una sorgente esterna, passa all'interno di un gas che gli cede un elettrone ed entra nel Tandem in uno stato di carica negativa. Qui è accelerato da un'intensa d.d.p. fino ad un massimo di 14.5 MV. A metà dell'acceleratore, contenuto in una gabbia di Faraday, è posto un sottile foglio di carbonio di qualche micron di spessore, denominato *stripper*. Il fascio accelerato nel primo stadio colpisce questa lamina. Come conseguenza della collisione il fascio perde elettroni ed assume una carica positiva. A questo punto una d.d.p. inversa alla precedente aumenta nuovamente la velocità del proiettile.

L'intera linea d'accelerazione è posta all'interno di un enorme contenitore riempito con esafluoruro di zolfo (SF_6) alla pressione di circa 7 atm, che ha la funzione di isolare ed evitare scariche all'esterno.

La camera di scattering, dove è avvenuto l'esperimento, e la zona in cui è collocato l'acceleratore si trovano in edifici differenti. Questo pone il problema del trasporto del fascio: i proiettili devono attraversare un canale lungo decine di metri ed essere deflessi in più punti senza avere una significativa diminuzione in numero, ossia l'intensità del fascio deve rimanere dello stesso ordine di grandezza. Le efficienze di trasporto dipendono dal tipo di fascio e dall'energia.

I tubi del canale sono quindi mantenuti in una condizione di alto vuoto per

mezzo di pompe turbomolecolari. Le pressioni raggiunte sono dell'ordine di $10^{-6} \div 10^{-7}$ mbar.

La deflessione delle particelle accelerate si ha mediante dipoli magnetici, realizzati con due pacchetti di fili in lega di rame percorsi da corrente. Per collimarle, invece, si utilizzano lenti a quadrupolo magnetico. Esse sono costituite dalla combinazione di due o più quadrupoli che, in analogia con le lenti ottiche, focalizzano in un piano e defocalizzano nell'altro producendo una diminuzione della sezione trasversale del fascio nella direzione voluta.

Durante i turni in preparazione alla misura, gli operatori hanno speso diverse ore per impostare i parametri necessari a superare una doppia curva nei pressi dell'ingresso della camera di scattering. Infatti produrre e trasportare un fascio, garantendo una buona intensità ed un determinato valore energetico, è tanto importante per la misura quanto difficile. In questa particolare situazione il lungo tempo impiegato è stato dovuto al fatto che la linea di fascio è stata recentemente ridisegnata per permettere l'installazione dell'acceleratore di ioni radioattivi SPES.

Temporizzazione del fascio

Il fascio utilizzato nella misura è stato costituito in pacchetti compatti di ioni, distanti tra di loro un intervallo costante di tempo (400 ns). Questa temporizzazione permette di avere un controllo ulteriore sul corretto svolgimento dell'esperimento.

Il processo che crea un fascio pulsato da quello continuo consiste nell'azione combinata di due elementi: il *buncher* ed il *chopper*. Il buncher crea due fronti d'onda ad una distanza temporale fissa. Il suo funzionamento si basa sull'addensamento del fascio continuo durante i tratti approssimativamente lineari di un'onda sinusoidale nota. Per l'acceleratore Tandem di Legnaro l'onda possiede una frequenza di 5 MHz che consente fasci temporizzati ad intervalli di 200 ns.

Il fascio in uscita dal buncher presenterebbe tuttavia un residuo continuo tra un fronte d'onda ed il seguente, fonte di rumore per la misura. Esso può essere eliminato per mezzo del chopper, il quale sfrutta un deflettore elettrostatico. A intervalli di tempo regolari il dispositivo lascia passare il fascio continuo su cui agisce successivamente il buncher, creando una struttura a fronti d'onda equispaziati.

Il chopper consente inoltre di eliminare uno o più pacchetti ed ottenere così fasci con pacchetti di circa 1-2 ns ad intervalli di 400 ns o 800 ns.

3.2 Operazioni in misura

Cambio del Bersaglio

Attraverso un sistema automatizzato è possibile cambiare il bersaglio. La sostituzione è necessaria al fine di mantenere immutati i parametri che regolano la reazione. Le continue collisioni infatti usurano e degradano il carbonio, variando il valore della sezione d'urto e di conseguenza la probabilità che la reazione avvenga.

L'automatizzazione del processo è indispensabile in quanto evita di aprire la camera e quindi di perdere ogni volta ore nei processi di riempimento e svuotamento.

Allumina

Prima di iniziare l'esperimento e poter misurare, è stato necessario accertarsi che il fascio proiettile fosse centrato rispetto alla posizione del bersaglio, a cui sono riferiti a loro volta i rivelatori. A questo proposito al bersaglio in carbonio è stata sostituita una lamina di allumina con un piccolo foro al centro, corrispondente alla posizione calibrata dell'origine. L'allumina presenta la particolare caratteristica di produrre un'intensa radiazione luminosa se colpita da un fascio energetico. Mediante i dipoli magnetici all'ingresso della camera ed utilizzando la luce come guida, il fascio è stato posizionato in modo tale da passare attraverso il foro.

Il sistema di cambio bersaglio descritto in precedenza e alcune telecamere collocate all'interno della camera consentono di controllare l'operazione da remoto.

Inserire/rimuovere schermi

Il fascio diffuso elasticamente ha flussi elevati che potrebbero danneggiare i rivelatori anulari del RCo ed in specifico la parte ad angoli polari più piccoli. Nella misura descritta in quelle posizioni vi sono le strip 8 e 7 al silicio. Un programma in remoto permette di frapporre schermi metallici tra bersaglio e rivelatori in modo da proteggerli.

3.3 Dati raccolti

Durante l'intera misura sono stati utilizzati i seguenti trigger:

- OR logico dei rivelatori a CsI di Garfield, con riduzione dei conteggi 2;

- OR logico dei rivelatori al Si del RCo, con riduzione 1;
- il trigger del monitor, con riduzione 100.

Per il primo ed ultimo trigger è stato volutamente scelta una riduzione della frequenza di campionamento rispetto a quella impostata per i rivelatori al Si. Le limitazioni fisiche dettate dalle aree di memoria finite e soprattutto dalla capacità di trasmissione dei dati impongono che si debba concentrare larga parte delle risorse d'acquisizione sulle grandezze rilevanti per l'esperimento. La fisica della misura svolta, infatti, prevede che si abbiano la maggioranza dei decadimenti a piccoli angoli θ , dove è collocato il RCo, e in minor parte ad angoli maggiori, dove vi sono i rivelatori di Garfield. In ogni caso in un evento "buono" sarà sempre presente un residuo d'evaporazione ad angoli in avanti.

I dati rilevati dal monitor in fondo alla camera sono utilizzati per calcoli di sezioni d'urto e calibrazioni complementari.;

Il programma "garfield_monitor", sviluppato all'interno del gruppo, permette di disporre i dati acquisiti in istogrammi bidimensionali per un immediata pre-analisi.

Qui di seguito sono elencati gli istogrammi principali.

Per Garfield si possono avere matrici $\Delta E - E$ (fig. 3.2) e matrici *fast - slow* (fig. 3.3). Le prime contengono in ordinata l'energia depositata sulla MSGC

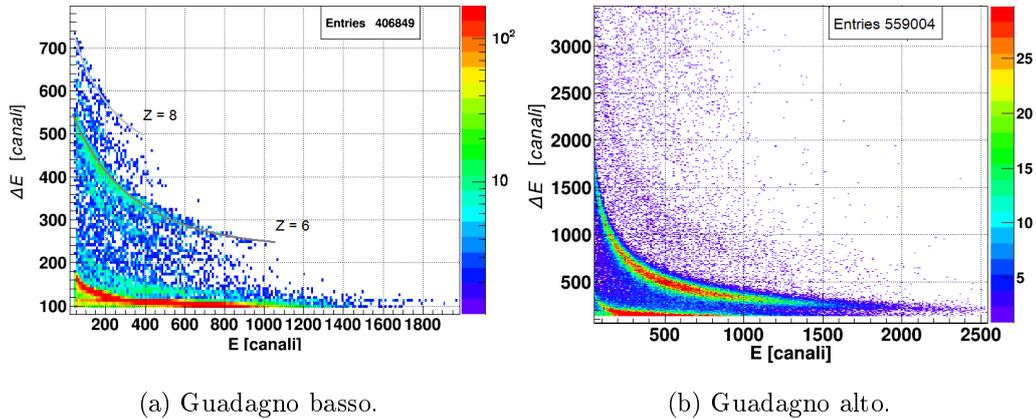


Figura 3.2: Sono rappresentati due istogrammi $\Delta E - E$ corrispondenti al rivelatore al CsI(Tl) numero 8 ($\bar{\theta} = 35^\circ$) del settore 2 dell'apparato Garfield, all'energia del fascio di 90.5 MeV. In *a*, ove il guadagno del preamplificatore è minore rispetto a *b*, è possibile distinguere tutte le particelle di carica differente, fino a $Z=8$. In *b*, invece, le striscie coincidenti con particelle a carica elevata sono saturate e si ottiene una buona risoluzione in carica a bassi ΔE .

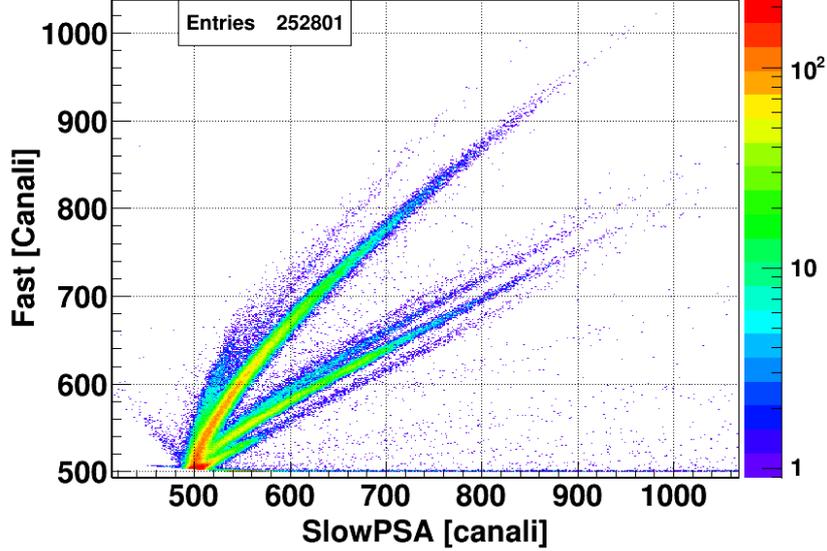


Figura 3.3: Matrice *fast-slowPSA* del rivelatore al CsI(Tl) numero 8 ($\bar{\theta} = 35^\circ$) del settore 6 dell'apparato Garfield, in una misura con fascio di 90.5 MeV. Il segnale *slowPSA* corrisponde al valore del segnale lento a cui è sottratto 4 volte il valore di quello veloce.

ed in ascissa l'energia residua rilevata dallo CsI(Tl). Esse permettono l'identificazione di particelle leggere e frammenti emessi a grandi angoli θ . Gli istogrammi *fast-slow*, invece, rappresentano le due componenti del segnale del CsI(Tl). Si distinguono chiaramente le linee dovute a particelle cariche leggere: in segnale veloce crescente si osservano le linee corrispondenti ai γ e poi protoni, deutoni, trizi, particelle α (^4He) e particelle con numero atomico uguale a 5 e 6.

Per il Ring Counter, in aggiunta alle matrici $\Delta E - E$ (fig.3.4 e 3.5) delle coppie Ic - Si e Si - CsI(Tl), si hanno gli istogrammi E -tempo di salita (T_{rise}) per i rivelatori al Silicio (fig. 3.6) e quelli *fast-slow* (fig. 3.7) degli scintillatori al CsI(Tl). Il numero complessivo di eventi registrati (la statistica) è maggiore di quella di Garfield poiché la sezione d'urto è maggiore ai piccoli angoli θ in cui lavora il RCo. Ciò non è ben visibile negli istogrammi che sono stati creati su tempi d'acquisizione differenti.

La verifica del funzionamento dell'apparato complessivo si ha attraverso grafici in cui il colore per ogni rivelatore è proporzionale al numero di eventi (rosette). Una scarsa presenza di eventi è legata a rivelatori "spenti" perché disattivati e/o mal funzionanti (vedi figura 3.8).

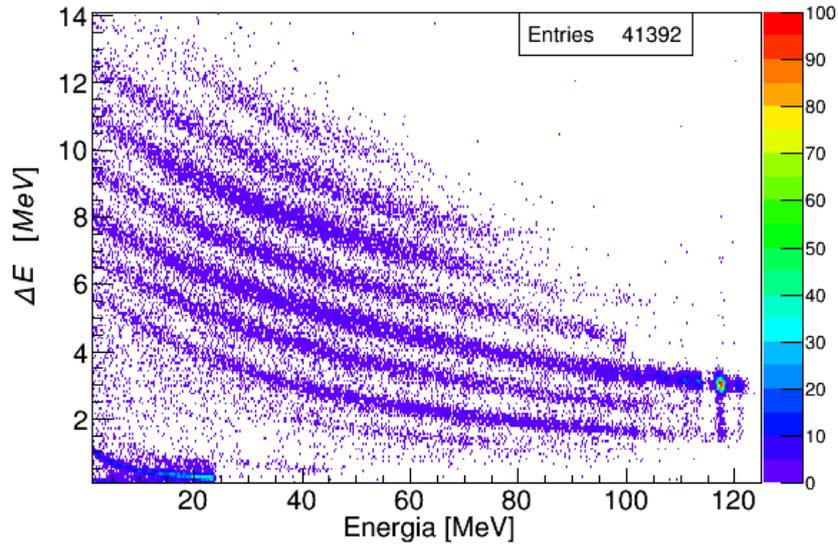


Figura 3.4: Istogramma bidimensionale ΔE -E della rivelatore a strip 5 al Si del settore 4, all'energia di 130 MeV. Sull'asse delle ordinate è indicata l'energia corrispondente alla carica raccolta dalla camera a ionizzazione. Sono visibili le linee corrispondenti ognuna a un insieme di particelle rivelate con carica differente.

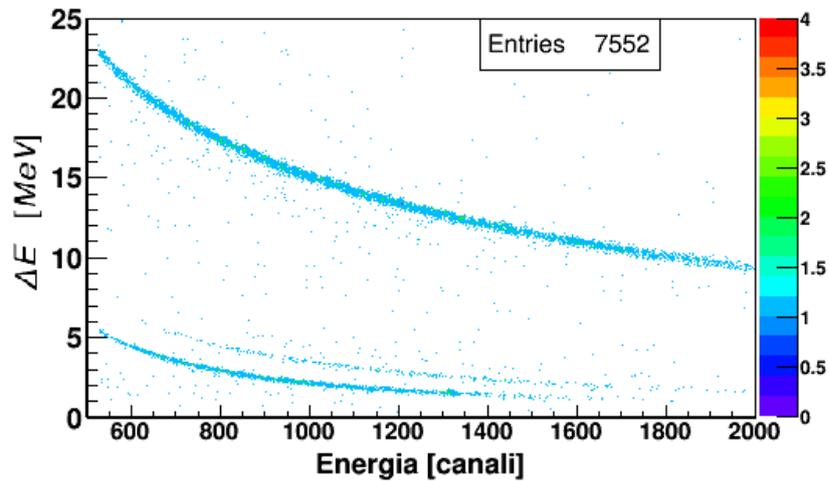


Figura 3.5: Istogramma bidimensionale ΔE -E tra la strip al silicio 7 e lo scintillatore al CsI 6 del settore 7, in una misura con fascio di 90.5 MeV. Il numero esiguo di eventi, qui e in figura 3.7, è dovuto all'utilizzo di una piccola porzione dei dati acquisiti.

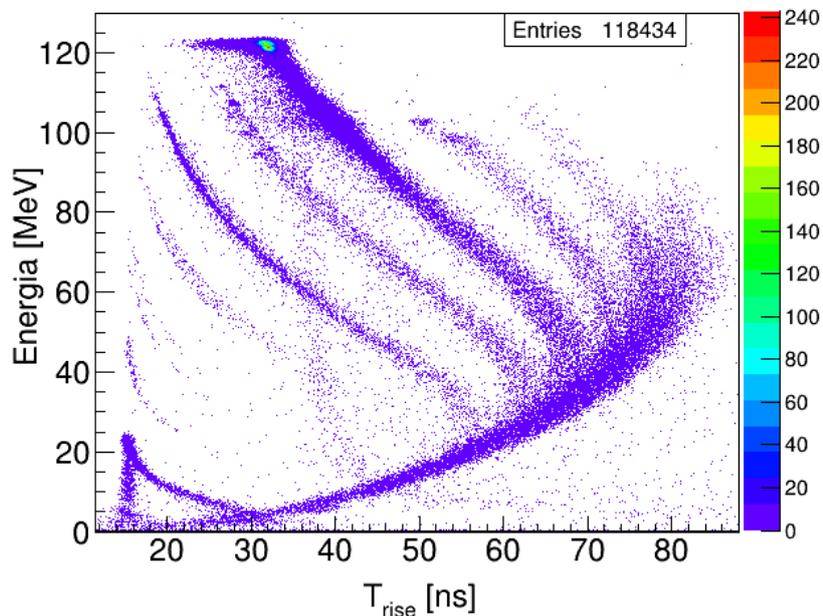


Figura 3.6: Matrice tra l'energia depositata sulla strip al Si numero 8 del settore 5 e il tempo di salita del segnale, in una misura con fascio di 130 MeV. Tale istogramma permette lo studio in forma (PSA) del segnale di carica, metodo di cui parlerò nel paragrafo successivo.

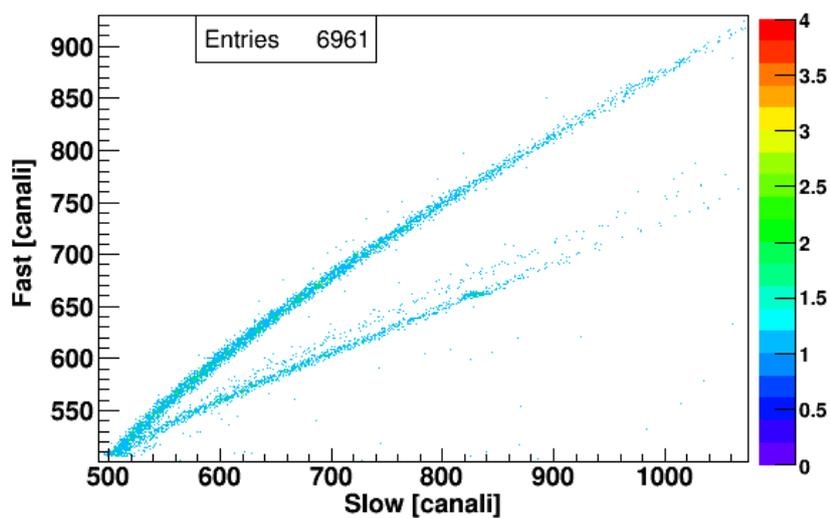


Figura 3.7: Istogramma bidimensionale dei segnali veloce (*fast*) e lento (*slow*) del rivelatore al CsI 6 del settore 3 del RCo, in una misura con fascio di 90.5 MeV.

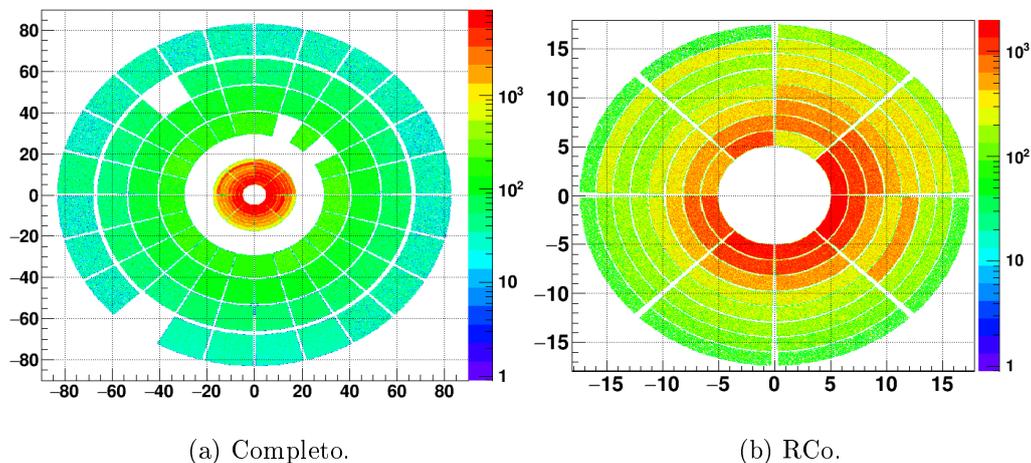


Figura 3.8: Numero di conteggi dei rivelatori dell'apparato in una misura con energia del fascio di 90.5 MeV. La corona più esterna (a) contiene i rivelatori dell'apparato Garfield, mentre quella più interna corrisponde al Ring Counter. Le 4 zone visibili in a senza eventi sono state dovute a rivelatori disattivati. In b è posto un ingrandimento della corona del RCo.

La cinematica della reazione è inversa, ossia la massa del proiettile è maggiore di quella del bersaglio fermo.

Per poter ricostruire la reazione è necessario riuscire ad individuare, per ogni evento, tutte le particelle emesse nella diseccitazione del nucleo composto. Gli eventi in cui si riesce a far ciò sono detti completi. L'analisi consiste nell'effettuare operazioni di taglio e selezione tramite condizioni sui dati raccolti, in modo da poter scegliere gli eventi completi. L'acquisizione dei dati, inoltre, non preclude di poter ritornare in un secondo momento ai dati registrati senza condizioni per controllare i risultati, ripetere i calcoli o effettuare altri tipi di analisi.

Ciclo di impulsatore

L'elettronica fornisce la possibilità di inviare una serie di impulsi elettrici a tensione differente e di forma analoga a quella proveniente dai rivelatori sui pre-amplificatori, al fine di verificare il corretto funzionamento della catena elettronica. Il procedimento si avvia selezionando solamente il trigger apposito (vedi 2.3.1) ed impostando da schermo i parametri di tensione e lo stadio di rivelazione che si vuole controllare: Si del RCo, scintillatori del RCo oppure dell'apparato Garfield.

Durante il controllo il fascio è deviato su uno schermo metallico lungo il per-

corso, detto *faraday cup*, in modo tale che non entri nella camera di scattering e perturbi i risultati.

Nella misura con energia del fascio a 90.5 MeV, ad esempio, il ciclo è stato realizzato per ogni tipologia di rivelatore con 15 picchi compresi nell'intervallo di tensione da 180 mV a 8 V.

3.3.1 Analisi in forma dei segnali (PSA)

La *pulse shape analysis* è una tecnica utilizzata per distinguere segnali provenienti dalle diverse particelle di decadimento, permettendo di identificarne la carica elettrica Z ed eventualmente la massa atomica A . Il metodo si basa sull'analisi delle diverse forme (*shape*) dei segnali elettrici, causate dai differenti profili temporali degli stessi. L'informazione trasportata da un impulso lineare, infatti, è racchiusa, oltre che nella sua ampiezza, anche nella sua forma.

Gli approcci più diffusi per effettuare una PSA sono di due tipi. Il primo produce un segnale integrando la carica totale raccolta su due periodi di tempo differenti. In generale si integra su un breve periodo, corrispondente all'incirca al tempo di salita del segnale e su un periodo ritardato di una quantità fissa rispetto al primo. La relazione fra i due segnali è approssimativamente indipendente dalle ampiezze degli impulsi, ma dipende dalla forma. Il secondo metodo, invece, rileva le differenze nei tempi di salita del segnale in uscita. Questi tempi sono misurati per mezzo di un discriminatore a frazione costante, che evidenzia il tempo nel quale l'impulso passa da un valore in percentuale basso ad un valore alto (tipicamente 20%-80%).

Nel caso di particelle fermate dagli scintillatori sono analizzate le due componenti di fluorescenza del CsI(Tl), che caratterizzano l'impulso; mentre per particelle bloccate dai rivelatori al Si lo studio riguarda la correlazione tra energia depositata e tempo di salita del segnale.

La PSA è complementare alla tecnica d'identificazione ΔE - E , basata sulla correlazione tra l'energia depositata in uno stadio e quella residua nello stadio successivo. Sfruttando entrambi i metodi è possibile ottenere un'informazione più completa sui prodotti di reazione.

Capitolo 4

Analisi Dati

L'analisi effettuata in questo lavoro di tesi ha riguardato inizialmente la calibrazione in energia dei rivelatori al Si del RCo; a questo scopo sono stati realizzati programmi in linguaggio C++ combinato ai metodi definiti nelle librerie di *Root*.

Al fine di poter effettuare un'analisi preliminare dei dati acquisiti è stata inoltre creata ed analizzata una n-tupla ottenuta utilizzando le calibrazioni energetiche sopracitate e le identificazioni in carica e massa delle particelle rivelate. Imponendo condizioni di selezione sulla n-tupla sono stati creati istogrammi di distribuzioni in carica dei residui d'evaporazione, di distribuzioni di molteplicità di protoni ed ^4He (α) e di distribuzioni angolari delle particelle rivelate alle diverse energie del fascio.

4.1 Calibrazione in energia dei rivelatori al Si

I rivelatori al silicio del RCo forniscono un segnale in canali elettronici. La calibrazione consiste nel trovare la relazione tra numero di canali ed energia corrispondente. Questo è un procedimento fondamentale per qualsiasi tipologia di rivelatore, lineare o non, e permette di conoscere i valori delle grandezze misurate.

A tale scopo durante l'esperimento sono state realizzate sei misure di collisione elastica del fascio di ^{16}O su una sottile lamina di ^{197}Au , due per ogni valore di energia utilizzato, una con il gas nella camera ad ionizzazione e l'altra con la camera svuotata.

La lamina d'oro ha spessore di $200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ ¹ e le caratteristiche del fascio (intensità e sezione trasversale) sono note da misure complementari effettuate

¹L'unità di misura utilizzata divisa per la densità volumetrica dell'elemento fornisce lo spessore in cm.

Tabella 4.1: Valori d'energia teorici calcolati per il rivelatore al Si, in assenza e presenza di gas, per una diffusione elastica su ^{197}Au . Come previsto, si nota un leggero aumento con la diminuzione dell'angolo θ . Non si ha dipendenza del settore del RCo poiché la reazione ha simmetria azimutale. Le incertezze stimate sono dell'ordine dell'uno ‰.

| Strip | 90.5 MeV | | 110 MeV | | 130 MeV | |
|-------|----------|------|---------|-------|---------|-------|
| | Gas | Gas | Gas | Gas | Gas | Gas |
| 1 | 85.1 | 81.2 | 105.1 | 101.6 | 125.4 | 122.3 |
| 2 | 85.2 | 81.3 | 105.2 | 101.8 | 125.6 | 122.5 |
| 3 | 85.4 | 81.5 | 105.4 | 102.0 | 125.7 | 122.7 |
| 4 | 85.5 | 81.6 | 105.5 | 102.1 | 125.9 | 122.9 |
| 5 | 85.6 | 81.7 | 105.6 | 102.3 | 126.0 | 123.0 |
| 6 | 85.7 | 81.8 | 105.7 | 102.4 | 126.1 | 123.2 |
| 7 | 85.7 | 81.9 | 105.8 | 102.5 | 126.2 | 123.3 |
| 8 | 85.8 | 82.0 | 105.9 | 102.6 | 126.3 | 123.4 |

dagli operatori. Per le tre misurazioni in assenza di gas, i segnali provenienti dai rivelatori al silicio corrispondono quindi a valori d'energia ben noti dalla cinematica (tabella 4.1), calcolabili attraverso la formula di Rutherford² per una diffusione elastica. Esse forniscono tre punti sperimentali che mettono in relazione il segnale in canali dato dalla strumentazione con l'energia calcolata. Attraverso un'operazione di fit dei punti sperimentali è possibile risalire ad una curva che meglio approssima la relazione cercata. Le misure di scattering con la presenza del gas, ottenuto sottraendo l'energia persa nel primo stadio, consentono di verificare la validità dei tre punti senza gas.

Nel caso trattato è necessario verificare che i segnali in canali elettronici risultino linearmente proporzionali all'energia posseduta da una particella diffusa ed arrestatasi nei singoli rivelatori. Zone in cui la risposta è non lineare e il rivelatore non lavora correttamente potrebbero essere dovute, ad esempio, a un guadagno troppo elevato nell'amplificazione, con conseguente saturazione del segnale.

La simmetria circolare della reazione prevede che non vi sia una dipendenza nell'energia depositata dall'angolo azimutale ϕ , mentre rimanga quella dall'angolo polare θ .

I canali corrispondenti ai picchi elastici delle 6 misure sono scritti in forma di istogrammi bidimensionali su file con estensione *Root*. Per le tre misurazioni senza gas, gli istogrammi contengono in ordinata il numero di

²In realtà è necessario tenere in considerazione le perdite d'energia dovute alle finestre d'ingresso e d'uscita della camera e della giunzione del semiconduttore.

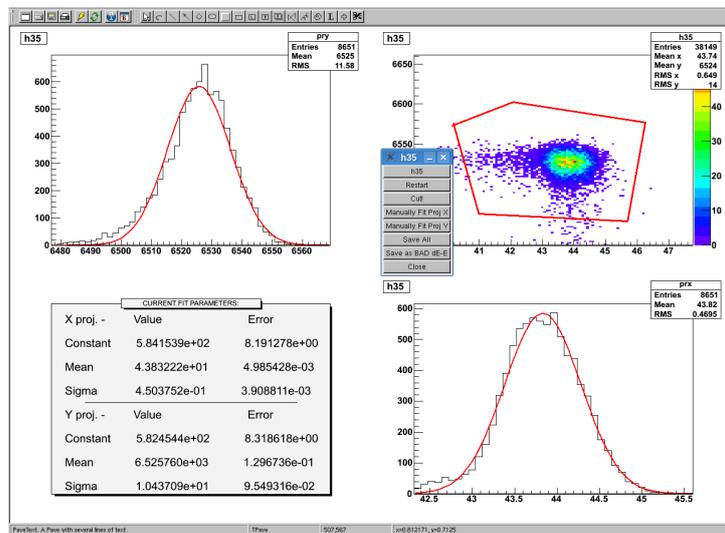


Figura 4.1: Immagine del programma grafico con cui sono stati eseguiti i tagli. L'istogramma $\Delta E-T_{rise}$ in alto a destra rappresenta il picco di particelle diffuse elasticamente e rivelate da una strip del rivelatore al silicio. La regione è individuata attraverso la linea spezzata rossa. Gli altri due istogrammi costituiscono le proiezioni sui due assi cartesiani.

canali corrispondenti all'energia residua della particella e in ascissa il valore di tempo di salita del segnale (T_{rise}), che è proporzionale al tempo impiegato per raccogliere le cariche ionizzate.

Nel caso sia presente il gas, invece, le misurazioni coinvolgono due rivelatori: la IC e il rivelatore al Si.

Utilizzando tali istogrammi e sfruttando un programma grafico in *Root* è stato selezionato il picco di valori dovuti a scattering elastico (operazione di taglio o *cut*) per tutte le strip di ogni settore. Con una funzione dello stesso programma è stato poi eseguito un fit gaussiano sulle proiezioni sull'asse delle energie (fig. 4.1). Alcune proiezioni presentavano code laterali dovute principalmente a rumore elettronico. Al fine di ottenere un adattamento migliore sono state eliminate manualmente, tramite funzioni grafiche, le code più anomale nei vari istogrammi. Per ognuna delle misure sono stati salvati in un file di testo i valori medi delle proiezioni ottenute dal fit e gli scarti quadratici medi associati.

I fit lineari dei punti relativi alle tre differenti energie del fascio sono stati realizzati grazie a un programma scritto per questo lavoro di tesi per le 64³

³I fit non sono stati effettuati per la strip 8 del settore 3 e per la strip 4 del settore 5. La prima non era alimentata, mentre la seconda non ha funzionato correttamente durante la misura.

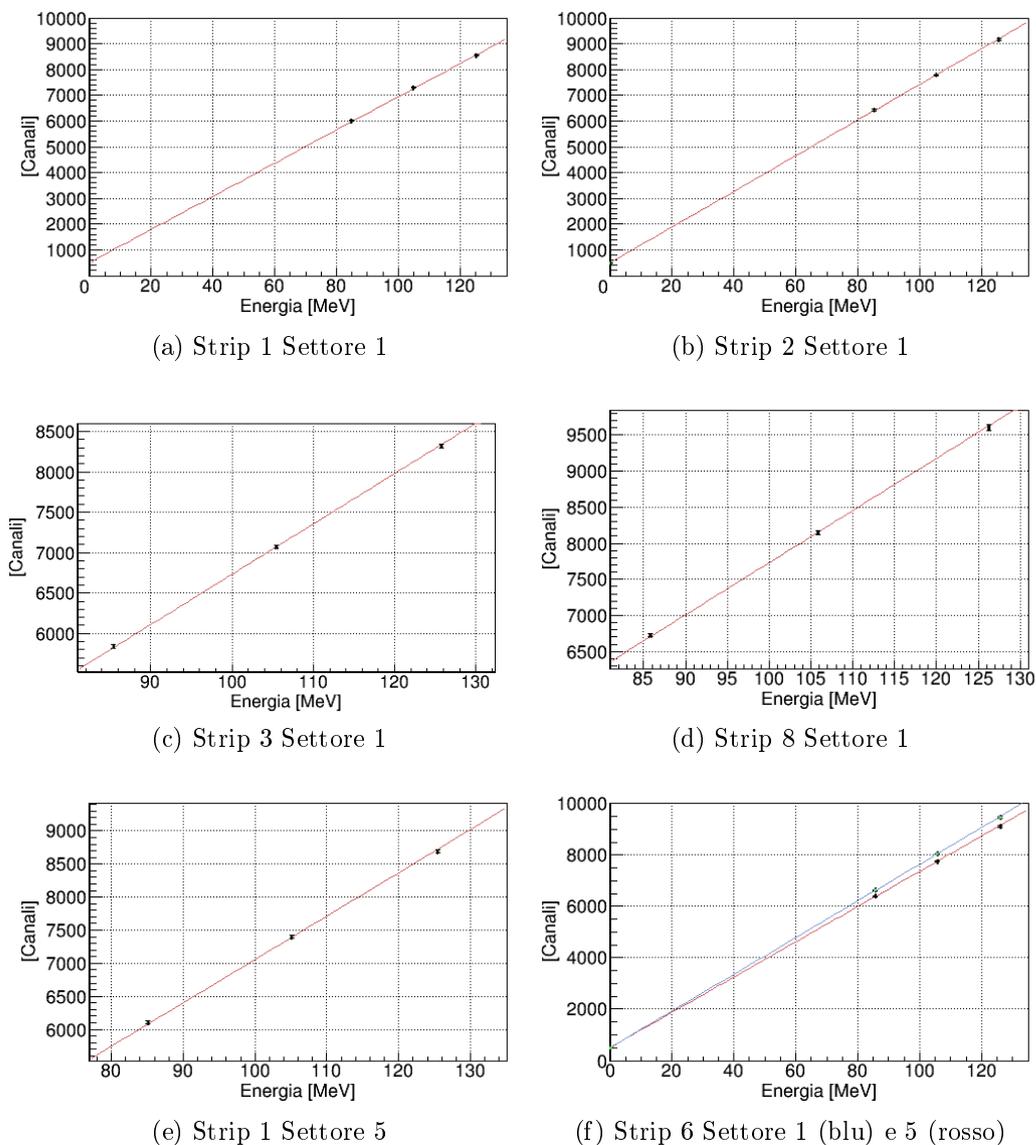


Figura 4.2: Calibrazioni in energia dei rivelatori al silicio. I valori di energia residua sono misurati in assenza del gas della camera. La linea rossa corrisponde alla retta di regressione lineare calcolata.

In (f) sono rappresentati in un solo grafico i fit della stessa strip di due settori differenti, ovvero i fit condividono il medesimo θ ma differiscono per l'intervallo angolare in ϕ . La non perfetta coincidenza delle due curve di calibrazione indica una risposta leggermente diversa fra rivelatori e/o catena elettronica.

Tabella 4.2: Sono rappresentati i parametri ottenuti dall'adattamento delle due serie di punti per le strip del settore 4. p_0 è l'ordinata all'origine, mentre p_1 è il coefficiente angolare.

| Strip | 3 punti | | 6 punti | |
|-------|----------------|--|----------------|--|
| | p_0 [canali] | p_1 [$\frac{\text{canali}}{\text{MeV}}$] | p_0 [canali] | p_1 [$\frac{\text{canali}}{\text{MeV}}$] |
| 1 | 501 ± 8 | 65.0 ± 0.2 | 502 ± 8 | 65.0 ± 0.1 |
| 2 | 501 ± 8 | 66.4 ± 0.2 | 502 ± 8 | 66.4 ± 0.1 |
| 3 | 501 ± 8 | 63.4 ± 0.2 | 501 ± 8 | 63.3 ± 0.1 |
| 4 | 501 ± 8 | 59.5 ± 0.1 | 501 ± 8 | 59.4 ± 0.2 |
| 6 | 501 ± 9 | 72.4 ± 0.2 | 501 ± 9 | 72.4 ± 0.2 |
| 7 | 501 ± 9 | 71.6 ± 0.2 | 501 ± 9 | 71.5 ± 0.2 |
| 8 | 501 ± 8 | 69.4 ± 0.2 | 501 ± 8 | 69.3 ± 0.1 |

strip dei Si (8 per 8 settori), ognuna delle quali corrisponde a una differente coppia $(\Delta\theta, \Delta\phi)$.

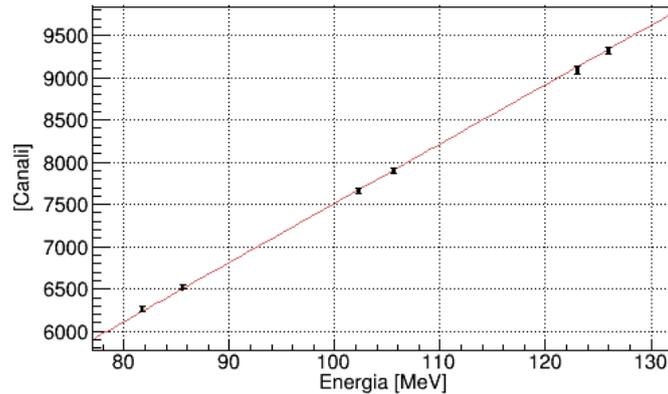


Figura 4.3: Fit svolto sui 6 punti di scattering elastico, 3 in assenza del gas e 3 con la camera attivata, per la strip 5 del settore 3. Nelle 3 coppie, i punti a energia minore sono quelli misurati con il gas.

Per guidare il calcolo dell'adattamento da parte dell'algorithm è stato fornito al programma il valore di 500 canali come punto di zero, ossia il punto che coincide con energia residua nulla.

La relazione con i parametri calcolati (vedi fig. 4.2) e scritti in tabella 4.2 è

$$E[\text{canali}] = p_0 + p_1 \cdot E[\text{MeV}]. \quad (4.1)$$

Come si può notare dalla figura 4.3, i tre punti misurati in presenza delle camere a ionizzazione si adattano molto bene alle rette calcolate. Questo è

in accordo con i risultati attesi poiché l'energia depositata nel gas è sufficientemente ben calcolabile con programmi di perdita di energia.

A scopo di confronto è stato quindi effettuato il calcolo della regressione per tutti i 6 punti contemporaneamente. I valori ottenuti risultano coincidere entro gli errori sperimentali con i parametri del fit ottenuti con i punti misurati in assenza di gas (vedi tabella 4.2). L'ottimo allineamento mostra che sono statisticamente esclusi comportamenti non lineari nella regione di lavoro. L'affermazione è supportata dal valore molto prossimo a uno del coefficiente di correlazione lineare, calcolato per ogni fit.

4.2 Pre analisi su n-tuple dei dati sperimentali

La n-tupla è un oggetto della classe TTree di *Root* che è diviso in indirizzi di memoria, chiamati rami (*branches*), a loro volta suddivisi in sotto indirizzi denominati foglie (*leaves*). Ad ogni foglia corrisponde un'area di memoria in cui sono salvati i valori di una variabile diversa.

Si definisce evento ciò che è raccolto dal sistema di acquisizione nel periodo di tempo che intercorre tra un segnale di trigger ed il successivo. Il numero totale di eventi coincide col numero di acquisizioni fatte durante la sessione e salvati nell'n-tupla. Alcune variabili hanno una molteplicità che indicizza i diversi segnali prodotti nello stesso evento.

In questa fase dell'esperimento i dati all'interno delle n-tuple sono già stati parzialmente calibrati ed elaborati. In particolare i segnali d'energia delle camere e dei rivelatori al Si del RCo sono stati calibrati ed espressi in MeV, mentre tutti gli altri segnali relativi ai rimanenti rivelatori dell'apparato sono rimasti espressi in canali elettronici e saranno calibrati in seguito.

Le n-tuple create si riferiscono alle tre sessioni di misura differenti con energie del fascio di 90.5, 110 e 130 MeV. Esse contengono:

- tutti i segnali dell'energia depositata sui rivelatori di Garfield e del RCo;
- variabili che rappresentano una prima stima della carica Z e del numero di massa A della particella rivelata;
- variabili geometriche, quali gli angoli medi θ e ϕ a cui è avvenuta la rivelazione;
- variabili che identificano il rivelatore (telescopio) che ha prodotto il segnale;

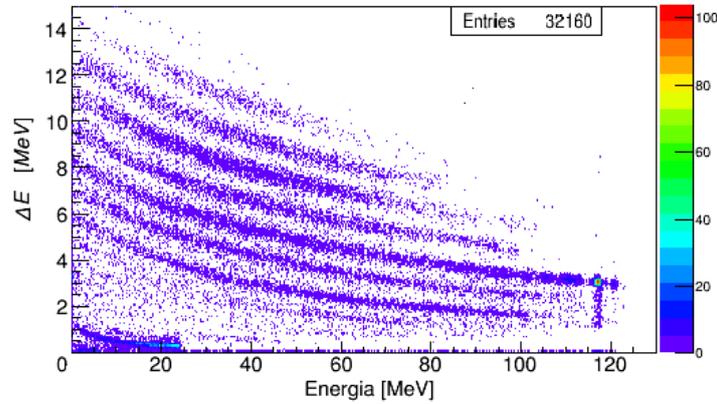


Figura 4.4: Istogramma ΔE -E dei segnali della strip 6 del settore 7 (E) e della camera a ionizzazione corrispondente (ΔE) all'energia del fascio di 130 MeV. Si può notare che il ΔE del primo stadio diminuisce con l'aumentare dell'energia della particella poiché cala la perdita di energia specifica in funzione dell'energia. Il picco ad alta concentrazione di punti, con energia residua compresa tra 115 e 120 MeV, coincide con particelle diffuse elasticamente.

- altre variabili intere come la molteplicità dell'evento o gli indici dei trigger attivati.

Mediante un programma sono stati letti i vari rami di ogni n-tupla ed inseriti in istogrammi (mono e bidimensionali) i valori dei segnali, selezionandoli attraverso opportune condizioni sulle variabili.

Nelle figura 4.4 è rappresentato un'esempio di matrice bidimensionale; essa è ricavabile dall'n-tupla inserendo in ordinata l'energia depositata nel primo stadio di rivelazione ed in ascissa l'energia residua rivelata nel secondo. È stata utilizzata una condizione di selezione sull'indice che identifica il rivelatore ed è stato richiesto che non vi fosse un segnale rivelato nello stadio successivo, in questo caso lo scintillatore del RCo. È facile individuare sull'istogramma strisce di punti ben separate le une dalle altre. Ognuna di queste corrisponde a un insieme di particelle rivelate con differente numero atomico. Infatti vi è una relazione⁴ tra carica della particella ed energia depositata, dipendente dalla tipologia di rivelatore utilizzato. Le strisce sono ordinate con Z crescente da ΔE minore a ΔE maggiore.

⁴La relazione di Bethe-Block esprime la perdita di energia in funzione dello spessore attraversato: $\frac{dE}{dx} \propto Z^2 \cdot f(v^2)$ ove f è una funzione non lineare che dipende, oltre che dalla velocità della particella, dalla capacità di ionizzarsi del materiale di cui è costituito il rivelatore.

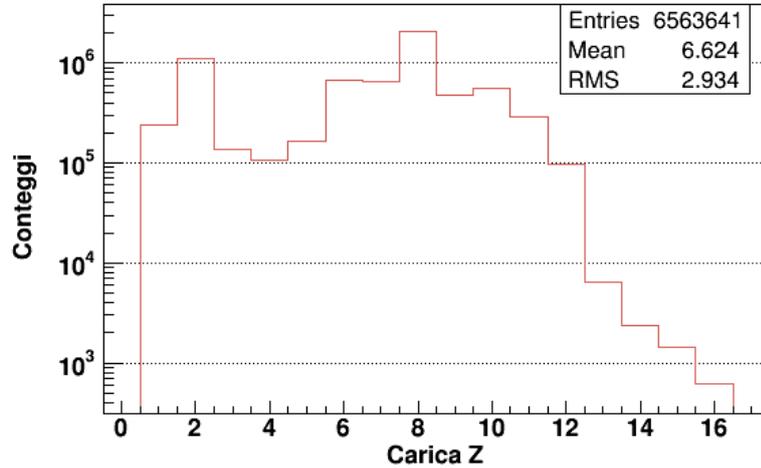


Figura 4.5: Distribuzione in carica dei residui d'evaporazione all'energia del fascio di 130 MeV. La variabile Z indica il valore di carica del residuo. In questo istogramma è stato richiesto solamente che Z non fosse nullo ($\neq 0$), senza imporre condizioni su Z_{tot} .

Negli istogrammi unidimensionali (figure 4.5 e 4.6) sono rappresentate le distribuzioni in carica dei residui d'evaporazione, ovvero il nucleo che rimane alla fine del processo di decadimento per evaporazione del nucleo composto caldo. All'interno di ogni evento è stato individuato il frammento di decadimento con carica Z maggiore ed è stato assunto che questi corrispondesse al residuo.

Data la conservazione delle cariche e calcolando la carica totale delle particelle rivelate in un evento (somma delle singole cariche) è possibile selezionare quegli eventi in cui si misurano tutti i prodotti di reazione. D'altronde l'apparato presenta alcune aperture in cui non sono posti rivelatori, quali ad esempio la connessione tra RCo e Garfield oppure gli angoli in corrispondenza della linea di fascio. In tali zone si avranno perdite di particelle e quindi di carica rivelata. Questo, in aggiunta a una parziale calibrazione dei parametri misurati, potrà limitare la condizione di accettazione degli eventi che corrisponderà a una percentuale della carica iniziale, coincidente con la somma dei numeri atomici del proiettile e del bersaglio ($Z_{tot}^{in}=14$).

L'istogramma presentato in figura 4.5 corrisponde a tutti gli eventi registrati con la condizione che la carica rivelata del residuo d'evaporazione sia maggiore di zero. Oltre il picco principale a $Z \simeq 8$ è presente un picco secondario in corrispondenza di valori della carica prossimi a $Z=2$. Tale picco, che scompare quando si ipotizza la conservazione della carica totale (fig. 4.6), può

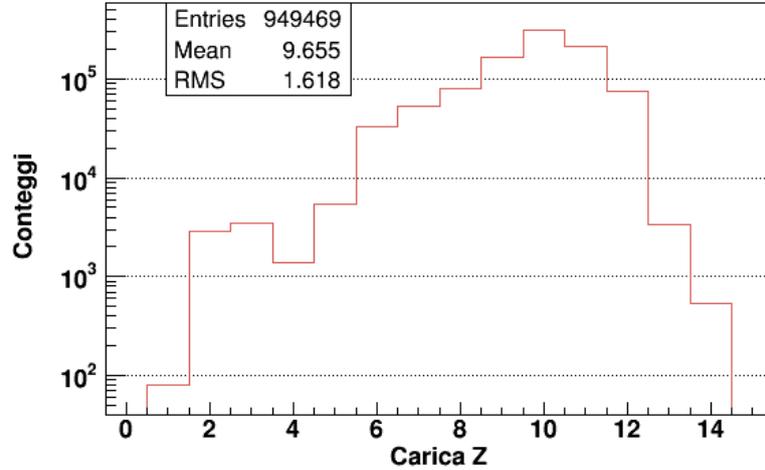
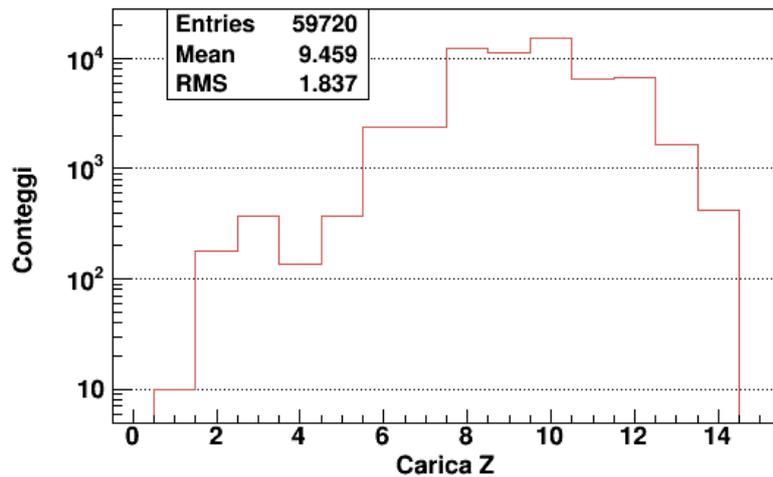
(a) Condizione: $11 \leq Z_{tot} \leq 14$.(b) Condizione: $Z_{tot} = 14$.

Figura 4.6: I due istogrammi rappresentano la distribuzione in carica dei residui d'evaporazione all'energia del fascio di 130 MeV. Le due richieste corrispondono alla conservazione di almeno l'80% (a) ed il 100% (b) della carica totale. Oltre alla condizioni indicate, è stato richiesto in congiunzione logica che sia l'apparato Garfield sia il Ring Counter fornissero almeno un conteggio oppure che la carica del residuo fosse uguale a 14 (quella del nucleo composto). Questo è necessario al fine di non includere casi in cui si abbia un residuo rivelato con alto Z ma non si possa ricostruire completamente l'evento.

Non si osservano sostanziali differenze in forma tra le due distribuzioni ed i valori di carica più probabili risultano entrambi concentrati tra 9 e 11.

essere causato da reazioni di fusione incompleta o da altri tipi di reazioni. Vi è inoltre una piccola presenza di eventi con carica totale finale maggiore della carica iniziale. Ciò può essere dovuto a eventi di *pile-up* in cui si hanno più interazioni dei nuclei del fascio con quelli del bersaglio, l'apparato rivelerà quindi una carica totale maggiore di quella data dalla somma del singolo proiettile con il bersaglio.

Richiedendo la completezza della carica rivelata ad almeno l'80% oppure al 100% rispetto a quella iniziale è ridotto sensibilmente il numero di eventi in esame. In figura 4.6a la condizione più permissiva rispetto all'istogramma in b evidenzia un picco pronunciato a $Z=10$. Tale picco subisce una riduzione di conteggi di circa 10 volte in b . Infatti, in un evento con un residuo di numero atomico pari a 10, l'apparato dovrà rivelare fino a un massimo di almeno altre 4 particelle, nel caso siano protoni ($Z=1$), per rispettare la condizione di carica totale uguale a 14.

Nonostante ciò, non è apprezzabile una significativa differenza in forma nelle due distribuzioni di residui in figura 4.6; per cui è stato deciso in questa tesi di presentare gli studi seguenti con una condizione di conservazione completa della carica totale (vedi condizione in fig. 4.6b).

Le tre distribuzioni dei residui alle tre energie di fascio sono presentate sovrapposte in 4.7. Il confronto mostra che nella reazione studiata la probabilità di avere un residuo con elevato numero atomico ($Z \geq 11$) diminuisce con l'aumentare dell'energia. Tale comportamento non è casuale in quanto maggiore sarà l'energia iniziale maggiore sarà l'eccitazione del sistema composto che, a sua volta, avrà una probabilità maggiore di decadere in frammenti d'evaporazione.

D'altra parte, nelle stesse condizioni, è maggiormente probabile che reazioni con residui a basso Z siano avvenute ad alta energia del fascio. Ad esempio la differenza in conteggi è di un ordine di grandezza da 90.5 MeV a 130 MeV per residui d'evaporazione con $Z=2-3$. Tutto ciò comporta che il valore medio di carica del residuo d'evaporazione aumenti leggermente col diminuire dell'energia del fascio e vada da 9.4 a 130 MeV fino a 10.9 a 90.5 MeV.

Un'ulteriore condizione che si potrebbe imporre sarebbe la conservazione della quantità di moto. Essa permetterebbe di selezionare gli eventi in cui non si è verificata una perdita anomala di momento lineare, ossia quelli in cui l'apparato non è riuscito a rivelare completamente le particelle di decadimento. Tuttavia, al momento, le n-tuple non sono ancora state riempite con i valori misurati di quantità di moto.

Le distribuzioni di molteplicità di particelle sono esposte in figura 4.8. Per ogni evento, che rispettasse le condizioni ⁵ già precedentemente esposte

⁵ $Z_{tot} = 14 \wedge \text{moltep}_{Garfield} > 0 \wedge \text{moltep}_{RCO} > 0$.

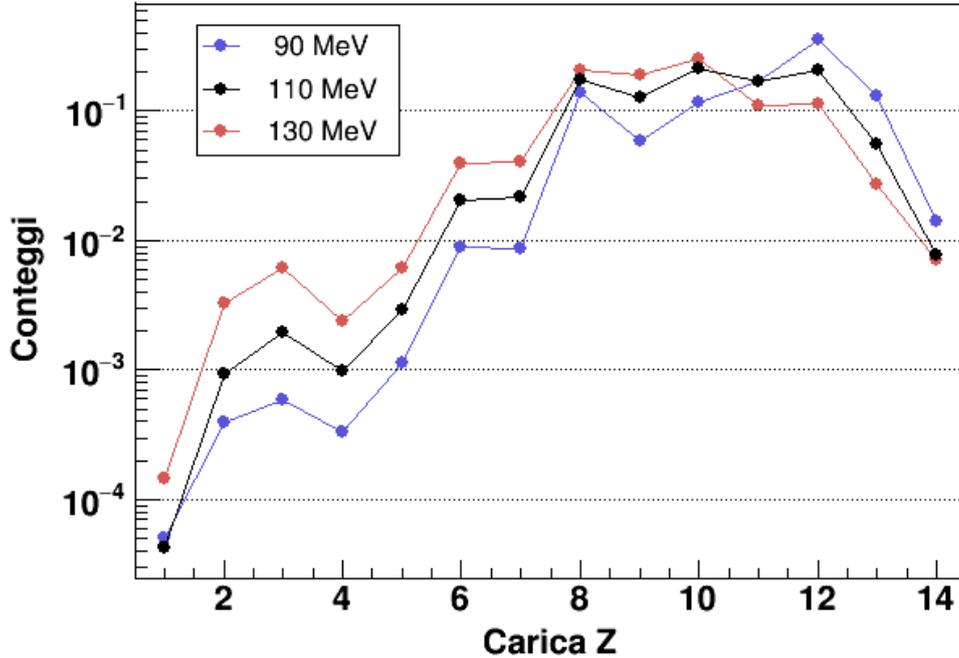


Figura 4.7: Tre distribuzioni in carica dei residui d'evaporazione a energie del fascio diverse: 90.5 MeV (blu), 110 MeV (nero) e 130 MeV (rosso). La condizione sulla conservazione della carica è la stessa per tutte e tre: $Z_{tot} = 14 \wedge ((\text{moltep}_{Garfield} > 0 \wedge \text{moltep}_{RCO} > 0) \vee Z_{res} = 14)$. L'asse delle ordinate, in scala logaritmica, presenta i conteggi normalizzati a uno, ovvero il numero di entrate per ogni bin diviso il numero totale di conteggi. Osservando questo istogramma è possibile evincere informazioni sul modo di decadere del nucleo composto in funzione dell'energia del proiettile.

sulla conservazione della carica, è stato contato il numero di particelle con numero atomico rispettivamente uguale a 1 e a 2 ed è stato inserito tale valore negli istogrammi (fig. 4.8a e b). In aggiunta sui grafici 4.8c e 4.8d è stata attuata un'ulteriore selezione in modo da individuare esclusivamente il numero di protoni ($Z=1$) e particelle α ($Z=2$) per evento.

La probabilità di osservare una molteplicità elevata aumenta con l'aumentare dell'energia del fascio incidente (fig. 4.8b). Questo è in accordo col fatto che un nucleo composto maggiormente eccitato tenderà a produrre frammenti più piccoli.

Tuttavia nella gran parte degli eventi si rivela una sola particella leggera. La probabilità di avere più di una particella nello stesso evento cala sensibilmente con l'aumentare della molteplicità. Per frammenti con $Z=1$ questa

Tabella 4.3: Intervalli angolari $\Delta\theta$ in cui gli scintillatori dell'apparato Garfield sono sensibili al passaggio di particelle. Gli spazi tra un valore minimo e quello massimo successivo sono dovuti allo spazio tra un rivelatore e l'altro.

ω è il parametro utilizzato per tenere conto dell'angolo solido nelle distribuzioni in figura 4.9.

| Cesio | θ_{min} (gradi) | θ_{max} (gradi) | $\bar{\theta}$ (gradi) | ω |
|-------|------------------------|------------------------|------------------------|----------|
| 1 | 140 | 150.3 | 155.15 | 0.027 |
| 2 | 127 | 139 | 133.00 | 0.040 |
| 3 | 114 | 126 | 120.00 | 0.047 |
| 4 | 97 | 112.5 | 104.75 | 0.068 |
| 5 | 67.5 | 83 | 75.25 | 0.068 |
| 6 | 54 | 66 | 60.00 | 0.047 |
| 7 | 41 | 53 | 47.00 | 0.040 |
| 8 | 29.2 | 40 | 34.85 | 0.027 |

diminuzione è di un ordine di grandezza per ogni particella contata in più (fig. 4.8a), mentre è più lieve per particelle con $Z=2$ (fig. 4.8a).

Sia per particelle con carica $Z=1$ sia per quelle con carica $Z=2$ il valore medio di molteplicità aumenta con l'energia. Nel primo caso va da 1.24 a 90.5 MeV fino a 1.44 a 130 MeV, mentre per $Z=2$ va da 1.49 a 90.5 MeV fino a 1.82 a 130 MeV.

Il fatto che non sia stata rivelata alcuna molteplicità di particelle α superiore a 4 (fig 4.8d) nonostante siano visibili (fig. 4.8b) eventi con il massimo di particelle con carica $Z=2$, ovvero 7, può essere dovuto a una mancata identificazione in massa di alcune di esse. Infatti le particelle che si son fermate nel primo stadio di rivelazione del RCo non dispongono dell'informazione di massa.

L'istogramma in figura 4.9 rappresenta le distribuzioni angolari in θ delle particelle rivelate dai CsI(Tl) di Garfield, alle tre energie di fascio. Nello specifico i valori inseriti corrispondono agli 8 angoli $\bar{\theta}$ degli 8 anelli dell'apparato. Infatti per ogni evento acquisito, che rispetti una conservazione completa (100%) della carica totale, è noto il rivelatore che ha prodotto il segnale. Non potendo conoscere esattamente le coordinate geometriche di passaggio della particella, è stato inserito nell'istogramma il valore θ medio associato al rivelatore.

Poiché nella realtà i rivelatori hanno angoli solidi leggermente diversi in θ , i conteggi di ogni intervallo sono stati normalizzati ad uno stesso angolo solido associandovi un peso ω , ricavato da considerazioni geometriche.

Gli intervalli che identificano gli 8 anelli di scintillatori ed i pesi associati

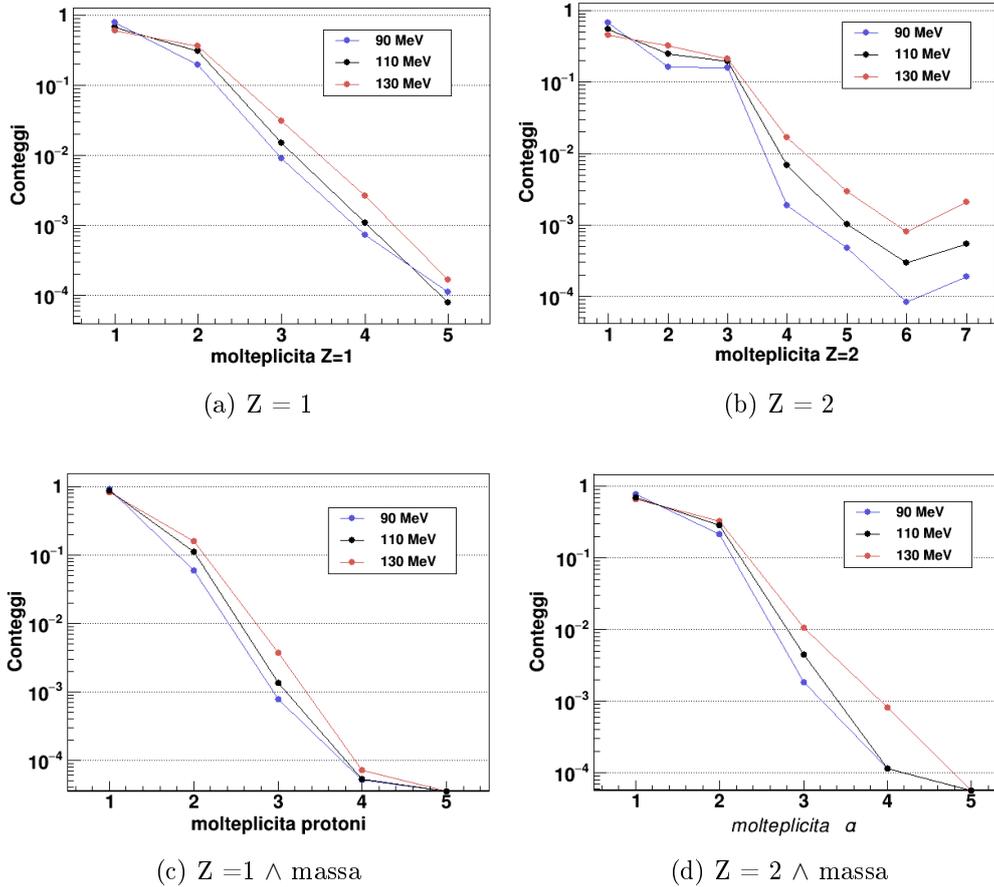


Figura 4.8: Molteplicità di protoni (a , c) e di ${}^4\text{He}$ (b , d) per evento, rilevati alle tre energie di fascio. In a e b è stata imposta la condizione sulla carica Z ma non quella sul numero di massa A , che è presente in c e d . In tutti e quattro gli istogrammi sono stati eliminati gli eventi con nessuna particella rilevata ed è stato richiesto: $Z_{tot} = 14$.

Osservando l'istogramma a si vede che la probabilità di trovare in un evento 2 particelle con $Z=1$ è circa due ordini di grandezza maggiore di trovarne 4, indipendentemente dall'energia. Tuttavia maggiore è l'energia maggiore è la probabilità di avere eventi con una molteplicità superiore a uno. Quest'ultima affermazione è evidente guardando la distribuzione in a e soprattutto quella in b .

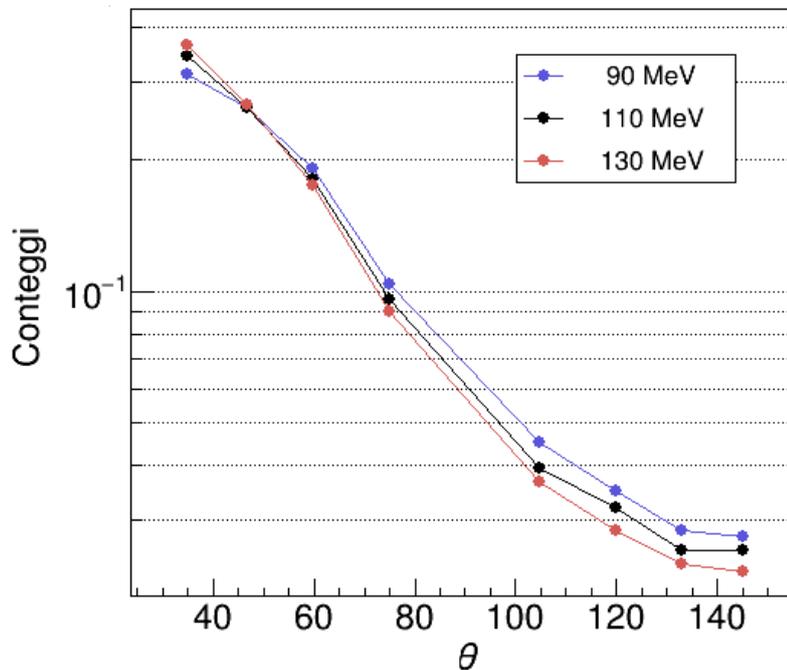


Figura 4.9: Distribuzioni angolari dei segnali rivelati dall'apparato Garfield, a tre energie di fascio diverse. I valori inseriti corrispondono agli angoli θ medi degli 8 anelli di scintillatori e sono selezionati con una condizione di conservazione completa della carica totale. Come è previsto nella teoria la maggior parte degli eventi (particelle rilevate) è concentrata ad angoli θ minori di 66 gradi, corrispondenti al sesto, settimo ed ottavo anello di scintillatori della camera. Le particelle con θ minore di 29.7 sono rilevate dal RCo e non sono presentate.

I conteggi sono stati pesati per tenere in considerazione il differente angolo solido tra gli scintillatori disposti lungo θ .

sono visibili in tabella 4.3.

Anche la distribuzione angolare presenta caratteristiche diverse in funzione dell'energia. Infatti ad energie maggiori il centro di massa del sistema fuso si muove a velocità più grandi. Di conseguenza il cono di emissione delle particelle si stringe all'aumentare dell'energia.

Conclusioni

Nella presente tesi è stata descritta la misura ed è stata effettuata un'analisi preliminare di collisioni nucleari di un fascio di ^{16}O su di un bersaglio di ^{12}C . Il fine della misura è quello di studiare il processo di fusione e successiva evaporazione del sistema formato in funzione dell'energia. La misura è stata effettuata alle energie del fascio di 90.5 MeV, 110 MeV e 130 MeV, disponibili ai Laboratori Nazionali di Legnaro sfruttando l'acceleratore elettrostatico Tandem XTU. Per la rivelazione della reazione è stato utilizzato l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. accoppiato all'insieme di rivelatori denominato *Ring Counter* (RCo).

Utilizzando misure di diffusione elastica, alle tre energie disponibili, sono state realizzate le calibrazioni in energia dei rivelatori a strip al silicio del RCo. Nell'intervallo d'energia di misura non sono stati riscontrati fenomeni di saturazione dell'elettronica e la relazione canali-energia trovata è risultata lineare.

La calibrazione energetica ha permesso di effettuare alcune analisi. In particolare sono state presentate distribuzioni in carica dei residui d'evaporazione richiedendo la condizione di completa conservazione della carica totale e coincidenze di rivelazione tra i vari rivelatori. Esse hanno mostrato che il valore medio di carica del residuo aumenta con la diminuzione dell'energia. Utilizzando le stesse condizioni delle distribuzioni dei residui, sono inoltre state realizzate distribuzioni di molteplicità delle particelle rivelate con carica $Z=1$ e $Z=2$. La molteplicità media d'emissione di particelle $Z=2$ risulta essere una funzione crescente dell'energia, in accordo con la diminuzione della carica media del residuo.

Infine le distribuzioni angolari ottenute sono compatibili con il fatto che la velocità del residuo aumenta all'aumentare dell'energia, diminuendo così il cono di emissione di particelle.

Il lavoro di analisi, iniziato in questa tesi, continuerà. Le prospettive delle prossime analisi sono:

- confrontare gli spettri energetici delle particelle evaporate con un calcolo Monte Carlo di decadimento basato sulla teoria di Hauser-Feshbach;

- identificare ed isolare eventuali effetti collegati con una natura a cluster di particelle α degli elementi interagenti. In tal caso si descriverebbe una deviazione rispetto all'emissione statistica di α nel sistema fuso ^{28}Si ;
- fornire le sezioni d'urto sperimentali relative ai vari canali di reazione, con un'attenzione particolare alla formazione ed al decadimento di un sistema equilibrato.

Bibliografia

- [1] G. F. Knoll, *Radation detection and measurement*, J. Wiley & Sons (2000).
- [2] D. Durand/ E. Suraud/B. Tamain, *Nuclear dynamics in the nucleonic regime*, IoP (1999).
- [3] M. Bruno *et al.*, *GARFIELD + RCo digital upgrade*, Eur. Phys. J. A **49**, 128 (2013).
- [4] S. Carboni *et al.*, *Particle identification using $\Delta E - E$ technique*, Nucl. Instrum. Methods A **664**, 251 (2012).
- [5] L. Moroni *et al.*, *The Ring Counter*, Nucl. Instrum. Methods A **556**, 516 (2006).
- [6] F. Gramegna *et al.*, *A telescope with microstrip gas chambers for the detection of charged products in heavy-ion reactions*, Nucl. Instrum. Methods A **389**, 474 (1997).
- [7] S. Sambì, *Meccanismi di emissione di particelle leggere nella reazione nucleare $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV*, Tesi Magistrale (2010).
- [8] S. Barlini, *Multiframmentazione in reazioni fra ioni pesanti con l'apparato Garfield*, Tesi Magistrale (2003).
- [9] <https://www.lnl.infn.it/>