

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Meccanismi di emissione di particelle leggere
nella reazione nucleare $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Mauro Bruno

Presentata da:
Sara Sambì

Correlatore:
Dott.
Vladimir Kravchuk

‡ Sessione seconda
Anno Accademico 2009-2010

Indice

Introduzione	6
1 La problematica fisica	7
1.1 Reazioni nucleari a bassa energia	7
1.1.1 Sezione d'urto di fusione	7
1.1.2 Fusione tra ioni pesanti e decadimento	11
1.2 Pre-equilibrio	15
1.2.1 Teorie semi-classiche (pre-equilibrio fenomenologico)	17
1.2.2 Exciton model	17
1.2.3 Primi stadio delle collisioni nucleo-nucleo: calcoli microscopici del numero di gradi di libertà iniziali	20
1.2.4 Monte Carlo calculations	24
2 L'apparato sperimentale	27
2.1 GARFIELD	27
2.1.1 I rivelatori a scintillazione CsI(Tl)	31
2.1.2 MSCG detectors	33
2.2 PHOSWICH	35
3 L'esperimento	39
3.1 Obiettivo della misura	40
3.2 Setup sperimentale	40
3.3 L'acceleratore	40
3.4 Elettronica analogica di GARFIELD	42
3.5 Elettronica digitale	43
3.5.1 PHOSWICH	45
3.5.2 Il tempo di volo digitale	46
3.6 Il sistema di trigger	48
3.7 Procedure di regolazione e controllo	49
3.8 Sistema di acquisizione	51

4	Calibrazioni e Analisi dati	53
4.1	Analisi dei rivelatori phoswich	53
4.1.1	Le matrici Energia - Tempo di volo dei phoswich	55
4.1.2	Selezione del residuo di evaporazione	56
4.2	Gli spettri di GARFIELD	57
4.2.1	Le matrici Fast - Slow dei cesi	57
4.2.2	Calibrazione in energia delle particelle identificate	61
4.2.3	Gli spettri di energia delle particelle identificate	62
5	Risultati	71
5.1	Misure precedenti	71
5.1.1	Il sistema con asimmetria di massa nel canale di ingresso: $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	74
5.1.2	Il sistema simmetrico in massa nel canale di ingresso: $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	76
5.1.3	Il modello statistico: confronto dei dati sperimentali con le previsioni del codice PACE4	77
5.2	Modello ibrido MCFx	82
	Conclusioni	95
	Appendice	102
	Bibliografia	104

Introduzione

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito della collaborazione NUCL-EX / HECTOR tra i gruppi delle università e le sezioni dell'INFN di Bologna, Firenze, Legnaro, Milano e Napoli.

Le misure sono state effettuate

- con l'apparato GARFIELD, costruito all'interno della collaborazione NUCL-EX, adatto alla rivelazione di particelle leggere cariche e frammenti ($Z > 3$), con basse soglie energetiche;
- con l'apparato HECTOR, costruito dalla Sezione INFN ed Università di Milano, per la rivelazione di gamma di alta energia (> 1 MeV);
- con un insieme di rivelatori phoswich, precedentemente utilizzati nell'esperimento Fiasco di Firenze, che permettono di identificare frammenti pesanti lenti, come ad esempio i residui di evaporazione in reazioni di fusione.

La misura qui descritta si inserisce in una campagna sperimentale in cui competenze nel campo della spettroscopia gamma sono state fuse con competenze nel campo della dinamica delle reazioni nucleari, sia dal punto di vista degli assemblaggi degli apparati utilizzati che dal punto di vista dell'analisi dei dati raccolti.

In questo lavoro di tesi, oltre alla preparazione dell'apparato sperimentale, alle misure di test ed alla partecipazione al periodo di misura sperimentale, ci si è dedicati alla calibrazione dei dati sperimentali, così come registrati dall'acquisizione dati, in modo da arrivare ad un insieme di dati che comprendono le caratteristiche fisiche dei prodotti rivelati nella misura. Una gran parte di lavoro svolto è quindi consistito in lunghi lavori di calibrazione, nella messa a punto di procedure di calibrazione e nella estrazione dei parametri fisici di interesse.

I risultati della misura effettuata nell'ambito della tesi sono stati inoltre confrontati con un modello teorico, sviluppato in collaborazione con teorici dell'Università di Mosca e con risultati di misure effettuate in precedenza dal gruppo NUCL-EX, ma non ancora completamente analizzate.

Lo scopo della misura della reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV di energia incidente è duplice:

- confrontando i risultati ottenuti per l'emissione gamma della risonanza gigante di dipolo tra questa reazione e la stessa reazione a diverse energie, misurata in precedenza, studiare l'andamento in funzione dell'energia dell'emissione dovuta al cosiddetto "dipolo dinamico", una oscillazione collettiva di neutroni e protoni nel nucleo nei primi istanti della

reazione, prima che si raggiunga l'equilibrio. Modelli teorici che predicono questo andamento danno risultati contrastanti e quindi il risultato sperimentale potrebbe confermare le previsioni di uno dei modelli;

- studiare l'emissione di pre-equilibrio di particelle cariche (protoni ed alfa) in modo da poter studiare sia la dipendenza della molteplicità di particelle emesse, sia dall'energia di incidenza del fascio che dalla simmetria in massa proiettile-bersaglio. Ciò può esser fatto confrontando i risultati ottenuti con i risultati della stessa reazione ad energie diverse e con reazioni che comportano la formazione dello stesso sistema fuso, con una simmetria di massa fra proiettile e bersaglio. Queste informazioni sono importanti perchè consentono di definire la massa totale del sistema fuso che in generale non corrisponde alla somma delle masse di proiettile e bersaglio (fusione incompleta).

Nel capitolo I si fornisce una panoramica sulle reazioni nucleari a bassa energia, concentrandosi in particolare sul processo di fusione, sul decadimento del sistema fuso equilibrato e sul fenomeno di emissione di pre-equilibrio. Sono sviluppati in particolare le teorie esitenti ed il modello sviluppato dal gruppo in collaborazione con un gruppo dell'Università di Mosca.

Nel capitolo II si descrive il complesso *set-up* sperimentale utilizzato per la misura, costituito dall'assemblaggio di apparati, brevemente descritti in precedenza, per la rivelazione dei differenti prodotti di reazione con misure esclusive in coincidenza.

Nel capitolo III si descrivono vari aspetti della misura sperimentale, dedicando particolare attenzione allo scopo della stessa, alla combinazione degli acceleratori utilizzati per ottenere i fasci e alle caratteristiche dei fasci stessi, al sistema di trigger scelto e alle procedure di calibrazione e controllo dei rivelatori di ogni apparato.

Si commenta inoltre in modo approfondito l'utilizzo di elettronica analogica e digitale per la lettura dei segnali provenienti dall'interazione dei prodotti di reazione con i rivelatori e il sistema di acquisizione dei dati.

Nel capitolo IV, si commenta la procedura di analisi messa a punto per ottenere risultati di natura fisica dai dati raccolti, basandosi sulle caratteristiche fisiche degli eventi di interesse. In particolare si descrive il modo di selezione degli eventi che corrispondono alla formazione di un nucleo composto eccitato che emette particelle leggere e gamma e tutte le procedure utilizzate per poter identificare le particelle con diversi metodi per i diversi apparati e per poter ottenere risultati quantitativi sulle energie delle particelle rivelate. Viene infine descritta una procedura (*moving source analysis*) che permette di selezionare le diverse sorgenti che possono emettere le particelle rivelate, in questo caso una sorgente che si muove circa con la velocità del centro di massa (sorgente di fusione) ed un'altra che si muove con una velocità intermedia fra quella del proiettile e quella del centro di massa (sorgente di pre-equilibrio).

Nel capitolo V vengono presentati i risultati sperimentali ed i confronti con le previsioni da modello teorico ibrido, che comprende sia l'emissione da sorgente termalizzata che di pre-equilibrio. Vengono inoltre confrontati con i risultati delle misure precedenti per avere un'indicazione della problematica completa per il sistema nucleare studiato ($A \simeq 130$) a diverse energie di eccitazione. Alcune informazioni relative ai dati di temperatura sono tuttora in fase di interpretazione e sottolineano l'interesse a continuare lo studio anche sulla parte di emissione neutronica. Infine vengono elencate le conclusioni a cui ha portato questo lavoro di tesi ed in appendice viene elencato il programma utilizzato per la selezione degli eventi.

Capitolo 1

La problematica fisica

1.1 Reazioni nucleari a bassa energia

Le reazioni tra ioni pesanti sono uno dei modi più efficaci per studiare il comportamento della materia nucleare in condizioni di temperatura e densità estreme. Infatti, se l'energia in gioco è sufficientemente bassa in modo che i gradi di libertà subnucleari non siano accessibili, l'utilizzo di queste reazioni è il modo migliore per produrre nuclei con alta energia di eccitazione e grande momento angolare. Il motivo di questa peculiarità si può trovare confrontando la distanza media tra due nucleoni nel nucleo ($d \sim 1.8$ fm) e la lunghezza d'onda ridotta associata alle collisioni nucleone-nucleone ($\lambda_{DeBroglie}$). Se $\lambda_{DeBroglie} \ll d$ gli effetti più importanti derivano dalle collisioni nucleone-nucleone (effetti a due corpi), che possono portare all'emissione dal sistema di una particella (emissione di pre-equilibrio). Altrimenti, se $\lambda_{DeBroglie} \gtrsim d$, è importante il comportamento collettivo dei nucleoni, sono presenti effetti di campo medio (effetti a un corpo) e l'interazione porta a una condivisione dell'energia nel sistema, il quale può raggiungere energie di eccitazione alte. I valori di $\lambda_{DeBroglie}$ sono calcolati tramite la seguente relazione:

$$\lambda_{DeBroglie} \cong \sqrt{\frac{40 \text{ MeV } \dot{f} m^2}{E^{CM} - V_{CB}}} \quad (1.1)$$

dove E^{CM} denota l'energia incidente nel centro di massa e V_{CB} la barriera Coulombiana tra i due nucleoni interagenti. Sia E^{CM} che V_{CB} sono espressi in MeV.

Nelle collisioni centrali, il potenziale attrattivo nucleare è sufficientemente forte da formare una buca nel potenziale d'interazione effettivo. Il sistema è intrappolato, può fondere e formare un Nucleo Composto (CN): un unico sistema nucleare tenuto assieme dal suo campo medio con una vita media relativamente lunga.

1.1.1 Sezione d'urto di fusione

La sezione d'urto totale σ_R della reazione per proiettili complessi a energie sopra la barriera d'interazione, può essere descritta adeguatamente e completamente in termini classici. Questa

è una conseguenza del fatto che si somma su tutti gli angoli e i canali di uscita, eliminando così effetti quantistici di interferenza. In un severo modello di *cut-off* (cioè dove tutte le traiettorie con momento angolare minore di l_{gr} sono assorbite) si può scrivere:

$$\frac{d\sigma_R(E^{CM})}{dl} = 2\pi\lambda l \quad (1.2)$$

$$\sigma_R = \int_0^{l_{gr}} 2\pi\lambda l dl = \pi\lambda^2 l_{gr}^2 \quad (1.3)$$

dove l_{gr} è il momento angolare di Grazing, legato alla distanza R_{gr} , distanza massima per cui l'interazione nucleare è significativa¹.

Da un punto di vista quantistico, dato che non tutti i valori di l sono permessi, si sostituisce l con $(l + 1/2)$ e l'integrale con la somma su tutti gli l interi:

$$\sigma_R(E^{CM}) = \pi\lambda \sum_{l=0}^{l_{gr}} (2l + 1) \quad (1.4)$$

Per tenere in conto una morbida transizione di $\sigma_R(E^{CM})$ attraverso l_{gr} , si introduce il coefficiente di trasmissione $T_l(E^{CM})$ che varia lentamente con l'energia, dando:

$$\sigma_R(E^{CM}) = \pi\lambda \sum_{l=0}^{l_{gr}} (2l + 1) T_l(E^{CM}) \quad (1.5)$$

Le collisioni centrali sono reazioni chiave con cui sondare la materia nei suoi stati estremi, dato che dissipano molta energia. In queste condizioni si ha la compressione maggiore perchè c'è una notevole sovrapposizione della distribuzione di densità dei nuclei interagenti. In questi processi, il sistema composto interagente può formare un sistema fuso. Questo è il risultato di un forte attrito tra i due nuclei interagenti, che porta a un mescolamento di tutti i loro nucleoni. Se il tempo di interazione è sufficientemente lungo rispetto al tempo di termalizzazione, si può formare un equilibrio termodinamico completo tra i due ioni. La reazione procede poi attraverso stati intermedi equilibrati del nucleo composto. Il CN si forma in uno stato eccitato e decade dopo un certo tempo, tramite un processo statistico emettendo raggi γ e/o particelle. Il modello statistico si basa essenzialmente sull'ipotesi di Bohr: quando un nucleone entra nel nucleo, interagisce con gli altri nucleoni riducendo così il libero cammino medio, e distribuisce la sua energia agli altri nucleoni finchè non si perde completamente la memoria del modo di formazione del sistema, eccetto per la conservazione dell'energia, del momento angolare e della parità. Le particelle emesse ("evaporate") da questo sistema equilibrato avranno una distribuzione in energia che dipende dall'energia totale del sistema ma non dal suo modo di formazione, e una distribuzione angolare isotropica nel sistema di riferimento del CN.

Qui di seguito viene data una visione d'insieme del modello statistico senza entrare nei dettagli, ribadendo che la probabilità di decadimento in un certo canale di uscita dipende solo dal suo peso statistico.

¹La distanza R_{gr} è definita come la distanza in cui $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth} = 1/4$

Il modello statistico fu inizialmente introdotto da N. Bohr, Bethe e Weisskopf. Wolfenstein, Hauser e Feshbach introdussero la conservazione del momento totale angolare e successivamente il modello fu esteso e generalizzato da molti autori. Attualmente se ne fa ampio uso in fisica nucleare e applicata. Il modello statistico è essenzialmente basato sull'ipotesi di Bohr. La perdita di memoria del canale di entrata del sistema implica che, una volta che si è formato il nucleo composto con una certa energia di eccitazione, momento angolare e parità, il suo decadimento è completamente determinato dai pesi statistici dei vari stati finali possibili. Si consideri un nucleo eccitato di massa A , energia di eccitazione U , carica Z e momento angolare J . L'obiettivo è valutare verso quale stato il sistema decadrà preferibilmente. La probabilità di transizione da uno stato iniziale i a uno stato finale f è dato dalla Regola d'oro di Fermi:

$$\frac{dN_{i \rightarrow f}}{dt} \propto |M_{i \rightarrow f}|^2 \rho_f \quad (1.6)$$

dove $M_{i \rightarrow f}$ è la matrice di transizione e ρ_f è la densità finale degli stati. Assunzione base del modello statistico è considerare tutte le matrici di transizioni uguali, così che la probabilità di osservare un certo stato è governata solo dalla sua densità di stati.

Se il nucleo può essere considerato un sistema isolato, può essere adeguatamente descritto con un approccio microcanonico. Si consideri un nucleo i che emette una particella b di spin s ed energia cinetica ε e raggiunge lo stato finale f . La corrispondente probabilità di emissione (evaporazione) per unità di tempo per il processo $i \rightarrow b + f$ può essere scritto come:

$$P_b(\varepsilon)d\varepsilon = C_0 \rho_f(E_f^*) dE_f^* (2s + 1) \frac{4\pi p^2 dpV}{h^3} \quad (1.7)$$

dove C_0 è un coefficiente che si può ottenere tramite il principio del bilancio dettagliato. Il termine $\rho_f(E_f^*) dE_f^*$ dà il numero di stati disponibili per il nucleo figlio eccitato. L'ultimo termine $(2s + 1) \frac{4\pi p^2 dpV}{h^3}$ indica il numero di stati permessi per la particella emessa con un momento lineare tra p e $p + dp$ in una box immaginaria di volume V . Sviluppando l'eq 1.7 si ottiene:

$$P_b(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i^{CN}(U)} (2s + 1) \frac{4\pi p^2}{h^3} \sigma_c(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.8)$$

dove $\sigma_c(\varepsilon)$ è la sezione d'urto di cattura (fusione) della particella b da parte del nucleo finale f . Quindi, un canale di diseccitazione sarà più favorito se il numero di stati accessibili ($\propto \rho_f$) è grande. Per stimare la probabilità del canale di diseccitazione è necessario calcolare la sezione d'urto di fusione e la densità degli stati.

Nelle reazioni tra ioni pesanti, la sezione d'urto per la formazione del nucleo composto si chiama sezione d'urto di fusione. Quest'ultima dipende sistematicamente dalle energie e masse degli ioni interagenti. Partendo dall'eq 1.5 e denotando con s_1 e s_2 gli spin intrinseci del bersaglio e dei proiettili, la sezione d'urto per la formazione di un CN con momento angolare totale J , da un canale di entrata $|\alpha\rangle$ (α contiene tutti i numeri quantici del canale), può essere scritta:

$$\sigma_\alpha^{CN}(J, E^{CM}) = \pi \lambda^2 \frac{2J + 1}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \sum_{lS} T_{lSJ}(E^{CM}) \quad (1.9)$$

dove S e l sono lo spin e il momento angolare che risultano dall'accoppiamento degli spin intrinseci e momenti angolari del bersaglio e del proiettile, rispettivamente. Sommando su tutti i momenti angolari J del CN si ottiene:

$$\sigma_{\alpha}^{CN}(E^{CM}) = \sum_J \sigma_{\alpha}^{CN}(J, E^{CM}) = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E^{CM}) \quad (1.10)$$

Con l'ipotesi che la probabilità di decadimento del CN in un canale di uscita $|\beta\rangle$ è indipendente dal canale di entrata, la sezione d'urto per la transizione da un canale di entrata $|\alpha\rangle$ (proiettile e bersaglio nel loro stato fondamentale) a uno specifico canale di uscita $|\beta\rangle$ passando attraverso un CN è:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E^{CM}) = \sigma_{\alpha}^{CN}(E^{CM}) P_{\beta}(E^{CM}) \quad (1.11)$$

dove $P_{\beta}(E^{CM})$ è la probabilità di decadimento del processo $|CN\rangle \rightarrow |\beta\rangle$. $P_{\beta}(E^{CM})$ può essere calcolata tramite il principio del bilancio dettagliato:

$$P_{\beta}(E^{CM}) = \frac{T_J(\beta, E^{CM})}{\sum_{\lambda} T_J(\lambda, E^{CM})} \quad (1.12)$$

L'indice λ corre su tutti i possibili canali di uscita a due corpi, e $T_J(\lambda)$ indica un coefficiente di trasmissione generalizzato legato al coefficiente di trasmissione T_{lSJ} introdotto nell'eq 1.9 da:

$$T_J(\lambda, E^{CM}) = \sum_{lS} T_{lSJ}(\lambda, E^{CM}) \quad (1.13)$$

Calcolando l'eq 1.11 si ottiene:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E^{CM}) = \sum_J \sigma_J(\alpha) \frac{\Gamma_J(\beta)}{\Gamma_J} = \frac{\pi\lambda_{\alpha}^2}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \sum_J (2J+1) \frac{T_J(\alpha)T_J(\beta)}{\sum_{\lambda} T_J(\lambda)} \quad (1.14)$$

Il coefficiente di trasmissione $T_J(\lambda, E^{CM})$ è legato alla larghezza parziale di decadimento nel canale λ del CN con energia di eccitazione U e momento angolare J da:

$$\Gamma_J(\lambda) = \frac{T_J(\lambda)}{2\pi\rho(U, J)} \quad (1.15)$$

dove $\rho(U, J)$ è la densità dei livelli del CN *spin-dependent*. Si può scrivere allora:

$$\sigma_{\alpha\beta}(E^{CM}) = \sum_J \sigma_{\alpha}(J, E^{CM}) \frac{\Gamma_J(\beta)}{\Gamma_J} \quad (1.16)$$

$\Gamma_J(\beta)$ è la larghezza di decadimento del CN nel canale $|\beta\rangle$ e Γ_J è la larghezza di decadimento totale. E' importante ricordare che questa equazione deriva dall'assunzione di un CN equilibrato, che a sua volta implica l'indipendenza della formazione e del successivo decadimento del CN dal canale di entrata.

La derivazione teorica della funzione $\rho(U, J)$ è ampiamente descritta in letteratura, e non sarà descritta in questa tesi.

1.1.2 Fusione tra ioni pesanti e decadimento

Reazioni di fusione con proiettili pesanti producono di solito nuclei composti con grande energia di eccitazione (fino a diverse centinaia di MeV) e un grande momento angolare (fino a circo $100 \hbar$). Queste caratteristiche offrono possibilità uniche per lo studio delle proprietà nucleari in condizioni non accessibili con altri tipi di reazioni. Chiaramente, in queste circostanze, non ci si occupa di stati quantici individuali (almeno non nel nucleo composto primario) ma di distribuzioni statistiche dei livelli sovrapposti. A una prima occhiata, la natura di un nucleo composto di questo tipo, è assai diversa da stati come le risonanze isolate vicino all'energia di legame del nucleone. In particolare, la vita media è molto più corta (solitamente 10^{-20} - 10^{-21} s) per cui ci si chiede se è applicabile il concetto di nucleo composto in equilibrio termico interno. Altra questione correlata, è come distinguere l'emissione di particelle di pre-equilibrio dai decadimenti del nucleo composto.

Nel discutere i risultati sperimentali di queste reazioni, ci si accorge che ci sono molte complicazioni dovute alla grande energia di eccitazione e a un'ampia distribuzione di momento angolare del nucleo composto primario. Per esempio, energie di eccitazione grandi portano in genere a emissione in sequenza di particelle e raggi gamma. Sperimentalmente, si riescono a identificare i prodotti finali o certe transizioni tra bassi livelli di eccitazione, ma non l'origine delle radiazioni intermedie che emergono dai diversi nuclei con le diverse energie di eccitazioni e momenti angolari. In queste condizioni, studi dettagliati dei prodotti di reazione, non sono molto significativi, e le informazioni sperimentali sono espresse meglio in termini di quantità medie, come l'energia totale o la molteplicità associata a un certo tipo di decadimento.

Un altro punto da notare è che il modo di decadere di un dato nucleo composto dipende in genere dal momento angolare. I prodotti di reazione osservati rappresentano una media su tutto l'ampio spettro di momento angolare del nucleo composto, quindi l'indipendenza tra formazione e decadimento del nucleo composto non si può applicare (ipotesi di indipendenza di Bohr, vedi par. precedente). Più esplicitamente, le *branching ratios*² dei diversi modi di decadimento a una data energia di eccitazione, dipendono dalla distribuzione di momento angolare quindi dal canale di entrata. Così, una misura delle intensità relative dei diversi prodotti di reazione, può dare informazioni sulla distribuzione del momento angolare del nucleo composto. Analogamente la funzione di eccitazione per un dato prodotto dipenderà dalla distribuzione del momento angolare.

Al fine di illustrare la correlazione tra momento angolare del nucleo composto e il suo decadimento, sono mostrati in Figura 1.1 (parte bassa) possibili percorsi di diseccitazione di un nucleo composto medio pesante ($A \approx 150$) nel piano energia - momento angolare. La parte di piano accessibile è limitata dalla linea Yrast che connette gli stati di energia più bassa per ogni momento angolare J . Per semplicità, in Figura 1.1, si assume che l'emissione di neutroni sia il modo dominante di diseccitazione a tutte le energie di diseccitazione e momento angolare. Ogni volta che viene emesso un neutrone, questo rimuove una certa quantità di energia di eccitazione uguale alla somma dell'energia di separazione del neutrone e dell'energia cinetica del neutrone stesso. Il cambio di momento angolare associato è relativamente piccolo a causa della piccola

²La *branching ratio* è il rapporto tra la probabilità di decadimento in un certo canale e la probabilità totale di decadimento.

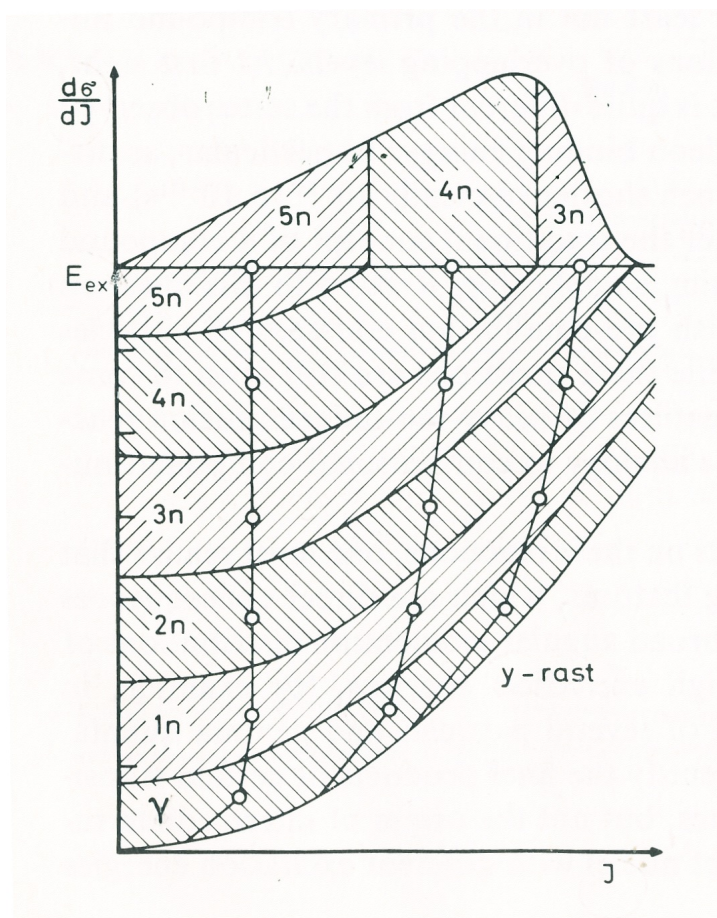


Figura 1.1: Decadimento tramite emissione di neutroni e γ di nuclei composti fortemente eccitati ($A \approx 150$). Parte alta: distribuzione del momento angolare del nucleo composto primario; parte bassa: esempi di percorsi di decadimento ne piano $E_{ex}-J$

massa e piccola energia media del neutrone evaporato, che risulta avere tipicamente momento angolare di una o due unità. In più, il momento angolare del neutrone ha orientazione casuale rispetto a quella del nucleo emettente nel caso di piccolo J , dove l'emissione di neutroni non è soggetta a restrizioni dovute alla diponibilità di livelli con momento angolare alto nel nucleo figlio. Queste restrizioni invece, diventano sempre più importanti quando ci si avvicina alla linea Yrast, e ciò produce un allineamento del momento angolare del neutrone parallelo al momento angolare iniziale. Risulta così che nelle vicinanze della linea Yrast solo un limitato momento angolare è rimosso dall'emissione di neutroni. Infine, quando l'energia di eccitazione sopra la linea Yrast è circa uguale all'energia di separazione del neutrone, l'emissione di neutrone è fortemente inibita e avviene emissione gamma. La rimanente energia di eccitazione e momento angolare è poi dissipata tramite una serie di transizioni elettromagnetiche che procedono inizialmente

come una cascata statistica (*statistical cascade*) verso la linea Yrast, e eventualmente attraverso una sequenza di stati Yrast verso lo stato fondamentale. Con questo modello di decadimento si comprendono meglio le transizioni collettive nelle bande rotazionali dello stato fondamentale e nei nuclei pari-pari deformati, come è stato dimostrato per le reazioni indotte da particelle α e con proiettili più pesanti. Le prime misure della molteplicità gamma e dell'energia totale emessa come radiazione gamma in reazioni tra ioni pesanti, fu fatta da Mollenauer. I risultati di questo lavoro diedero chiare evidenze che il numero e l'energia totale dei raggi gamma cresce con il momento angolare per un dato sistema e una data energia di eccitazione, e che, con un proiettile più pesante, l'energia totale dei gamma è maggiore dell'energia di legame dei neutroni.

Gli argomenti su esposti, possono essere usati per stimare il numero più probabile di neutroni emessi nel decadimento di un nucleo composto con una data energia di eccitazione e momento angolare. Questo è mostrato schematicamente in Figura 1.1, dove la regione permessa nel piano $E_{ex} - J$ è suddivisa in parti in base all'emissione di 1, 2, 3, 4 o 5 neutroni. La distribuzione del momento angolare del nucleo composto primario si può vedere nella parte alta della Figura 1.1 ed esprime il fatto che il numero dei neutroni emessi diminuisce al crescere del momento angolare. I percorsi di decadimento che si originano dalle diverse parti dello spettro del momento angolare sono indicati dalle linee quasi verticali. Da notare che ogni decadimento passa attraverso una sequenza di isotopi vicini che non sono distinguibili in Figura 1.1.

E' chiaro dalla Figura 1.1 che l'effettiva soglia energetica per l'emissione di un certo numero di neutroni dipende dal momento angolare. Le funzioni di eccitazione sperimentali per reazioni (ione pesante, xn)³, corrispondenti a uno specifico valore di x , rappresentano una media su tutto lo spettro del momento angolare del nucleo composto primario. Dato che i momenti angolari più alti producono funzioni di eccitazione parziali che sono spostate verso energie di bombardamento più alte, la funzione di eccitazione totale risultante è allargata comparata con quella aspettata per una distribuzione di momento angolare stretta. Funzioni di eccitazione per reazioni (p, xn) e (α , xn) sono larghe tipicamente 10-15 MeV, mentre con proiettili più pesanti ($A_1=12-40$), essendo la distribuzione di momento angolare più estesa, si possono osservare larghezze di 20-50 MeV. Un esempio che illustra la correlazione tra massa del proiettile e funzione di eccitazione è mostrata in Figura 1.2, dove sono confrontate funzioni di eccitazione per due reazioni che portano allo stesso nucleo composto e nucleo finale. Vicino alla soglia, le reazioni sono dominate dalla componente a basso momento angolare, quindi la salita iniziale della funzione di eccitazione è praticamente indipendente dalla massa del proiettile. Nella parte di alta energia, i prodotti della reazione derivano dagli stati composti con alto momento angolare, quindi la funzione di eccitazione del proiettile ²⁰Ne si estende fino a energie maggiori rispetto a quella del proiettile ¹²C. Eccezioni a questo andamento si hanno nei casi in cui le componenti con alto momento angolare contribuiscono sempre meno perché diventano più importanti altre reazioni, in modo tale che solo momenti angolari relativamente bassi contribuiscono ai prodotti misurati.

Fin qui, ci si è concentrati sull'emissione di neutroni o raggi gamma, trascurando altri canali di decadimento come l'evaporazione di particelle leggere o la fissione. Questo può essere giustificato fino a un certo punto per i nuclei composti di massa intermedia ($A \approx 100-180$) e momento

³Ione pesante incidente, x neutroni uscenti

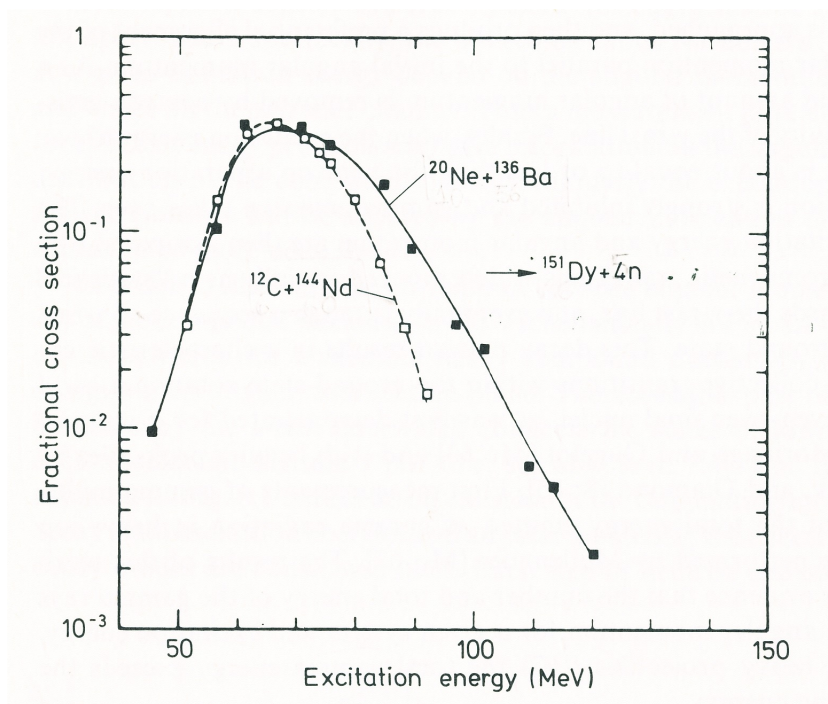


Figura 1.2: Funzioni d'eccitazione per reazioni $(HI, 5n)$ che producono lo stesso nucleo composto e finale, ma con differenti canali d'entrata

angolare moderato (cioè non troppo vicino alla linea Yrast) notando che in queste circostanze l'emissione di neutroni da particelle instabili è decisamente favorita a causa dell'assenza della barriera Coulombiana. Particelle cariche, come protoni o α , devono essere emesse con energia cinetica maggiore per oltrepassare le rispettive barriere Coulombiane; conseguentemente, i nuclei finali sono prodotti ad energie di eccitazioni minore dove la densità dei livelli (quindi il numero di possibili canali di decadimento) è fortemente ridotta. Queste argomentazioni non sono valide in genere per i nuclei composti leggeri ($A < 100$), dove le barriere Coulombiane sono minori, soprattutto perchè le energie di separazione per le particelle cariche sono spesso più piccole di quelle per i neutroni. Nello stesso modo, per i nuclei composti pesanti ($A \gtrsim 200$) la barriera di fissione (a momento angolare nullo) diventa comparabile con le energie tipiche di separazione dei neutroni, e l'emissione di α è favorita a causa di valori positivi del Q -valore. Quindi, in generale, l'emissione di particelle cariche compete al pari dell'emissione dei neutroni sia nei nuclei composti leggeri che in quelli molto pesanti. L'estensione di questa competizione a casi individuali, dipende da numerosi fattori, come effetti di shell e pari-dispari, il rapporto Z/A e, in particolare, il momento angolare.

L'influenza del momento angolare sulle probabilità relative di decadimento è una diretta conseguenza delle differenti capacità dei modi di decadimento, di rimuovere momento angolare. Come indicatore approssimato di questa capacità, possiamo definire il rapporto tra il momento angolare (in unità di \hbar) portato via dalla radiazione emessa e la variazione associata di energia di eccitazione. Questo rapporto è tipicamente $0.1-0.2 \text{ MeV}^{-1}$ per l'emissione dei nucleoni (n

o p), $0.25-0.4 \text{ MeV}^{-1}$ per l'emissione di α e più di 1 MeV^{-1} per frammenti di fissione e γ . Quindi, ci si aspetta che questi ultimi canali di decadimento siano fortemente favoriti rispetto all'emissione di nucleoni per nuclei composti con grande momento angolare, specialmente vicino alla linea Yrast. Queste considerazioni qualitative sono confermate sia dai calcoli di modelli statistici sia da un grande volume di dati sperimentali. [1]

1.2 Pre-equilibrio

A energie incidenti sopra i 6 MeV circa, è possibile che avvenga emissione di particelle dopo un primo stadio diretto, ma molto prima che si raggiunga l'equilibrio statistico. Questi processi sono chiamati reazioni di pre-equilibrio o *pre-compound*. Evidenze di questo tipo di reazione, sono fornite dagli spettri di energia delle particelle emesse. Questi, hanno tre componenti distinte: una distribuzione maxwelliana a basse energie che corrisponde alle particelle evaporate dal nucleo composto, un continuo senza struttura che dipende debolmente dall'energia dell'eiettile e infine, ad alte energie, picchi corrispondenti alle reazioni di stati individuali del nucleo bersaglio. Un'analisi della variazione angolare di queste sezioni d'urto mostra che il picco maxwelliano è simmetrico a circa 90° , confermando la sua origine dal nucleo composto. Il picco ad alte energie corrisponde all'eccitazione selettiva degli stati le cui configurazioni dipendono dalla particolare reazione considerata e mostra una struttura di tipo diffrattivo piccata in avanti, confermando che provengono da un processo diretto. La zona intermedia, senza struttura, non può essere attribuita nè al nucleo composto nè a reazioni dirette. A energie più basse c'è una componente con una distribuzione angolare simmetrica a circa 90° che ha una sezione d'urto molto più grande di quella data dalla teoria del nucleo composto. A energie più alte, la distribuzione angolare di queste particelle (d'ora in poi chiamate di pre-equilibrio) è piccata in avanti ma non presenta le strutture diffrattive caratteristiche delle particelle emesse da processi diretti.

Tutto ciò può essere compreso assumendo che la transizione dal canale iniziale al finale della reazione passi attraverso la formazione di nuclei composti intermedi. L'energia del proiettile è divisa tra i nucleoni del proiettile+bersaglio tramite interazioni a cascata nucleone-nucleone che creano stati *particle-hole* via via più complessi, come mostrato in Figura 1.3. Una reazione di pre-equilibrio corrisponde all'emissione di una particella non legata da uno di questi stati *particle-hole* quando il nucleo composto non è ancora in equilibrio.

La maggior parte delle reazioni di pre-equilibrio avvengono a energie sufficientemente alte che non è possibile osservare stati finali individuali. La sezione d'urto è quella delle reazioni con stati finali nel continuo. L'assenza di fluttuazioni nello spettro indica che si può assumere che non ci siano effetti d'interferenza cosicchè la sezione d'urto del pre-equilibrio può essere calcolata sommando incoerentemente i contributi di ogni stadio dell'interazione a cascata nucleone - nucleone. La sezione d'urto totale dell'emissione di pre-equilibrio è quindi la somma delle sezioni d'urto di emissione ad ogni stadio della cascata. Quindi, se σ_C è la sezione d'urto della formazione del nucleo composto nella sua configurazione iniziale, la quale può essere assunta essere uguale alla sezione d'urto della reazione, e P_1 è la probabilità di emissione in questo stadio, allora il primo contributo all'emissione di pre-equilibrio è $\sigma_C P_1$. Questi processi possono essere considerati reazioni dirette così come lo shape elastic scattering, il quale non

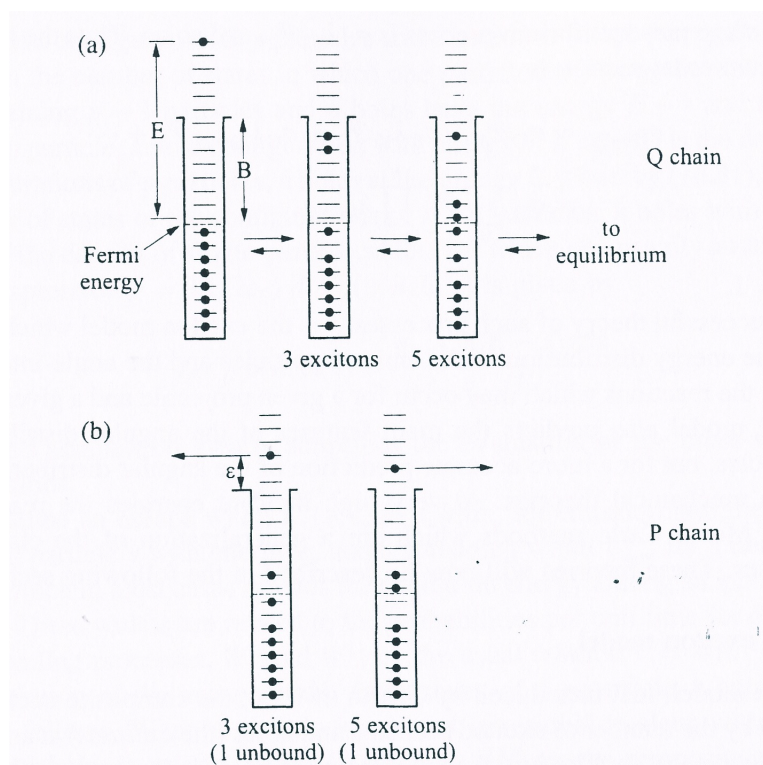


Figura 1.3: Rappresentazione schematica dei primi istanti di una reazione indotta da un nucleone nell'exciton model. Le linee orizzontali indicano stati a particella singola equispaziati in una buca di potenziale. Le particelle sono rappresentate con i pallini pieni. E è l'energia della particella misurata dall'energia di Fermi e corrisponde all'iniziale energia di eccitazione; B è l'energia media di legame per nucleone. La parte (a) mostra interazioni nucleone-nucleone che portano a configurazioni più complesse in cui tutte le particelle sono legate e non possono essere emesse. La parte (b) mostra interazioni che conducono a configurazioni in cui almeno una particella non è legata e può essere emessa nel continuo con energia ϵ lasciando un residuo con energia $U = E - B - \epsilon$. L'*exciton model* non fa nessuna distinzione tra questi due processi.

avviene tramite la formazione di nuclei composti intermedi. Se ora, la probabilità di transizione dal primo al secondo stadio è λ_{12} , e la probabilità di emissione del secondo stadio è P_2 , la sezione d'urto per un secondo stadio del processo di pre-equilibrio è $\sigma_C \lambda_{12} P_2$, e così via. Quindi, la

sezione d'urto totale diretta e di pre-equilibrio è

$$\sigma_{Di+PE} = \sigma_C P_1 + \sigma_C \lambda_{12} P_2 + \sigma_C \lambda_{23} P_3 + \dots = \sigma_C \sum_N P_N \prod_{k=1}^N \lambda_{k-1,k} \quad (1.17)$$

dove $\lambda_{01} = 1$. [1]

1.2.1 Teorie semi-classiche (pre-equilibrio fenomenologico)

Modelli di pre-equilibrio (vedi Griffin, 1966; Blann, 1975; Zhivopistev, 1987; Gadioli e Hodgson, 1992; Cole, 2000) sono ampiamente usati per descrivere reazioni nucleari nel range energetico 10-200 MeV. Fin'ora, le reazioni che coinvolgono solo nucleoni sono ragionevolmente ben capite, mentre le teorie di emissione di cluster (particelle complesse) e gamma sono ancora parzialmente incomplete. Comunque, molti progressi sono stati fatti in questa direzione.

Le prime analisi delle reazioni di pre-equilibrio sono state fatte usando l'*exciton model*, e questo si è dimostrato in grado di spiegare la sezione d'urto totale in molti canali di reazione in un modo unificato. Questo modello, e altri semi-classici, sono comunque meno attendibili per quanto riguarda la distribuzione angolare delle particelle emesse. La *Boltzmann master equation theory* di Harp, Miller, e Berne (1968), è stata usata per calcolare lo spettro di energia delle particelle emesse nelle reazioni indotte da nucleoni e anche da ioni pesanti.

L'emissione di pre-equilibrio di cluster leggeri (da d a α) è trattata in diversi modi. La maggior parte dei modelli sono stati sviluppati per le particelle α , gli eiettili più frequenti. Già nel periodo iniziale, si erano formate due idee diverse. Il concetto di particelle α pre-formate assume che la particella α sia un oggetto fortemente legato, e assume che possa essere trattato come un singolo eccitone. Dall'altra parte, modelli di coalescenza assumono che i cluster (non necessariamente α) si formino nel corso della reazione dagli eccitoni, o anche da nucleoni già diseccitati.

I *coalescence models* sono di natura più generale rispetto ai *pre-formed* e sono correntemente applicati a tutti i tipi di particelle complesse leggere. Oltre a questi due gruppi di modelli con una chiara e semplice base fisica, esistono numerosi modelli fenomenologici. Le loro predizioni sono più simili ai dati sperimentali rispetto a quelle del precedente gruppo, anche se hanno l'handicap di avere più parametri. [2]

1.2.2 Exciton model

La principale teoria più completa riguardante questi processi è stata l'*exciton model* il quale dà una buona descrizione della distribuzione di energia delle particelle emesse e della sezione d'urto (integrata sull'angolo) di tutte le reazioni che possono avvenire per un dato proiettile a una data energia. Questo modello semi-classico predice inoltre le principali caratteristiche della distribuzione angolare delle particelle emesse, ma per una descrizione più accurata di quest'ultima si devono usare teorie quantistiche.

Nell'*exciton model*, introdotto per la prima volta da Griffin nel 1966, gli stati del nucleo composto sono caratterizzati a ogni stadio della cascata nucleone-nucleone dal numero di particelle o buche eccitate (gli eccitoni). La configurazione iniziale è fissata dalla natura

del proiettile. Gli stati che sono eccitati nel corso di questa interazione a cascata sono molto instabili. Due possibili sequenze di eventi considerati nell'*exciton model* sono mostrati in Figura 1.3. Nella prima sequenza la particella incidente, così come le particelle eccitate, sono tutte legate, mentre nella seconda sequenza la particella incidente è nel continuo. Questa particella potrà essere emessa dal sistema. Queste due sequenze sono chiamate catene d'interazione *Q* e *P* rispettivamente. Nell'*exciton model* questi processi sono considerati assieme, mentre nella teoria Feshbach-Kerman-Koonin (FKK) sono calcolati separatamente.

L'*exciton model* assume che (1) ad ogni stadio della cascata tutti gli stati con la stessa configurazione e la stessa energia totale sono equiprobabili, e (2) a ogni stadio della cascata anche tutti i processi che potrebbero avvenire sono equiprobabili.

La prima assunzione dà immediatamente la distribuzione di energia degli eccitoni.

Il numero $dN_p(p, h, E, \varepsilon)$ di eccitoni (di particelle, per esempio) con energia compresa tra ε e $\varepsilon + d\varepsilon$ in una configurazione con p particelle, h buche e con un'energia totale E è dato dal rapporto tra il numero di stati in cui una particella ha energia tra ε e $\varepsilon + d\varepsilon$ e le rimanenti $p - 1$ particelle e h buche hanno energia $E - \varepsilon$ e il numero di stati della configurazione a p particelle e h buche con energia E . Se $\rho_{p,h}(E)$ è la densità degli stati della configurazione a p particelle e h buche a energia E , $\rho_{p-1,h}(E - \varepsilon)$ è la densità degli stati delle configurazioni a $p - 1$ particelle e h buche a energia $E - \varepsilon$, e $g = 1/d$ la densità dello stato a particella singola (per il quale si assume di solito il modello a gas di Fermi $g = 3A/2\varepsilon_F$), $dN_p(p, h, E, \varepsilon)$ è dato da

$$dN_p(p, h, E, \varepsilon) = \frac{\rho_{p-1,h}(E - \varepsilon) g d\varepsilon}{\rho_{p,h}(E)}$$

La seconda assunzione semplifica molto la valutazione della sezione d'urto delle varie reazioni. Definiamo prima una larghezza di emissione $\Gamma^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu$ per l'emissione nel continuo di una particella ν non legata con energia ε_ν , e una larghezza di diffusione $\Gamma_{n,n'}^\downarrow$ per l'interazione nucleone-nucleone, la quale, nella maggior parte dei casi, spalma l'energia di eccitazione tra un numero crescente di eccitoni. Queste larghezze sono legate alla probabilità per unità di tempo dei processi corrispondenti, W^\uparrow e W^\downarrow , dalla nota relazione $\Gamma = W\hbar$. Il calcolo della larghezza di emissione da stati con configurazione p -particles - h -holes, avviene come segue. Quando una particella è emessa, viene creato un nucleo residuo con $p - 1$ particelle e h -holes. Se $\rho_{p,h}(E)$ e $\rho_{p-1,h}(U)$ sono le densità di stati rispettivamente nel nucleo composto e residuo, il principio del bilancio dettagliato per la larghezza di emissione di una particella ν con energia tra ε_ν e $\varepsilon_\nu + d\varepsilon_\nu$ in ogni direzione possibile, da':

$$\Gamma^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu = \hbar W^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu = \frac{\hbar}{\rho_{p,h}(E)} \left(\frac{v_\nu \sigma_{inv}(\varepsilon_\nu)}{V} \right) \rho_{p-1,h}(U) \rho_c(\varepsilon_\nu) d\varepsilon_\nu$$

dove v_ν è la velocità del nucleo emesso, $\sigma_{inv}(\varepsilon_\nu)$ la sezione d'urto del processo inverso e

$$\rho_c(\varepsilon_\nu) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \frac{(2s_\nu + 1) m_\nu \varepsilon_\nu V}{v_\nu}$$

è la densità degli stati traslazionali del continuo (*translational continuum states*) delle particelle emesse, come predetta dal modello a gas di Fermi. V è il volume nel sistema del laboratorio.

La stima più semplice della larghezza di diffusione $\Gamma_{n,n'}^\downarrow$ è ottenuta usando la teoria perturbativa dipendente dal tempo la quale dà

$$\Gamma_{n,n'}^\downarrow(E) = 2\pi \overline{|M|^2} \rho_f$$

per una transizione dallo stato con configurazione a n eccitoni allo stato a n' eccitoni. ρ_f è la densità degli stati che possono essere eccitati nell'interazione nucleone-nucleone e M è l'elemento della matrice di transizione. Considerando solo interazione a due corpi, $n' = n$ o $n \pm 2$,⁴ e, a energie non troppo basse,

$$\Gamma_{n,n+2}^\downarrow \gg \Gamma_{n,n}^\downarrow \gg \Gamma_{n,n-2}^\downarrow$$

a causa della rapida crescita di ρ_f con il numero di eccitoni. La larghezza di diffusione della transizione dominante $n \rightarrow n+2$, è data da

$$\Gamma_{n,n+2}^\downarrow(E) = 2\pi \overline{|M|^2} \frac{g^3 E^2}{2(n+1)} = 2\pi \overline{|M|^2} \frac{(3A/2\varepsilon_F)^3 E^2}{2(n+1)}$$

L'analisi di grandi quantità di dati indica una dipendenza del valore quadratico medio della matrice da massa e energia (per l'interazione a due corpi) data da

$$\overline{|M|^2} = K A^{-3} E^{-1}$$

dove il valore di K varia tra 400 e 700 MeV. Ad alte energie di eccitazione, una migliore stima di $\Gamma_{n,n+2}^\downarrow$ si ottiene valutando il numero di collisioni per unità di tempo di un nucleone con velocità v

$$W(v) = v/\bar{\lambda} = v\rho\bar{\sigma}$$

dove $\bar{\lambda}$ è il percorso libero medio del nucleone, ρ la densità nucleare e $\bar{\sigma}$ la sezione d'urto nucleone-nucleone mediata sulle energie relative del nucleone e qualsiasi altro possibile nucleone e considerando poi, per una particolare configurazione, il contributo di tutte le interazioni che possono avvenire.

Note le larghezze di diffusione ed emissione, la sezione d'urto del pre-equilibrio può essere calcolata usando (1.17). Per fare questo definiamo la larghezza totale di emissione allo stadio N (il corrispondente numero di particelle, holes ed eccitoni è p , h e n)

$$\Gamma_N^\uparrow = \sum_\nu \int_0^{\varepsilon_\nu^{max}} \Gamma_N^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu$$

e quindi

$$P_N(\varepsilon_\nu) d\varepsilon_\nu = \frac{\Gamma_N^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu}{\Gamma_N^\uparrow + \Gamma_N^\downarrow} = \frac{\Gamma_N^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu}{\Gamma_N}$$

⁴La restrizione a interazioni a due corpi porta alle seguenti regole di selezione sulle possibili variazioni del numero di particelle p , buche h e eccitoni $n = p + h$, nel corso della cascata di interazioni:

$$\Delta p = 0, \pm 1 \quad \Delta h = 0, \pm 1 \quad \Delta n = 0, \pm 2$$

(dove $\Gamma_N^\downarrow \approx \Gamma_{n,n+2}^\downarrow$ e la larghezza totale Γ_N è uguale a $\Gamma_N^\uparrow + \Gamma_N^\downarrow$) e

$$\lambda_{k-1,k} = \frac{\Gamma_{k-1}^\downarrow}{\Gamma_{k-1}}$$

segue quindi

$$\sigma_{Di+PE} d\varepsilon_\nu = \sigma_C \sum_N \frac{\Gamma_N^\uparrow(\nu, \varepsilon_\nu | E, p, h) d\varepsilon_\nu}{\Gamma_N} \prod_{k=1}^N \frac{\Gamma_{k-1}^\downarrow}{\Gamma_{k-1}}$$

con $\Gamma_0^\downarrow/\Gamma_0 \equiv 1$.

Di solito, dopo pochi stadio, l'emissione di pre-equilibrio diventa trascurabile e altre interazioni portano a un nucleo composto in equilibrio. Se indichiamo con N_{max} lo stadio più alto che contribuisce all'emissione di pre-equilibrio, la sezione d'urto di formazione del nucleo composto è

$$\sigma_{CN} = \sigma_C \prod_{M=1}^{N_{max}} \frac{\Gamma_M^\downarrow}{\Gamma_M}$$

L'*exciton model* predice bene in molti casi i dati sperimentali, nonostante la sua estrema semplicità. [1]

1.2.3 Primi stadio delle collisioni nucleo-nucleo: calcoli microscopici del numero di gradi di libertà iniziali

Per stimare il numero iniziale di gradi di libertà n_0 usato per calcolare l'emissione di nucleoni di pre-equilibrio da reazioni tra ioni pesanti, si usa un modello microscopico che segue l'evoluzione dello spazio geometrico e delle fasi durante il processo di graduale fusione tra il bersaglio e il proiettile. Questo modello ha mostrato in passato un buon accordo tra i valori calcolati di n_0 e quelli estratti empiricamente dal fit agli spettri dei nucleoni.

Nello spazio dei momenti il sistema che sta per collidere è rappresentato da due sfere di raggio P_F , la cui distanza è $P_P + P_T$. P_F è il momento di Fermi, P_P e P_T sono, rispettivamente, il momento per nucleone del proiettile e del bersaglio nel punto di contatto (Figura 1.4). Chiaramente,

$$\begin{aligned} P_F &= (2m_0 E_F)^{1/2} \\ P_P &= (2A_P m_0 E_P)^{1/2} / A_P \\ P_T &= (2A_T m_0 E_T)^{1/2} / A_T \end{aligned} \quad (1.18)$$

con m_0 la massa del nucleone, E_F l'energia di Fermi, e energie

$$\begin{aligned} E_P &= \frac{A_T}{A_P + A_T} E_0 \\ E_T &= \frac{A_P}{A_P + A_T} E_0 \end{aligned} \quad (1.19)$$

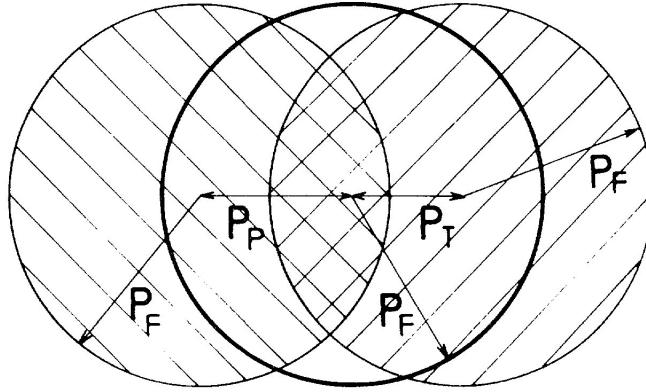


Figura 1.4: Il sistema collidente nello spazio dei momenti. Il cerchio con la linea spessa rappresenta il sistema composto finale (in equilibrio)

Qui, E_0 è l'energia della collisione nel centro di massa, diminuita dalla corrispondente barriera coulombiana V_{CB} , $E_0 = E_{cm} - V_{CB}$. Per ottenere il momento di Fermi si è usato $E_F = 25$ MeV, per ottenere la barriera coulombiana è stato posto $r_0 = 1.5$ fm.

Il sistema composto appena creato è rappresentato nel suo stato finale (cioè dopo aver raggiunto l'equilibrio) da una terza sfera di raggio P_F , il cui centro coincide con il centro di massa del sistema collidente. La parte della sfera riempita da entrambi i nuclei collidenti (illustrata in Figura 1.4 con il doppio tratteggio) ha tutti i livelli pieni, quindi non contribuisce all'eccitazione del sistema composto con coppie particella/buca. In tutto lo spazio delle fasi rimanente dentro le sfere, saranno create dalla collisione particelle e buche. Mostrato schematicamente, buche originate dal proiettile (h_p) staranno nella regione dentro il sistema composto dove non si sovrappone la sfera del proiettile (zona tratteggiata in Figura 1.5(a)); nello stesso modo, buche originate dal bersaglio staranno nella zona tratteggiata in Figura 1.5(b). Si noti che le regioni polari, non riempite nè dal bersaglio, nè dal proiettile, sono contate due volte. D'altra parte, i nucleoni fuori dalla sfera composta non producono buche. Conseguentemente, tutti questi nucleoni saranno considerati come particelle (l'area tratteggiata in Figura 1.5(c) è $p_P + p_T$). Geometricamente, segue che il numero di buche h_0 è uguale al numero di particelle p_0 . Infine, $n_0 = p_0 + h_0 = (p_P + p_T) + (h_P + h_T)$. In questo modo, il numero di particelle e buche è calcolato come una sovrapposizione geometrica di tre sfere di uguale raggio nello spazio dei momenti.

Nello spazio geometrico, il sistema collidente è rappresentato dalle sfere del proiettile e del bersaglio di raggio R_P e R_T rispettivamente. Il volume sovrapposto è calcolato ad ogni momento

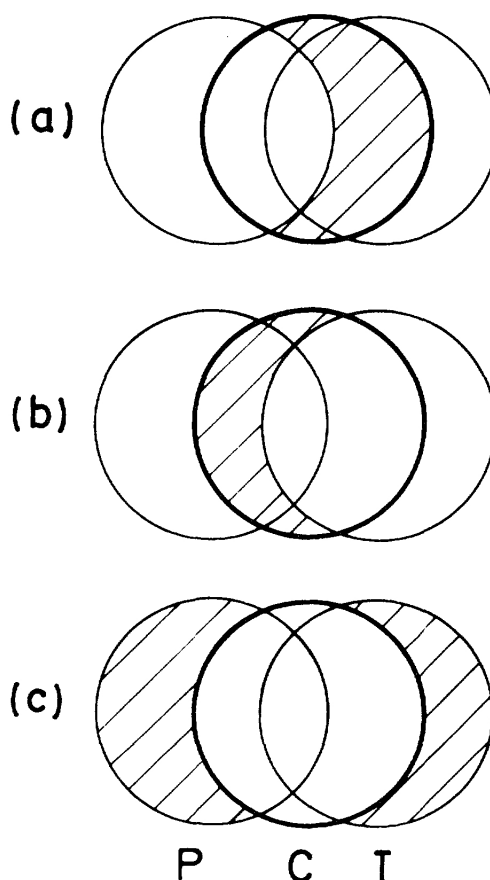


Figura 1.5: Volumi sovrapposti per il calcolo del numero di buche derivate da (a) il proiettile, (b) il bersaglio, e (c) il numero di particelle.

della collisione. Il momento in cui i due nuclei si toccano è l'istante zero. Si ferma il calcolo del tempo quando il nucleo più leggero è entrato completamente in quello più pesante. L'intero processo di graduale fusione di bersaglio e proiettile è seguito in passi di $\Delta t = 2.1 \times 10^{-23}$ s, assumendo che le velocità relative non risentano significativamente dell'attrito. L'intervallo di tempo Δt corrisponde al tempo medio tra due collisioni successive nucleone-nucleone nella materia nucleare. Assumiamo che l'energia del sistema composto cresca gradualmente con l'inserimento di nucleoni del nucleo più leggero (assumiamo che sia il proiettile a entrare nel bersaglio). Considerando la conservazione del numero totale di particelle, dell'energia e del momento, otteniamo la seguente relazione per la dipendenza dell'energia di eccitazione dal tempo:

$$E_0(t) = E_0 \frac{A_T + A_P}{A_T + \Delta A(t)} \frac{\Delta A(t)}{A_P}$$

dove $\Delta A(t)$ è il numero di nucleoni del nucleo leggero entrati in quello più pesante all'istante

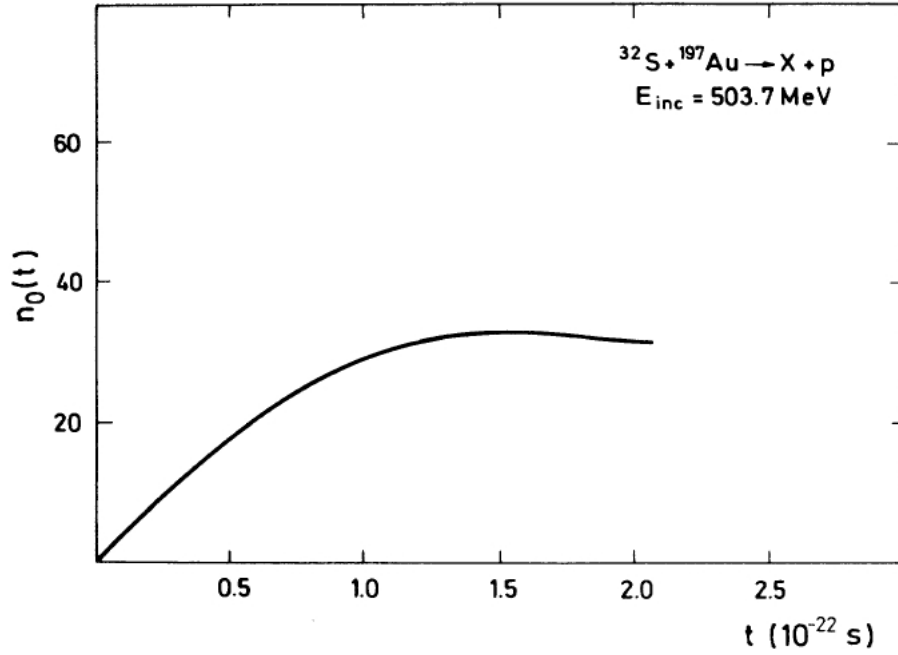


Figura 1.6: Evoluzione del valore calcolato di n_0 con il tempo di collisione t .

t . A $t = 0$, $\Delta A(0)=0$ quindi $E(0)=0$, mentre a un certo $t = t_{max}$ quando $\Delta A(t) = A_P$, $E_0(t_{max}) = E_0$ con E_0 dato dall'equazione (1.19). Ovviamente, dato che E_0 dipende da t , tutte le variabili cinematiche nello spazio delle fasi (tranne P_F) dipendono da t . Detto ciò, estendiamo le equazioni (1.18) e (1.19) con le seguenti:

$$P_P(t) = P_P[E_0(t)/E_0]^{1/2}$$

$$P_T(t) = P_T[E_0(t)/E_0]^{1/2}$$

$$E_P(t) = E_P E_0(t)/E_0$$

$$E_T(t) = E_T E_0(t)/E_0$$

dove P_P , P_T , E_P e E_T sono definite nell'equazioni (1.18) e (1.19). Le figure 1.4 e 1.5 si riferiscono al caso $t = t_{max}$ e $E_0(t_{max}) = E_0$; a $t=0$ tutte e tre le sfere nello spazio delle fasi coincidono dato che $E_0(0) = 0$.

Il calcolo di $n_0(t)$ in base a questo modello è semplice. La figura 1.6 mostra la dipendenza temporale di $n_0(t)$ calcolato per $^{32}S + ^{197}Au$ a 503.7 MeV. Naturalmente, si prende come n_0 il massimo valore di $n_0(t)$.

Storicamente, la prima stima di n_0 fu $n_0 = A_P$. L'idea che stava alla base era un'estensione delle collisioni con ioni leggeri, ovvero il completo break-up del proiettile. Con il progresso dell'analisi, emerse una dipendenza dall'energia. Si trovò che il valore di n_0/A_P cresceva con E_0/A_P , l'energia disponibile per nucleone. Questa dipendenza fu osservata per un ampio range

di reazioni fino circa 20 MeV/nucleone. Più recentemente, è stata osservata una dipendenza lineare di E^*/n_0 dall'energia a disposizione nella collisione $(E_{lab} - V_{CB})/A_P$ sopra i 10 MeV/nucleone.

La retta di best fit dei valori di E^*/n_0 calcolati con il medello è data da:

$$E^*/n_0 = 4.6 + 0.54(E_{cm} - V_{CB})/A_P \quad (1.20)$$

mentre il trend dei dati sperimentali si può rappresentare con la seguente formula:

$$E^*/n_0 = 6.8 + 0.54(E_{cm} - V_{CB})/A_P \quad (1.21)$$

La reazione oggetto di questa tesi (fascio di ^{16}O a 95 MeV su bersaglio di ^{116}Sn) ha valori $V_{CB} = 54.08$ MeV, $E_{cm} = 168.73$ MeV, $E^* = 154.936$ MeV. Dalla 1.20 risulta $n_0 = 18$, mentre dalla 1.21 risulta $n_0 = 15$. La configurazione scelta per i calcoli teorici è $n_0 = p + h_0 = 16 + 1 = 17$. [3]

1.2.4 Monte Carlo calculations

In questo lavoro di tesi si è utilizzato il codice MCFx, il quale si basa su una descrizione dettagliata di tutti gli stadi della reazione nucleare indotta da nucleoni con energia intermedia. Utilizza modelli testati e affidabili per le simulazioni del canale d'entrata (metodo canali accoppiati), dei processi diretti (*intranuclear cascade model*), dell'emissione di particelle di pre-equilibrio (*Griffin exciton model* con emissione di particelle multiple) e del decadimento del nucleo composto (*statistical model*). E' stata proposta una nuova procedura (Monte Carlo Pre-equilibrium, MCP) per il calcolo dell'emissione di particelle di pre-equilibrio, che dopo ottimi risultati è stata inclusa nel MCFx codice.

Nel *Griffin exciton model*, lo stato di un sistema nucleare prodotto in una collisione tra una particella proiettile e un nucleo bersaglio, è determinato dal numero di eccitoni $n = p + h$, dove p è il numero di particelle sopra l'energia di Fermi e h è il numero di buche sotto l'energia di Fermi, e dall'energia di eccitazione E^* .

Siamo interessati solo allo spettro di neutroni di pre-equilibrio ed al tempo di equilibrizzazione del sistema sotto studio: quindi, possiamo usare la *generalized kinetic master equation* per analizzare la probabilità P di trovare il sistema nello stato a n -eccitoni all'istante di tempo t ,

$$\begin{aligned} \frac{dP(n, t)}{dt} = & P(n-2, t)\lambda_+(n-2, E^*) + P(n+2, t)\lambda_-(n+2, E^*) + \\ & -P(n, t)[\lambda_+(n, E^*) + \lambda_-(n, E^*) + W(n, E^*)] \end{aligned} \quad (1.22)$$

con la condizione iniziale

$$P(n, 0) = \delta_{n, n_0} = \delta_{p, p_0} \delta_{h, h_0}$$

dove

$$W(n, E^*) = \sum_b W_b(n, E^*) = \sum_b \int_0^{E^* - B_b} \lambda_b(n, \epsilon_b) d\epsilon_b$$

è la probabilità di emissione di una particella b (neutrone, protone, deutone, tritone, α) nel continuo.

Il rate di transizione di una particella emessa con energia ϵ_b nel continuo è

$$\lambda_b(n, \epsilon_b) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \epsilon_b \sigma_{inv}(\epsilon_b) R_b(p) \times \frac{\omega(p - p_b, h, E^* - B_b - \epsilon_b)}{\omega(p, h, E^*)}$$

dove s_b e μ_b sono rispettivamente lo spin e la massa ridotta del proiettile; B_b è l'energia di legame della particella b ; $R_b(p)$ è il termine che tiene in conto la conservazione della carica; e $\sigma_{inv,b}$ è la sezione d'urto della reazione inversa.

La sezione d'urto della reazione inversa, $\sigma_{inv,b}$ è determinata dal fattore di penetrabilità nel modello ottico,

$$\sigma_{inv,b} = \sum_{l_b} \frac{\pi}{k^2} (2l_b + 1) T_{b,l_b}$$

dove l_b è il momento angolare della particella b e T_{b,l_b} è il rispettivo coefficiente di trasmissione.

Nei calcoli effettuati con il codice MCFx, abbiamo usato la densità degli stati degli eccitoni suggerita da Ericson e Strutinsky con le correzioni di Williams:

$$\omega(p, h, E^*) = \frac{g(gE^* - A_{ph})^{p+h-1}}{h!p!(p+h-1)!}$$

Qui, A_{ph} è connesso con il principio di esclusione di Pauli ed è dato da

$$A_{ph} = \frac{(p^2 + h^2) + (p - h) - 2h}{4}$$

La densità del livello di particella singola g è legato al parametro di densità di livelli del modello a gas di Fermi tramite l'equazione $g = 6a/\pi^2$.

Le velocità di transizioni interne sono date da

$$\lambda_{0,\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |M|^2 \rangle \omega^{0,\pm}(E^*)$$

dove l'elemento di matrice di transizione $\langle |M|^2 \rangle$ è stimato usando

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{kn}{A^3 E^*} \times \begin{cases} \left(\frac{E^*}{7n}\right)^{1/2} \left(\frac{E^*}{2n}\right)^{1/2} & \text{per } E^*/n < 2MeV \\ \left(\frac{E^*}{7n}\right)^{1/2} & \text{per } 2 \leq E^*/n < 7MeV \\ 1 & \text{per } 7 \leq E^*/n \leq 15MeV \\ \left(\frac{E^*}{15n}\right)^{1/2} & \text{per } E^*/n > 15MeV \end{cases}$$

dove k è un parametro libero.

I termini $\omega^{0,\pm}$ sono determinati dalle espressioni

$$\begin{aligned} \omega^+ &= \frac{g(gE - A_{ph})^2}{n+1} \\ \omega^0 &= g(gE - A_{ph}) \frac{3n-2}{4} \\ \omega^- &= gph(n-2) \end{aligned}$$

corretti dal principio di esclusione di Pauli.

Per determinare il parametro libero k dell'exciton model, abbiamo usato dati sperimentali trovando 340 MeV^3 .

La configurazione di eccitoni iniziale è un parametro libero del modello. Il criterio di equilibratura è stato scelto essere

$$\left| \frac{P(n, t) - P(n, t + \Delta t)}{P(n, t)} \right| \leq 0.5 \quad (1.23)$$

dove

$$\Delta t = \frac{1}{\lambda_+(n, E^*) + \lambda_-(n, E^*) + \lambda_0(n, E^*) + W(n, E^*)}$$

La frazione di pre-equilibrio dell'emissione di neutroni è determinata come

$$p_n^{pe} = \sum_n^{\bar{n}} \int_0^{\tau^{pe}} dt P(n, t) W(n, E^*)$$

$$\bar{n} = 2\sqrt{2gE^*}$$

dove τ^{pe} è il tempo di equilibratura ottenuto risolvendo la (1.22) con (1.23).

L'idea base del calcolo Monte Carlo è di simulare l'emissione di particella nello stadio di equilibratura. In questo stadio, quando una configurazione particella-buca è complicata da un'interazione a due corpi, può essere emesso un nucleone. Dopo la sua emissione, il nucleo figlio si rimette nel processo di equilibratura. I passi dei calcoli del modello sono i seguenti: 1) calcolo di tutti i parametri di pre-equilibrio necessari per tutti i nuclei ed energie di eccitazione possibili per un dato sistema composto iniziale; 2) si usa un numero casuale per selezionare uno dei possibili modi di andare avanti (interazione a due particelle o emissione di neutrone/protone); 3) dopo un'interazione a due particelle, il sistema va in una configurazione più complicata; 4) se avviene emissione di particella, si usa un numero random per selezionare la sua energia; 5) dopo l'emissione di una particella, si ritorna allo stadio 2 con un nuovo dato iniziale. La *Monte Carlo simulation cascade* è usata per gli step 2-5.

Lo spettro finale delle particelle emesse calcolato è la somma di tutti i meccanismi di reazione:

$$S(\varepsilon) = S_{INC}(\varepsilon) + \sum_{Z,A} \sum_E Y_{INC}(Z, A, E, ph) \times \sum_i S_{MCP}^i(Z, A, E, \varepsilon) +$$

$$+ \sum_{Z,A} \sum_E Y_{MCP}(Z, A, E) \times \sum_i S_{HF}^i(Z, A, U, \varepsilon)$$

dove $S_{INC}(\varepsilon)$, $Y_{INC}(Z, A, E, ph)$ sono gli spettri e le rese (*yields*) dei nuclei residui calcolati con l'*intranuclear cascade model*, $S_{MCP}(\varepsilon)$, $Y_{MCP}(Z, A, E, ph)$ sono le stesse quantità ma per il decadimento di pre-equilibrio e $S_{HF}(\varepsilon)$ è lo spettro statistico delle particelle evaporate con energia ε . La MCP è stata inserita all'interno di MCFx per migliorarne le prestazioni. [4] [5]

Capitolo 2

L'apparato sperimentale

2.1 GARFIELD

L'apparato GARFIELD (General ARray For Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collision) è stato progettato per rivelare i prodotti di collisione tra ioni pesanti alle energie degli acceleratori TANDEM e ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN, in un intervallo di energia compreso tra i 5 e i 20 MeV di energia per nucleone. A tali energie di fascio, i prodotti di reazione hanno un ampio range energetico, angoli di emissione su tutto l'angolo solido, cariche elettriche che vanno da quella del protone a quella del nucleo composto. E' stato necessario tenere conto di tutti questi fattori nella realizzazione dell'apparato, per poter disporre di tutte le informazioni necessarie (E , θ , ϕ , Z , A (solo di particelle leggere)) sui prodotti emessi. [6][7]

GARFIELD è un apparato costituito da due camere a deriva poste in una grande camera di scattering (diametro = 3.2 m, lunghezza = 6m) in vuoto (10^{-5} - 10^{-6}). Le due camere, costituite da due contenitori cilindrici, coprono il range angolare $29^\circ < \theta_{lab} < 82^\circ$ la prima camera e $98^\circ < \theta_{lab} < 151^\circ$ la seconda camera. All'interno sono alloggiate due diverse tipologie di rivelatori: le microstrip gas chamber fotolitografate su vetro, per la lettura dei segnali di perdita di energia delle particelle incidenti nel gas e i cristalli di Ioduro di Cesio attivati al Tallio per la misura dell'energia residua. Ogni camera è divisa in settori: 24 la prima camera e 21 la seconda camera. Un settore alloggia 4 cristalli di CsI(Tl) e un rivelatore a microstrip. I 4 CsI(Tl) coprono ciascuno un intervallo di circa 15° sia in θ che in ϕ . Il rivelatore a microstrip è una piastrina trapezoidale i cui contatti elettrici sono divisi in 4: due superiori e due inferiori. La divisione permette da una parte di avere due segnali di perdita di energia (ΔE_1 , ΔE_2) dall'altra di avere la copertura in ϕ di 7.5° . In ϕ , la prima camera copre 2π , mentre la seconda camera lascia scoperti 40° (3 settori mancanti per consentire l'installazione di un altro tipo di rivelatore) e copre quindi $0^\circ < \phi < 70^\circ$ e $110^\circ < \phi < 360^\circ$. L'apparato è dotato di un portabersagli comandato esternamente. Il bersaglio è posto nella zona in mezzo alle due camere sull'asse dei cilindri, ovvero l'asse del fascio.

Le particelle cariche, dopo aver attraversato la finestra d'ingresso della camera perdono energia ionizzando il gas (CF_4) contenuto all'interno della camera e, se hanno sufficiente energia,

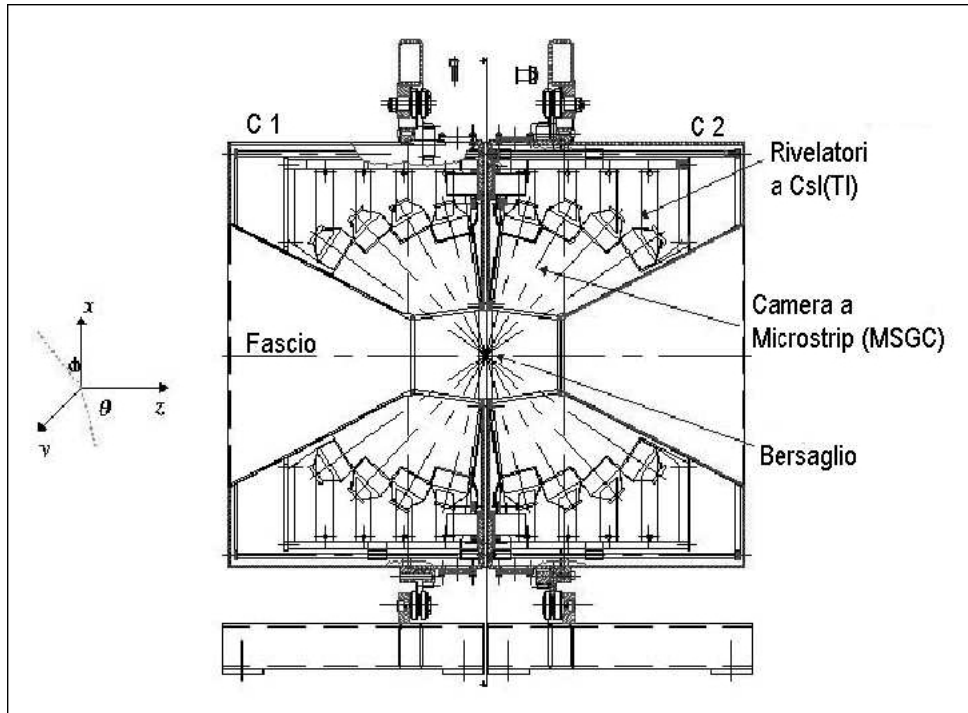


Figura 2.1: Sezione trasversale delle camere C1 e C2 di Garfield.

giungono ai cesi dove, depositando la loro energia residua, producono luce. I segnali provenienti dai diversi rivelatori, vengono poi opportunamente processati in modo da poter registrare le informazioni necessarie per la successiva analisi.

Le tecniche di identificazione che si possono impiegare sono due, per particelle che si fermano nel CsI(Tl). La prima consiste nella tecnica di ΔE -E, che consente l'identificazione della carica all'incirca fino alla carica dello ione proiettile: una camera a deriva con microstrip fornisce la lettura del ΔE , mentre cristalli di ioduro di cesio attivati con tallio CsI(Tl) fungono da rivelatori di energia residua. Questo metodo si basa sul fatto che il segnale di ΔE , come risulta dalla formula di Bethe-Bloch, dipende fortemente dalla carica della particella e più debolmente dalla sua energia. Infatti la formula di Bethe-Bloch, nel caso di particelle non relativistiche, di massa m e carica ze , si può esprimere come:

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

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

La seconda tecnica di identificazione consiste nell'analisi in forma dei segnali degli scintillatori CsI(Tl). La perdita di energia in questi rivelatori avviene infatti in modo diverso, a parità di energia, in funzione della carica e della massa delle particelle rivelate. L'utilizzo di

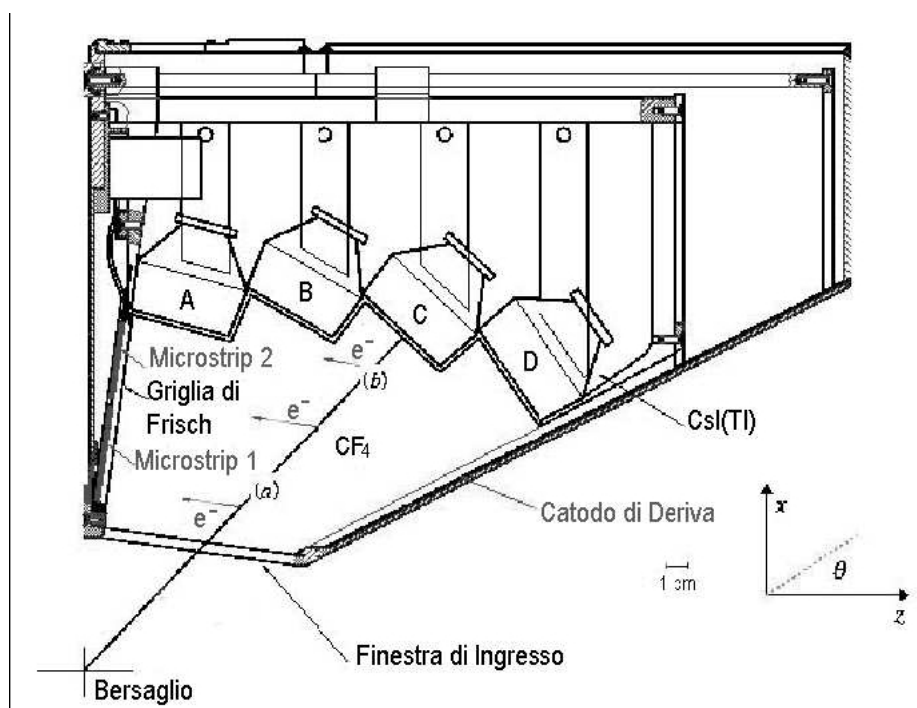


Figura 2.2: Schema di un settore di deriva dell'apparato GARFIELD.

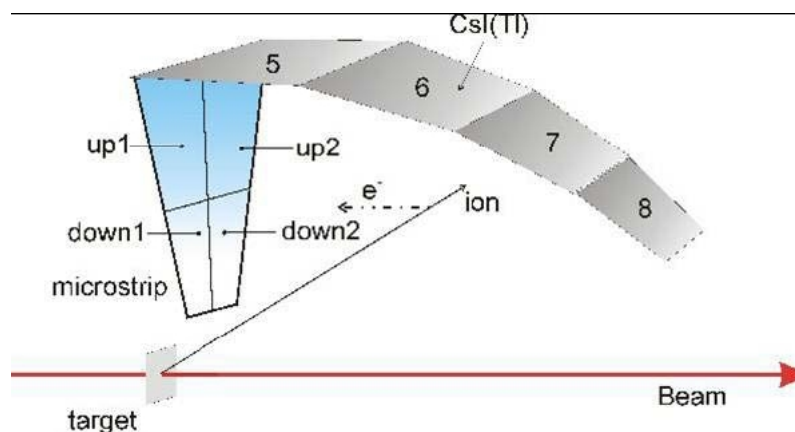


Figura 2.3: Schema di un settore di deriva dell'apparato GARFIELD.

elettronica digitale permette di ottenere un alto numero di informazioni e quindi una migliore discriminazione del segnale rispetto all'elettronica analogica. All'interno della collaborazione NUCL-EX è stato messo a punto un metodo automatico che permette di identificare l'appartenenza di un punto sperimentale ad una determinata classe di particelle con carica e massa ben definite.

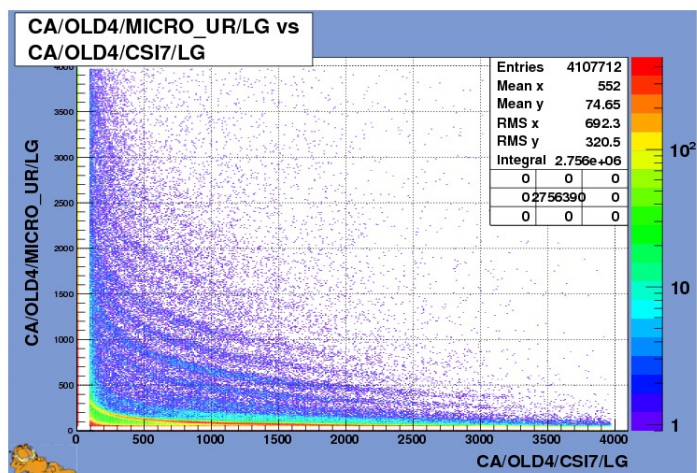


Figura 2.4: Tecnica ΔE -E: ogni “linea” corrisponde a una diversa specie di particella cariche leggere, non c’è risoluzione isotopica.

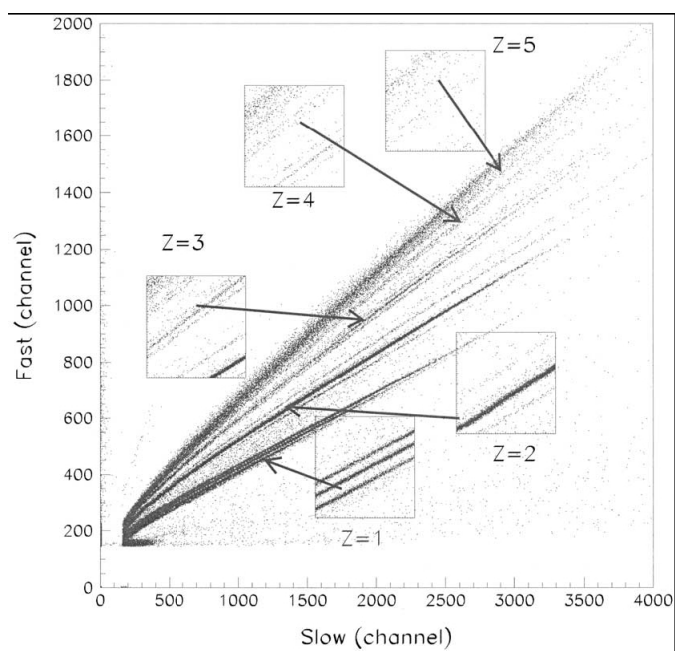


Figura 2.5: Tecnica fast-slow: ogni “linea” corrisponde a una diversa specie di particella cariche leggere.

2.1.1 I rivelatori a scintillazione CsI(Tl)

I CsI(Tl) di GARFIELD sono cristalli inorganici di ioduro di cesio attivati al tallio, utilizzati in quanto rivelatori a scintillazione.

L'emissione di luce è un fenomeno collegato alla struttura a bande dei cristalli. In un cristallo puro il passaggio di una particella ionizzante può provocare il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione. Il ritorno dell'elettrone alla banda di valenza, con relativa emissione di un fotone, è però un processo inefficiente, ed in più i fotoni sarebbero emessi nell'ultravioletto, che è una regione di scarsa efficienza per i fotocatodi dei fotomoltiplicatori e per i fotodiodi. Per aumentare la probabilità di emissione di fotoni ottici durante il meccanismo di diseccitazione, la struttura delle bande viene modificata mediante l'introduzione di apposite impurezze, cioè atomi di sostanze opportune. La presenza di impurezze significa avere un certo numero di atomi di tali sostanze uniformemente distribuiti all'interno del reticolo cristallino. Le impurezze introdotte vengono anche denominate centri attivatori a causa della funzione che vanno a svolgere. Esse danno origine a dei livelli energetici, spazialmente localizzati, che si vanno a collocare all'interno della banda proibita. La particella ionizzante può trasferire sufficiente energia ad un elettrone da portarlo nella banda di conduzione. Questo è il classico meccanismo di ionizzazione in cui gli elettroni e le lacune generati si muovono liberamente nel reticolo. Un'altra possibilità è invece che l'energia ceduta all'elettrone non sia sufficiente per portarlo nella banda di conduzione, cosicché esso rimane legato elettrostaticamente alla lacuna. Questo stato debolmente legato si chiama eccitone. L'eccitone si può muovere attraverso tutto il cristallo ma non contribuisce alla conduzione poichè la sua carica totale è nulla. Ci si aspetta che esistano tutta una serie di livelli energetici dell'eccitone che vanno ad occupare la banda proibita, immediatamente sotto la banda di conduzione del cristallo. L'eccitone durante la sua diffusione attraverso il cristallo può venir catturato da un centro attivatore, che a sua volta si disecciterà attraverso emissione di radiazione: la lunghezza d'onda del segnale luminoso è quindi legata alle impurezze e non al cristallo che, per questo motivo, risulta pressochè trasparente ad essa.

Nell'apparato GARFIELD ci sono quattro CsI(Tl) per ogni settore, per un totale di 96 cristalli nella prima camera e 84 nella camera indietro. I quattro cristalli di un singolo settore hanno forma diversa a seconda dell'angolo a cui sono posti, massimizzando così l'efficienza geometrica dell'apparato. Vengono inoltre posti in modo tale che la faccia sensibile sia perpendicolare alla direzione della particella incidente (le traiettorie ideali sono supposte essere radiali con centro nel bersaglio). La faccia posteriore dei cesi è accoppiata con un fotodiodo in grado di convertire il debole segnale ottico in un segnale elettrico che poi può essere processato ed analizzato e che contiene l'informazione sulla radiazione misurata. L'accoppiamento con il fotodiodo è realizzato tramite una particolare colla ottica al silicone che limita gli assorbimenti nell'attraversamento dei due mezzi, avendo indice di rifrazione intermedio tra quello del CsI e quello del fotodiodo. Il fotodiodo utilizzato è della serie S3204-05 della ditta Hamamatsu che garantisce rispetto ad un fotomoltiplicatore minori problemi di dissipazione del calore in vuoto, dimensioni più ridotte e maggiore stabilità, anche se l'ampiezza dei segnali risulta minore. I fotodiodi si adattano comunque molto bene allo spettro di emissione dei CsI, come è mostrato in Figura 2.6.

La risoluzione di questi scintillatori viene stimata in laboratorio prima che siano installati

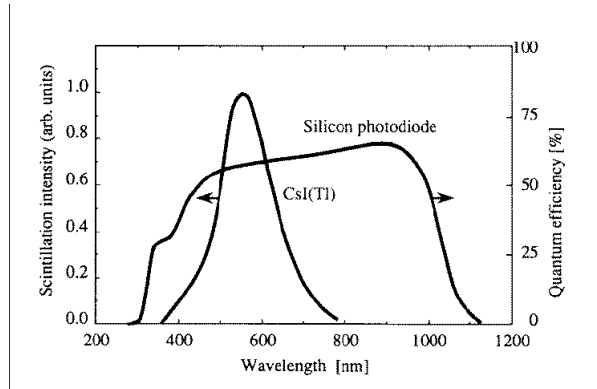


Figura 2.6: Spettro di scintillazione del fotodiode e del CsI(Tl).

nell'apparato GARFIELD, facendo uso di sorgenti radioattive che emettono ad energie note. In particolare viene usata una sorgente di particelle α a 5.48 MeV costituita da ^{241}Am ed una sorgente α tripla costituita da ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm che emettono α di energia rispettivamente di 5.15 MeV, 5.48 MeV e 5.79 MeV. Vengono utilizzate anche sorgenti γ come l'isotopo ^{60}Co , con due righe di emissione a 1,173 MeV e a 1,332 MeV e il radionuclide ^{22}Na con emissione a 1,274 MeV e 0,511 MeV. Dopo aver esposto il cristallo alle sorgenti sopra menzionate, si analizza lo spettro raccolto in uscita che è più o meno disperso attorno ad un valore medio. Sia per la sorgente con picco singolo che per quella con triplo, la larghezza metà altezza (FWHM¹) del picco massimo dello spettro, dà una stima sperimentale del valore di risoluzione del singolo cristallo. I risultati ottenuti sono di circa il 3%. Il motivo della scelta di queste sorgenti radiattive è nella possibilità di testare proprietà differenti: le particelle α di pochi MeV hanno un range di poche decine di micron nel cristallo, quindi sulla risposta a tali particelle contribuisce fortemente la situazione degli strati più superficiali della faccia di ingresso del cristallo, mentre per i γ è molto importante l'uniformità di tutto il cristallo "bulk", potendo essi interagire in diversi punti dello stesso.

I cristalli a CsI(Tl) sono i candidati con le migliori caratteristiche per l'utilizzo nell'ultimo stadio del telescopio $\Delta E - E$ in quanto garantiscono, rispetto ad altri scintillatori, una buona risoluzione in energia, un invecchiamento lento (sono cioè trascurabili i danneggiamenti da radiazione), una scarsa igroscopicità e si prestano facilmente ad essere realizzati in forme e dimensioni tali da adattarsi al meglio alle esigenze dell'apparato. Inoltre, un vantaggio non indifferente dei CsI è il costo molto più basso di quello dei silici. La presenza di due componenti con costanti di decadimento diverse della luce di scintillazione (componente fast, $\tau_f \sim 700$ ns e slow, $\tau_{sS} \sim 2$ μs) e la loro intensità relativa, diversa a seconda del tipo di particella che ha interagito con il rivelatore, permettono l'identificazione di tale particella mediante la tecnica della analisi in forma del segnale (*pulse shape analysis*).

¹ $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2.35\sigma$ dove σ è la deviazione standard.

2.1.2 MSGC detectors

I rivelatori a microstrip sono rivelatori discreti, cioè consistono di una serie di striscie di elettrodi, disposti su una base semiconduttrice o isolante. Ciascun elettrodo funziona come singolo rivelatore e consente pertanto di avere la risoluzione spaziale voluta: le uniche limitazioni risiedono nel numero di striscie deposte e nella larghezza delle striscie stesse (10-60 μm generalmente). I rivelatori discreti hanno una risoluzione spaziale e temporale migliore rispetto ai rivelatori continui ma richiedono un sistema elettronico più complesso dunque costi maggiori.

I due tipi principali di rivelatori a microstrip sono le microstrip al silicio e le MicroStrip Gas Chamber (MSGC), come quelle dell'apparato GARFIELD. Le MSGC riproducono più o meno la struttura delle multiwire chambers (MWPC)². Sono costituite da una sequenza di anodi e catodi su una base isolante. Il miglioramento rispetto alle MWPC sta nel fatto che le tecniche fotolitografiche consentono di avere una spaziatura tra le striscie molto piccola non raggiungibile con i fili perchè essendo questi ultimi liberi di muoversi, subiscono delle deformazioni a causa della attrazione/repulsione elettrostatica dovuta agli alti campi elettrici necessari. Inoltre, poichè anodo e catodo sono molto vicini si riduce il tempo di raccolta degli ioni positivi consentendo al rivelatore di sostenere tassi di conteggio più elevati.

Il principio di funzionamento delle MSGC è semplice: la particella prodotta nella interazione proiettile-bersaglio ionizza il gas contenuto nella camera a deriva. Gli elettroni e gli ioni prodotti derivano in direzioni opposte. In particolare gli elettroni, più mobili degli ioni positivi, derivano perpendicolarmente rispetto al piano delle microstrip verso gli anodi con velocità costante per effetto di un campo elettrico uniforme prodotto da una serie di elettrodi, posti a potenziale opportuno, che costituiscono un partitore resistivo per la camera a deriva. Una volta arrivati in prossimità delle microstrip, considerato l'andamento del campo elettrico nelle immediate vicinanze degli elettrodi a microstrip come $1/r$, si produce una moltiplicazione a valanga degli elettroni che vengono raccolti nelle striscie anodiche, generando così un segnale in uscita proporzionale al numero di elettroni prodotti e dunque all'energia persa dalla particella. La peculiarità di Garfield è che le microstrip non sono usate nel modo appena descritto, ma gli anodi ed i catodi sono tutti collegati insieme in modo da moltiplicare il numero di elettroni. Infatti si vogliono utilizzare come rivelatori a due stadi nel caso che la particella non raggiunga i cesi. Con riferimento alla Figura 2.7, considerato il fatto che le traiettorie degli elettroni sono perpendicolari alle microstrip stesse, si può utilizzare la parte della microstrip denominata 1A (oppure 1B) come rivelatore dell'energia persa nella prima parte della camera (ΔE), mentre la parte denominata 2A (o 2B) può fungere da rivelatore di energia residua. Poichè le particelle sono emesse con un angolo ϕ definito compreso all'interno di un singolo spicchio di una microstrip, la sottodivisione della microstrip in A e B serve proprio a migliorare la risoluzione in ϕ che diventa così di 7.5° . Per quanto riguarda invece la risoluzione in θ , può raggiungere 0.38° se si utilizza l'informazione sul tempo di volo, mentre si assesta su valori molto più alti (circa 15°) nel caso che non si possa utilizzare questa informazione e si sfrutti solamente il fatto che la particella si è fermata su uno dei quattro cesi che costituiscono un settore di GARFIELD.

Grazie all'utilizzo di queste camere a microstrip, risulta possibile avere un unico volume

²La camera a multifili (MWPC) è formata da molti fili paralleli, mantenuti ad alto potenziale positivo, circondati da un catodo. È un rivelatore posizionale in grado di misurare l'energia della particella.

di gas per ogni prima camera e indietro, semplificando così la sua distribuzione all'interno e limitando anche le regioni morte. Ogni microstrip di GARFIELD è di forma trapezoidale, con dimensioni di circa 4 cm per la base maggiore, 1 cm per la base minore e 10 cm di altezza. Si dispongono come detto a formare la base della camera cilindrica. Gli anodi sono larghi $10 \mu\text{m}$ e polarizzati a 430 V, i catodi hanno una larghezza variabile da 190 a $85 \mu\text{m}$ e sono messi a terra. Ad una distanza di 3.7 mm dal piano della microstrip viene posizionata inoltre una

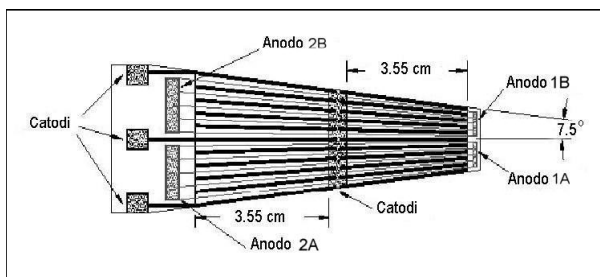


Figura 2.7: Schema di una microstrip di GARFIELD.

griglia, detta griglia di Frisch, che va a delimitare la regione vicina alle microstrip in cui il campo elettrico è circa tre volte maggiore di quello presente nel resto della camera, impedendo che si sviluppino eventuali segnali indotti da ioni pesanti molto ionizzanti ancora prima che inizi la moltiplicazione a valanga della ionizzazione primaria.

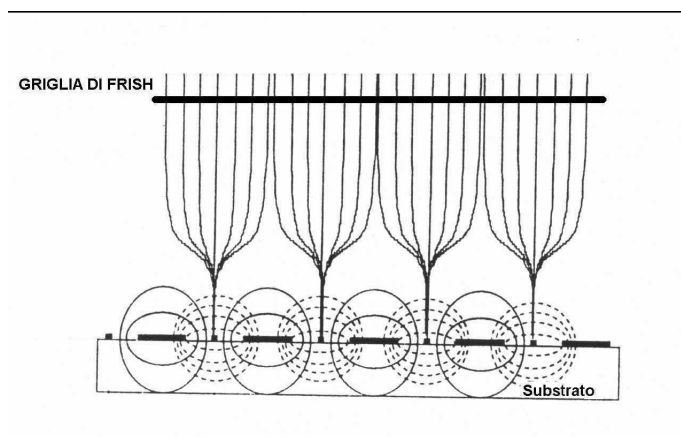


Figura 2.8: Linee di deriva degli elettroni (linee continue) e ioni positivi (linee tratteggiate).

Il gas utilizzato all'interno della camera deve essere tale da consentire un buon funzionamento anche a basse pressioni, per far sì che le particelle più pesanti e meno energetiche riescano comunque a raggiungere i CsI(Tl): per GARFIELD si è scelto di utilizzare il tetra-fluoro-metano (CF_4), il quale avendo un alto potere frenante, permette di mantenere una pressione bassa (tra i 50 e i 70 mbar). Inoltre il CF_4 permette anche un'alta velocità relativa. Infatti

con un campo di $1 \text{ V/cm} \times \text{Torr}$ si raggiungono velocità di $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$. La bassa pressione ha la duplice funzione di permettere alle particelle più pesanti di raggiungere i CsI(Tl) e di non compromettere la tenuta delle finestre di ingresso. E' previsto inoltre che il gas venga fatto fluire continuamente per non lasciare che gli ioni creati si accumulino alterando il campo di deriva o fungendo da trappole per gli elettroni di ionizzazione. Viste le necessità dell'apparato, i segnali raccolti dagli anodi, sono raggruppati in modo da formare quattro zone indipendenti per ogni microstrip, mentre tutti i catodi sono collegati tra di loro e posti a massa.

2.2 PHOSWICH

I rivelatori phoswich sono degli scintillatori a tre strati sviluppati nell'ambito dell'esperimento FIASCO (Florentine Initiative After Superconducting Cyclotron Opening) ai Laboratori Nazionali del Sud (LNS) di Catania. Nella misura in oggetto di studio essi sono utilizzati per la rivelazione e identificazione dei residui di evaporazione del compound nucleus (CN) formatosi nella reazione di fusione tra ioni pesanti e di particelle leggere cariche. Nello specifico si è fatto utilizzo di 32 di tali rivelatori, montati in 4 matrici (3×3) con simmetria cilindrica attorno alla direzione del fascio ad una distanza di circa 163 cm dal portatarget e ad angoli θ compresi tra 3.5° e 13° . I rivelatori sono identificati in base alla loro posizione all'interno delle 4 matrici di sostegno (dette anche box), con una numerazione crescente con la lontananza dal fascio, secondo lo schema di Figura 2.9.

Ciascun rivelatore phoswich, con superficie sensibile di $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$, è costituito da: un sottile strato ($200 \mu\text{m}$) di scintillatore plastico veloce BICRON BC404 (costante di decadimento $\tau=1,8\text{ns}$); uno strato (5mm) di scintillatore plastico lento BC444 ($\tau=180\text{ns}$); un cristallo CsI(Tl) di spessore variabile dai 30 ai 50 mm ($\tau=1\mu\text{s}$). La luce di scintillazione dei 3 strati è raccolta da una guida di luce e convertita in segnale misurabile da un unico fotomoltiplicatore. Uno schema del rivelatore è mostrato in Figura 2.10.

La soglia per l'identificazione in carica dei frammenti rivelati è determinata quindi dallo spessore del primo strato del rivelatore: in questo caso i $200 \mu\text{m}$ dello scintillatore plastico veloce corrispondono ad una soglia di 3.5 MeV/u per particelle cariche e frammenti. Simulazioni della risposta dei rivelatori hanno dimostrato inoltre che, per ottenere una risoluzione sufficiente per l'identificazione in carica dei frammenti di massa intermedia, le inhomogeneità nello spessore del primo strato non possono essere superiori al 5%: data la non disponibilità in commercio di scintillatori così sottili con un tale grado di omogeneità, sono state sviluppate, nell'ambito della Sezione INFN di Firenze, tecniche ad hoc. Per limitare inoltre la possibile perdita di efficienza dovuta a discontinuità nell'indice di rifrazione a causa dell'accoppiamento con colla ottica dei primi due strati sottili si è scelto di utilizzare una tecnica di unione mediante pressa a caldo, il cui risultato è la produzione di quello che sembra un unico strato sottile di scintillatore plastico trasparente.

Il segnale elettrico in uscita dall'anodo del fotomoltiplicatore di ogni phoswich è la somma di tre impulsi, la cui ampiezza relativa è determinata dalla quantità di energia persa dalla particella in ciascuno dei tre strati del rivelatore e il cui andamento temporale è stabilito dalle diverse costanti di decadimento dei materiali scintillanti.

Ancora una volta la forma del segnale sarà diversa a seconda del tipo di particella interagen-

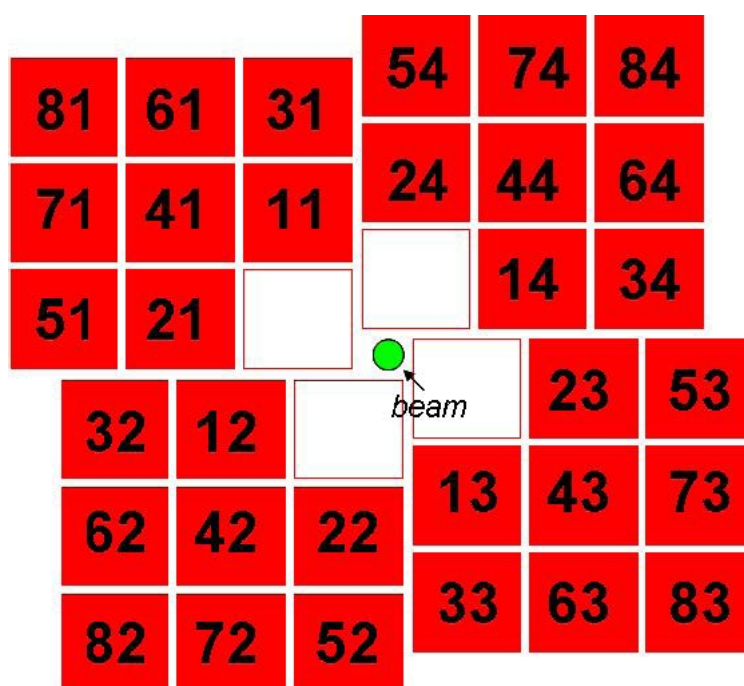


Figura 2.9: Schema di posizionamento geometrico e numeri di identificazione dei 32 rivelatori phoswich, vista dal retro rispetto alla direzione di incidenza del fascio.

te, dando la possibilità di una identificazione mediante *pulse shape analysis*. Le correlazioni tra i segnali in energia associati ai tre strati permettono quindi l'identificazione dei vari prodotti di reazione. Inoltre, come vedremo con maggiore dettaglio in seguito, l'analisi delle correlazioni tra il segnale proporzionale all'energia depositata dai prodotti di reazione nel primo strato del rivelatore e il tempo di volo degli stessi, consente in particolare la discriminazione del residuo di evaporazione del nucleo composto (più lento e meno energetico, arrestato nel primo strato di materiale scintillante) dagli ioni del fascio che hanno subito scattering elastico o inelastico sui nuclei del bersaglio (più veloci e con energie più vicine a quella del fascio stesso, dunque più penetranti).

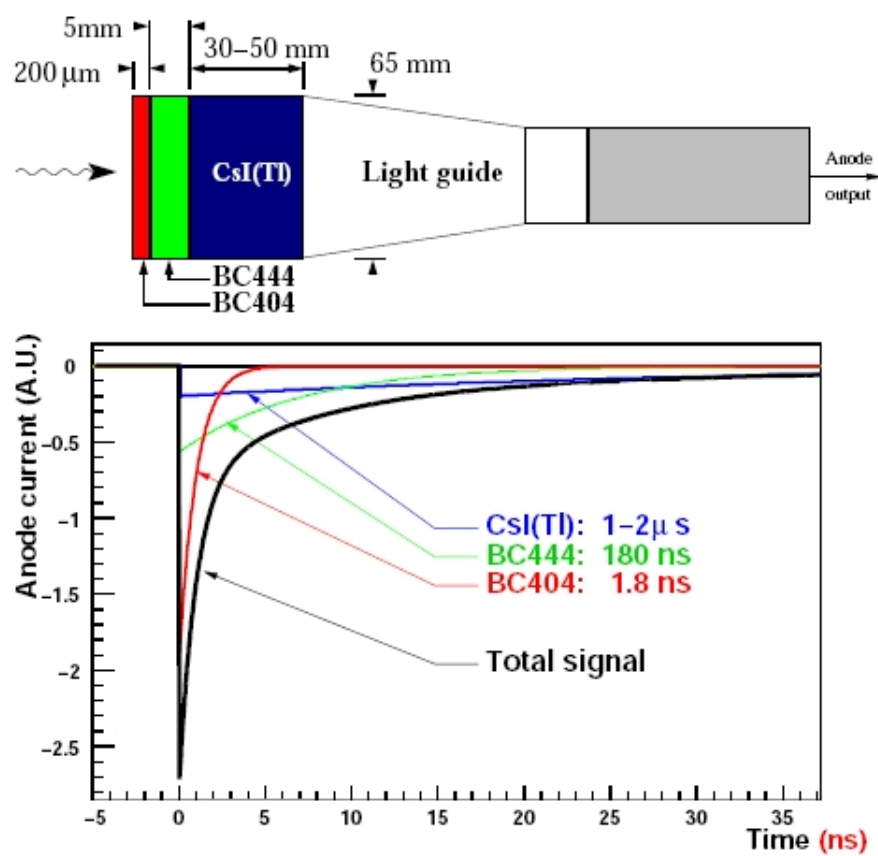


Figura 2.10: In alto: schema di un rivelatore phoswich. In basso: andamento temporale tipico dell'impulso di corrente prodotto all'anodo, con in evidenza i contributi dei tre strati di materiale scintillante.

Capitolo 3

L'esperimento

L'esperimento è stato realizzato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) nel 2009, col fine di misurare il decadimento γ del Dipolo Dinamico (DD) prodotto nelle prime fasi del processo di fusione in reazioni con asimmetria di carica. Il Dipolo Dinamico è un'oscillazione collettiva lungo l'asse di simmetria del sistema dinucleare che si eccita in reazioni di fusione tra ioni pesanti con un'elevata asimmetria di carica. L'esperimento proposto è il seguito di una campagna di misure sperimentali tenutesi nel 2003 in cui fu misurata, oltre alla dipendenza dalla temperatura della larghezza della Risonanza Gigante dipolare (Giant Dipole Resonance), l'intensità del DD nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a energie di fascio pari a 130 e 250 MeV. Questa misura intende misurare l'emissione DD nella regione compresa tra i due punti sperimentali precedenti, dove si è trovato disaccordo tra recenti misure sperimentali e previsioni teoriche. Si è utilizzata quindi, la reazione ^{16}O ($E_{lab} = 192$ MeV) + ^{116}Sn . Nel caso di fusione completa, questa reazione produce il nucleo composto (CN) ^{132}Ce con energia di eccitazione $E^* = 155$ MeV.

In questo capitolo vengono approfonditi alcuni aspetti della misura, dedicando particolare attenzione alla combinazione degli acceleratori utilizzati per ottenere i fasci, al sistema di trigger scelto e alle procedure di regolazione e controllo dei rivelatori di ogni apparato, al setup sperimentale e all'elettronica analogica e digitale utilizzata.

Per la misura si è fatto utilizzo di fascio pulsato di ^{16}O , di intensità pari a 5 nA e risoluzione temporale Δt di circa 1-2 ns. Il fascio è stato generato dalla combinazione degli acceleratori TANDEM XTU e ALPI (Acceleratore Lineare Per Ioni) con periodo di ripetizione pari a 800ns e indirizzato su bersaglio di ^{116}Sn con energia di 192 MeV. Nella seguente tabella sono schematicamente raccolte tutte le informazioni sulla reazione e sul nucleo composto studiato, ottenute mediante il programma PACE4.

REAZIONE	E_{beam}	v_{beam}	CN	E^*_{CN}	v_{CN}^{recoil}
$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	192 MeV	4.8 cm/ns	^{132}Ce	155 MeV	0.58 cm/ns

3.1 Obiettivo della misura

L'esperimento è stato proposto con il fine di misurare il decadimento gamma del Dipolo Dinamico. La misura di questo tipo di emissione di pre-equilibrio è ottenuta comparando gli spettri dei raggi gamma di alta energia misurati in due reazioni di fusione (una simmetrica e una asimmetrica in N/Z) associate allo stesso nucleo composto in condizioni identiche. I dati sperimentali già esistenti riguardanti questo argomento sono abbastanza scarsi e, anche se ne esistono alcuni nella regione di massa $A \approx 132$ non sembrano seguire le predizioni teoriche sull'energia di emissione e l'intensità. Altro obiettivo della misura è quantificare il contributo dell'emissione di particelle cariche di pre-equilibrio. Questo processo gioca un ruolo importante nella dinamica delle reazioni di fusione tra ioni pesanti nei primissimi istanti e determina le caratteristiche della sorgente calda fusa come il suo Z , la sua massa e la sua energia. Le caratteristiche dell'emissione di particelle cariche di pre-equilibrio non sono ancora del tutto chiare. Per esempio, questo meccanismo mostra una dipendenza sia dall'asimmetria in massa del canale d'entrata sia dalla velocità del fascio. L'esperimento intende quindi esplorare più a fondo questo processo e testare la bontà di modelli teorici recentemente sviluppati.

3.2 Setup sperimentale

Per effettuare lo studio proposto di emissione da Dipolo Dinamico è necessario misurare i γ prodotti sia in emissioni di pre-equilibrio che statisticamente. Il set-up consiste principalmente di tre parti:

- rivelazione dei raggi gamma;
- determinazione del residuo di evaporazione;
- rivelazione delle particelle cariche leggere e dei frammenti leggeri.

Per la rivelazione dei gamma di alta energia sono stati utilizzati 8 grandi scintillatori inorganici BaF_2 dell'apparato sperimentale HECTOR (High Energy γ deteCTOR), montati nella regione indietro ($\theta > 90^\circ$) rispetto alla direzione di incidenza del fascio, al posto di una delle due camere di GARFIELD a una distanza di 30 cm dal bersaglio. Essi provvedono alla rivelazione della radiazione gamma di alta energia ($5 < E_\gamma < 30$ MeV). Sono stati usati, inoltre, due gruppi di rivelatori BaF_2 più piccoli, esagonali, chiamati HELENA Detectors. Un gruppo è stato usato come riferimento temporale, l'altro per misurare la molteplicità dei neutroni.

Il residuo di evaporazione è rivelato dai phoswich posizionati a circa 163 cm dal target, che coprono l'intervallo tra i 3.5° e 13° nel sistema di riferimento del laboratorio.

L'apparato GARFIELD rivela invece le particelle cariche leggere (LCP) e i frammenti tra i 30° e 90° .

3.3 L'acceleratore

Il fascio utilizzato nell'esperimento è stato generato dalla combinazione di due acceleratori: un acceleratore elettrostatico TANDEM XTU, usato come iniettore, ed un Linac, ALPI,

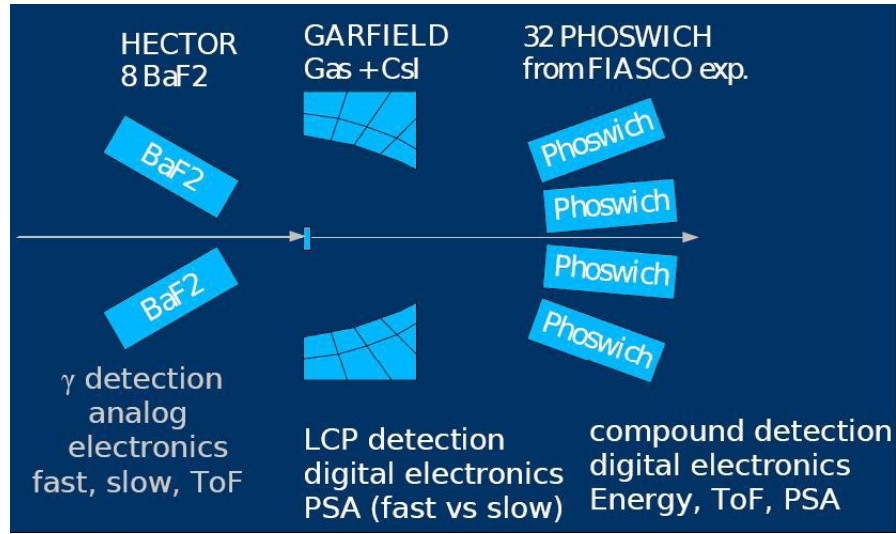


Figura 3.1: Rappresentazione schematica del set-up sperimentale descritto nel capitolo.

usato come post-acceleratore. L'acceleratore TANDEM ha due stadi di accelerazione, con un terminale ad alta tensione. Tra queste due fasi di accelerazione lo stato di carica degli ioni viene modificato: gli ioni negativi (stato di carica -1) prodotti dalla sorgente vengono prima accelerati da un'alta tensione positiva, poi fatti passare attraverso uno o più strati di stripper (generalmente fogli di C) dove perdono alcuni elettroni. Gli ioni positivi così ottenuti vengono infine accelerati da un campo di polarità inversa rispetto al precedente, fino all'uscita. Il TANDEM XTU è caratterizzato da una tensione massima di 14.5 MV, può dunque accelerare gli ioni positivi fino ad un'energia di $14.5 \times (n+1)$ MeV, dove n è lo stato di carica dello ione dopo il passaggio attraverso i fogli di stripper. Il fascio di ioni positivi viene poi iniettato nella serie di cavità risonanti superconduttrici di ALPI: l'energia del fascio aumenta ulteriormente ad ogni passaggio in una delle cavità, fino ad un valore in uscita che può arrivare a $E = (35 \times n)$ MeV per ioni con $A < 130$. Come anticipato nell'introduzione di questo capitolo si è fatto utilizzo di fascio di ^{16}O pulsato, costituito cioè da pacchetti di ioni raggruppati distanti tra loro un intervallo fisso di tempo. Il fascio pulsato si ottiene a partire dal fascio continuo mediante:

- il Buncher, che crea due fronti d'onda ad una distanza temporale fissa, addensando il fascio in corrispondenza della parte lineare di un'onda sinusoidale a 5 MHz. Di qui la possibilità di disporre, presso i LNL, di fasci pulsati con una temporizzazione a multipli di 200 ns;
- il Chopper, che elimina con un deflettore elettrostatico il fascio residuo tra un fronte d'onda e il seguente, che andrebbe a costituire un fondo per la misura.

Il Chopper lascia passare il fascio all'interno di una finestra temporale in cui entra in azione il Buncher, e la loro azione combinata dà il fascio pulsato, costituito da fronti d'onda compatti

e equispaziati. Il fascio così ottenuto viene trasportato mediante un apposito sistema di dipoli e quadrupoli elettromagnetici fino alla sala dei LNL dove è ubicata la camera di scattering di GARFIELD e indirizzato infine sul bersaglio sostenuto dal sistema portabersagli all'interno della camera stessa. Oltre al bersaglio di O è disponibile anche un bersaglio di allumina (Al_2O_3) con un foro di diametro pari a 3 mm: se colpito dal fascio tale materiale si rivela luminescente, il che permette quindi agli operatori che monitorano la situazione grazie alle riprese di una telecamera, di focalizzare accuratamente il fascio prima della sostituzione dell'allumina con il bersaglio su cui si vuole andare a studiare la reazione. Il bersaglio di ^{116}Sn utilizzato per la misura ha spessore pari a $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Di grande importanza in un esperimento in cui la discriminazione dei prodotti di reazione avviene anche in base alla misura del tempo di volo degli stessi (come nel caso della discriminazione tra γ e neutroni nei rivelatori BaF_2) è la risoluzione temporale Δt del fascio pulsato, vale a dire cioè, l'allargamento in tempo dei pacchetti di ioni di cui esso si costituisce. La temporizzazione del fascio è tenuta sotto controllo nell'esperimento mediante un rivelatore plastico veloce posto in avanti ad un angolo di circa 2° sulla direzione di incidenza, in modo da rivelare lo scattering elastico dei nuclei proiettili sui nuclei del bersaglio. Sottraendo evento per evento dal tempo misurato dal rivelatore plastico quello misurato dalla RF si ottiene, a meno di una costante, lo spettro del tempo di volo dei nuclei diffusi elasticamente. Data la ridotta copertura in angolo solido del plastico ($d\Omega \approx 0.018\text{msr}$), il tempo di volo degli ioni diffusi è praticamente costante e, visto che la risoluzione temporale intrinseca di tale rivelatore è piccola ($\approx 100 - 200\text{ps}$), la larghezza dello spettro così ottenuto è data esclusivamente dalla risoluzione del fascio. Tale risoluzione, data dalla FWHM del singolo picco presente nello spettro del tempo di volo, è risultata dell'ordine di 1-2 ns. Dopo aver attraversato il bersaglio il fascio viene raccolto in un pozzo di spegnimento che permette di misurarne l'intensità durante la misura. L'intensità richiesta per il fascio utilizzato è di circa 1-2 pA, dove l'unità di misura dell'intensità di fascio particle-nA è definita come il rapporto tra l'intensità di corrente in nA generata dal fascio di ioni carichi e lo stato di carica degli ioni stessi.

3.4 Elettronica analogica di GARFIELD

Per illustrare l'elettronica di GARFIELD, si prende in considerazione ora solo un settore, in quanto lo schema si ripete identico in tutti gli altri. Gli 8 segnali (4 dei CsI e 4 delle microstrip) sono processati da 8 preamplificatori posti all'interno del volume di gas di ciascun settore, in prossimità dei rivelatori. Tali preamplificatori, dovendo lavorare all'interno della camera, sono progettati in modo da minimizzare la potenza dissipata ed è inoltre previsto un sistema di raffreddamento ad acqua di tutto il contenitore della camera di GARFIELD per mantenere il controllo della temperatura. I segnali raccolti sono poi inviati a moduli di amplificazione esterni alla camera di scattering con 16 canali in ingresso¹. Ognuno di questi genera in uscita tre segnali: due sono lineari, lenti e positivi, l'altro è veloce e negativo. I primi due si differenziano per un fattore diverso di amplificazione. Questa particolare scelta di avere una doppia amplificazione è dovuta al fatto che il range energetico da analizzare è molto

¹ Amplificatori N568 della ditta CAEN, progettati secondo le esigenze del gruppo.

ampio e quindi tramite la doppia amplificazione è possibile ottenere una buona risoluzione energetica sia per piccoli valori di energia (alto guadagno), sia per valori più grandi di energia (basso guadagno); sovrapponendo poi i due spettri, si può ricostruire con buona precisione l'intero range energetico. I due segnali lenti vengono poi inviati ai convertitori analogico-digitale (ADC) per consentire la memorizzazione dei dati. I segnali veloci invece, entrano in un discriminatore a frazione costante. Il segnale logico in uscita da quest'ultimo, nel caso delle microstrip fornisce il segnale di stop dei convertitori temporali-digitali (TDC), mentre nel caso dei CsI(Tl) entra in un OR di tutti i cesi che determina il trigger dell'acquisizione, il gate di accettazione dei ADC e il common start dei TDC, insieme al segnale di radiofrequenza.

3.5 Elettronica digitale

All'interno del gruppo NUCL-EX, presso la sezione di Firenze dell'INFN, è stato sviluppato un sistema di elettronica digitale basato sull'uso di campionatori ADC veloci e ad alta risoluzione e processori DSP (Digital Signal Processor) che consentono di elaborare il segnale ottenendo informazioni dettagliate sulla natura dello stesso. Oltre a mantenere gli alti standard di precisione dell'elettronica analogica, questi moduli forniscono informazioni aggiuntive che possono essere utilizzate in applicazioni di *pulse shape analysis*.

Il sistema è stato realizzato per essere facilmente riconfigurato e aggiornato. I digitalizzatori hanno una struttura modulare: ogni canale è ospitato in una piccola scheda ($140 \times 25 \text{ mm}^2$), inserita in una scheda madre principale nella quale possono risiedere fino a 8 canali. Ognuno

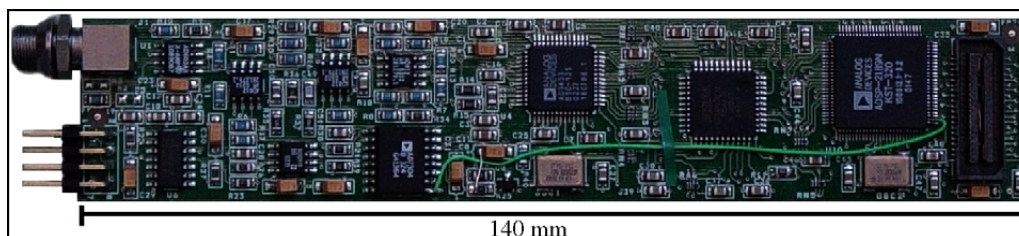


Figura 3.2: Foto di un processore digitale del segnale (DSP).

di questi è dotato di un ADC a 12-bit e 125M campionamenti/s e di un DSP per un'analisi del segnale on-board. I DSP estraggono le informazioni fisicamente rilevanti dal segnale prima di trasferire i dati al sistema di acquisizione per il salvataggio. E' richiesta quindi una certa capacità di memoria e larghezza di banda. Infatti, il trasferimento del segnale completo a una CPU o memoria esterna richiederebbe un sistema di acquisizione troppo ingombrante e complesso specialmente per un apparato con molti canali. Si è comunque mantenuta la possibilità di trasferire al sistema di acquisizione la sequenza digitale completa di ogni evento.

La scheda madre agisce da interfaccia tra il bus locale del segnale e il bus di read-out dell'acquisizione (che può essere sia VME che FAIR²).

²FAIR e' un bus veloce sviluppato per il gruppo dalla Sezione INFN di Napoli.

Il diagramma a blocchi del processo di digitalizzazione può essere scomposto in cinque sezioni:

- ingresso dei dati analogici;
- digitalizzazione mediante un campionatore ADC;
- sezione di immagazzinamento temporaneo dei dati in memoria FIFO (First- In-First-Out);
- sezione di processamento dei dati (DSP);
- sezione di trasferimento dati alla memoria di massa;
- sezione del trigger.

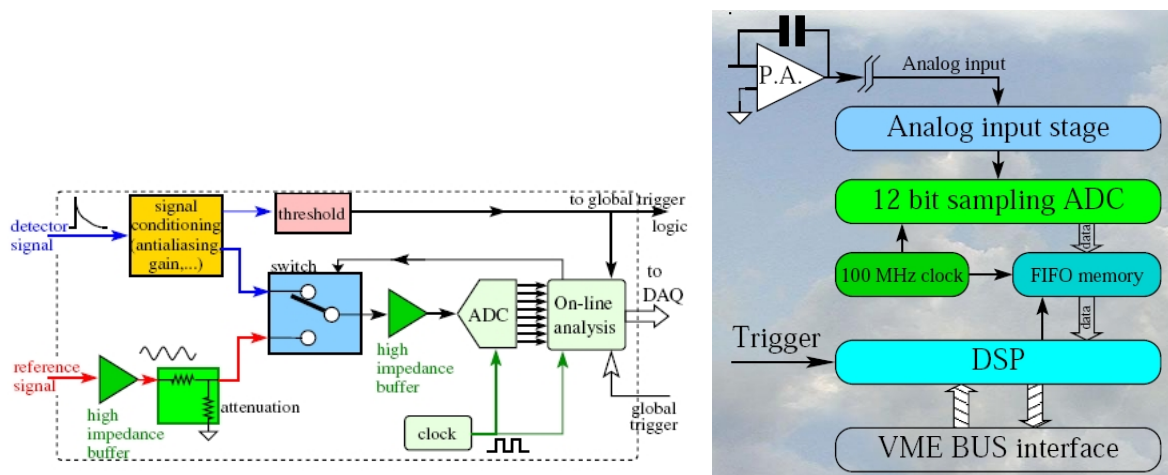


Figura 3.3: Diagrammi a blocchi della catena elettronica utilizzata.

I valori di uscita dell'ADC sono continuamente scritti in una memoria FIFO che immagazzina fino a 8192 campioni ($\approx 64 \mu\text{s}$ a 125M campionamenti/s).

E' sempre necessaria una buona stima del segnale della linea di base (*baseline*): per ottenere questa informazione, deve essere quindi raccolta una parte della baseline antistante il segnale. Infatti i pre-amplificatori forniscono in uscita segnali con un tempo di decadimento molto lungo (circa $500 \mu\text{s}$). Può quindi succedere che un segnale "buono" cada sulla coda di un altro segnale. Le prime locazioni della FIFO si comportano come un buffer circolare. Sono quindi, continuamente riscritte mentre il canale è in attesa di un segnale di trigger. Quando questo arriva, abilita la lettura della memoria FIFO. In questo modo, i primi campioni del segnale memorizzato corrispondono sempre all'intervallo di tempo che precede il trigger, e possono essere usati per calcolare il segnale di baseline.

Il DSP può eseguire fino a 80 milioni di operazioni al secondo. La sua memoria RAM (on-board) è sufficientemente grande (192 kB) per l'immagazzinamento del segnale e l'elaborazione, quindi non è richiesta nessuna memoria esterna. Il DSP legge i dati dalla sua porta I/O,

connessa alla FIFO, e li immagazzina nella sua memoria interna. Il sistema di acquisizione può controllare lo stato del canale accedendo al bus locale della scheda madre.

In un sistema basato sulla rivelazione di eventi il DSP immagazzina i dati digitalizzati nella FIFO. E' il segnale di trigger ad abilitare la lettura dei dati e a far sì che i dati digitalizzati vengano trasferiti nella memoria interna del DSP, che inizia a processarli in attesa di un segnale di validazione dell'evento dal sistema di acquisizione. Nel caso in cui non si abbia la validazione il DSP si riporta nello stato inattivo, in attesa di un nuovo segnale di trigger, altrimenti continua a trasferire informazioni dal FIFO e a processare i dati immagazzinati durante la finestra temporale dell'evento.

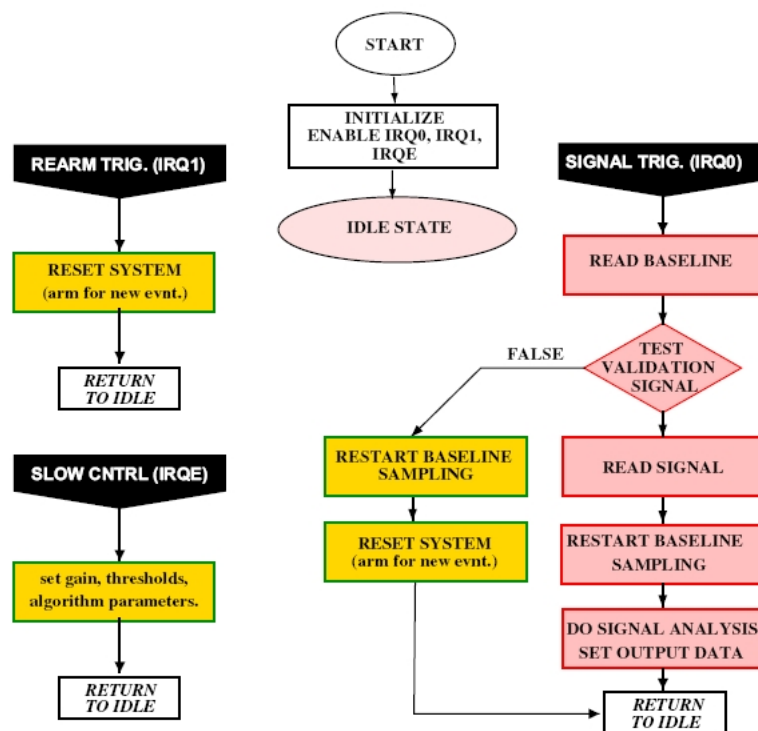


Figura 3.4: Flusso dell'algoritmo di un DSP.

3.5.1 PHOSWICH

Come risulta evidente dai paragrafi precedenti, per l'analisi dei dati ottenuti con gli apparati del set-up sperimentale che stiamo descrivendo si fa largo uso della tecnica di identificazione dei prodotti di reazione mediante *pulse shape analysis*. Il processamento digitale dei segnali è in grado in questo senso di semplificare le catene elettroniche necessarie per ottenere dei risultati con questa tecnica, tanto per i CsI di GARFIELD che per i rivelatori phoswich.

Nella procedura analogica ogni segnale anodico viene portato fuori dalla camera di scattering e mandato come input a uno splitter asimmetrico a 4 vie, di cui uno viene spedito al CFD,

mentre gli altri tre sono mandati a tre QDC chiamate fast, slow e tail, dato che integrano parti differenti del segnale. Come si vede in Figura 3.5, il gate della fast-QDC integra principalmente il segnale del plastico veloce. Il gate della slow-QDC integra principalmente il segnale del plastico lento e la componente fast del CsI(Tl). Il gate della tail-QDC acquisisce la luce della componente slow del CsI(Tl).

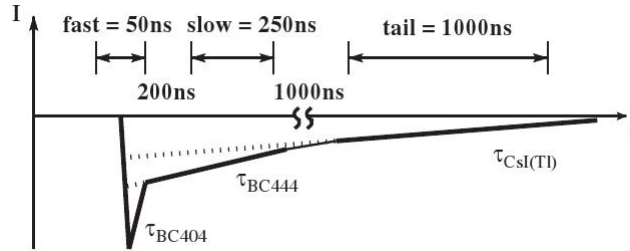


Figura 3.5: Gate di integrazione di un segnale anodico proveniente da un phoswich (l'asse temporale non è in scala).

Come vedremo con maggiore dettaglio nella sezione dedicata all'analisi dei dati sono le correlazioni Fast in funzione di Slow e Slow in funzione di Tail a fornirci la possibilità di effettuare una *particle identification*. La controparte digitale di questa procedura analogica risulta più semplice e fa utilizzo di un solo convertitore AD (anzichè 3 QDC, 3 generatori di gate e tre generatori di delay). Accurati confronti tra le due procedure hanno dimostrato che le performance di identificazione raggiunte sono pari a quelle della procedura analogica nel caso delle correlazioni Fast in funzione di Slow e significativamente migliori per le correlazioni Slow in funzione di Tail. Questo risultato, unito alla maggiore semplicità della catena elettronica digitale rispetto alla analogica, ha spinto alla scelta dell'approccio digitale nel set-up sperimentale in oggetto di studio.

3.5.2 Il tempo di volo digitale

Le informazioni sul segnale che possono essere ottenute dalla trattazione della sua digitalizzazione sono molteplici: in particolare in molti esperimenti di fisica nucleare si ha bisogno di una misura dell'intervallo temporale che intercorre tra l'arrivo delle particelle in due o più rivelatori. Il metodo standard utilizzato in un sistema analogico per il calcolo di questo tempo di volo è basato sull'utilizzo di moduli Time to Analog Converter (TAC) che misurano l'intervallo temporale tra un segnale di START (ad esempio quello proveniente da un modulo TDC) e un segnale di STOP comune a tutti i moduli. Sempre nell'ambito della collaborazione NUCL- EX - FAZIA (Four π A and Z Identification Array) è stata proposta la sostituzione della procedura analogica con una procedura digitale, che fa utilizzo di un nuovo meccanismo di sincronizzazione tra canali di campionamento digitali. L'idea di base di tale meccanismo è la sincronizzazione di tutti i canali di acquisizione digitale mediante un unico segnale analogico di riferimento. Come si può vedere nella rappresentazione schematica di Figura 3.6 tale segnale di riferimento (in questo caso un segnale sinusoidale) viene campionato quando lo switch

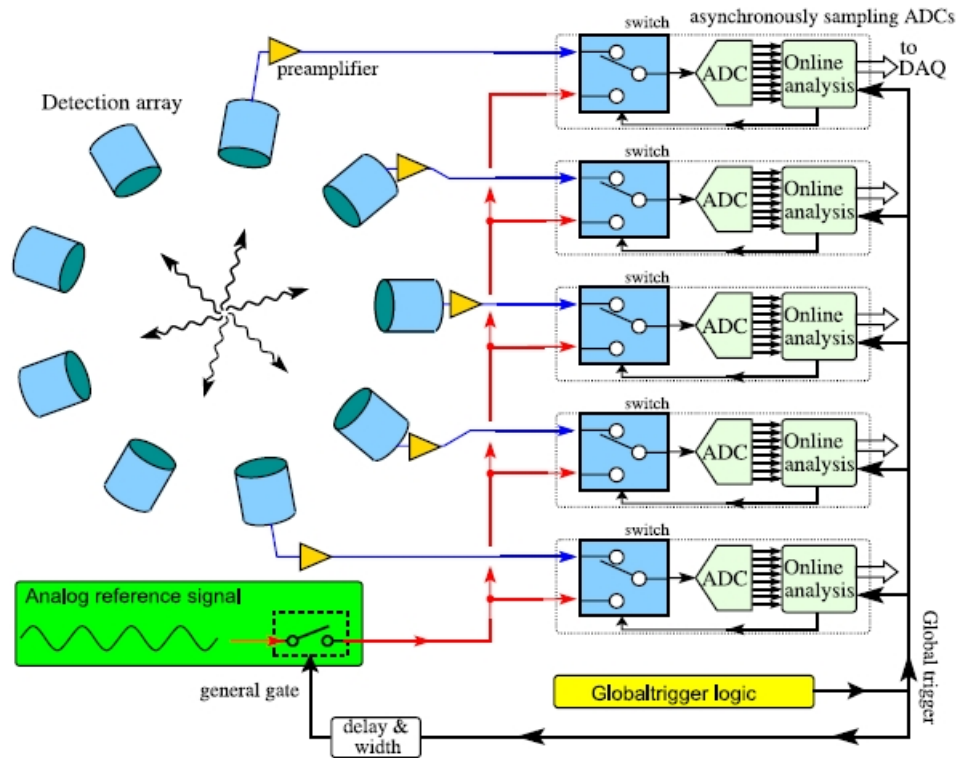


Figura 3.6: Catena elettronica per misure di tempo di volo o coincidenza tra segnali, mediante l'utilizzo di un segnale analogico comune di riferimento.

analogico cambia posizione rispetto alle condizioni normali di acquisizione. Questo accade solo se l'evento viene validato e dopo la decorrenza dell'intervallo di tempo T_{detect} necessario per l'elaborazione del segnale e l'ottenimento di tutte le informazioni desiderate sullo stesso. Con lo switch nella nuova posizione il segnale di riferimento viene campionato per un intervallo di tempo T_{sync} , al termine del quale lo switch torna in posizione standard. Con una soluzione di questo tipo si è certi che il segnale di riferimento non sia in alcun modo alterato dal rumore del rivelatore (e viceversa, dal momento che il segnale di riferimento viene distribuito esclusivamente durante T_{sync} , grazie alla presenza di un general gate guidato dal sistema di trigger) e entrambi i campionamenti sono effettuati con il massimo rapporto segnale - rumore.

Il canale di acquisizione digitale del rivelatore i è caratterizzato inoltre da una propria scala temporale interna, il cui zero $k_i = 0$ viene riportato all'istante t_0^i della scala temporale del segnale di reference. Rispetto alla scala temporale interna di i viene anche stabilito un marchio temporale digitale t_{DCFD}^i per il segnale del rivelatore campionato durante T_{detect} . La sincronizzazione Δt_{i-j} tra i due canali i e j sarà data da:

$$\Delta t_{i-j} = [t_{DCFD}^i + t_0^i] - [t_{DCFD}^j + t_0^j]$$

Nel caso di misure in cui è necessaria una sincronizzazione con l'acceleratore (come la misura

oggetto di questa tesi, che fa utilizzo di fasci pulsati), il metodo descritto viene applicato senza apportare modifiche, campionando in un canale dedicato il segnale di radiofrequenza (RF) dell'acceleratore e ricavandone l'offset temporale rispetto al segnale di riferimento. E con questa procedura che si calcola la variabile tempo di volo associata alle particelle rivelate dai phoswich.

3.6 Il sistema di trigger

Uno degli aspetti fondamentali di ogni esperimento è la selezione degli eventi fisici di interesse, dallo studio dei quali è possibile ricavare le informazioni che costituiscono l'obiettivo stesso della misura. Tale selezione viene effettuata attraverso l'imposizione di condizioni logiche sui segnali provenienti dai diversi apparati che costituiscono nel loro insieme il set-up sperimentale. Tutto ciò si esplica nella scelta di un accurato sistema di trigger. In questo esperimento il processo fisico da selezionare è la formazione del nucleo composto, dato dalla fusione di nucleo proiettile e bersaglio in un sistema all'equilibrio termico. Di fondamentale importanza per la misura qui descritta è dunque la presenza di un residuo di evaporazione (Evaporation Residue o ER) del CN, rivelata dagli scintillatori phoswich, che testimonia appunto l'avvenuta formazione e decadimento del nucleo composto. Ciò che si cerca è quindi la coincidenza di tale segnale con i segnali delle LCP (OR dei rivelatori CsI) di GARFIELD oppure con i segnali dei γ dell'apparato HECTOR. E' inoltre possibile la scelta dei soli OR GARFIELD e OR HECTOR in qualità di trigger inclusivi, rispettivamente per le particelle cariche leggere e per i γ (e, se necessario, con un opportuno fattore di riduzione per limitarne il counting-rate).

Un passaggio necessario per la creazione di trigger di coincidenza efficaci, è l'applicazione di una finestra di accettazione a livello hardware per i rivelatori phoswich. Tali rivelatori infatti, per il posizionamento a piccoli angoli in avanti, sono colpiti da un elevatissimo numero di nuclei proiettili diffusi elasticamente, con counting rate dell'ordine del kHz. La richiesta di coincidenza tra i segnali acquisiti dai phoswich e i segnali di LCP elimina di per sè gran parte degli eventi di scattering elastico, ma non risulta sufficiente per l'eliminazione di eventi spuri, in cui ad esempio si sia acquisito il segnale di un nucleo diffuso elasticamente in un'interazione in coincidenza con le LCP prodotte in una diversa interazione. Se inoltre il trigger di coincidenza fosse generato a partire da un segnale di qualunque ampiezza nei phoswich, l'acquisizione partirebbe anche per eventi con LCP nei phoswich e LCP negli altri rivelatori, senza cioè alcun ER. Per una migliore selezione degli eventi di fusione, sfruttando il trattamento specifico (ossia la sola acquisizione del segnale mediante elettronica digitale) dei 32 canali provenienti dai rivelatori phoswich, si è allora fatto ricorso ad una selezione a single-channel basata su una scheda FPGA (Field Programmable Gate Array). Il segnale dei phoswich utile per il trigger viene quindi accettato solo all'interno di una finestra di ampiezza regolata dalle soglie energetiche low e high, in modo da escludere i segnali di nuclei diffusi elasticamente (molto grandi) e quelli corrispondenti alle particelle leggere (più piccoli), cosicchè tale finestra risulti centrata sui segnali degli ER. Vale a dire, per i diversi tipi di segnali in questione:

elastic > *high threshold*

low threshold < *fused* < *high threshold*

LCP < *low threshold*

E' questo che si intende con l'utilizzo della denominazione OR PHOS FUSED per il segnale di OR dei rivelatori phoswich che viene utilizzato per generare i trigger di coincidenza tra il residuo di evaporazione e le LCP, permettendo, a livello di acquisizione, una prima selezione degli eventi di interesse. In sintesi, ecco l'elenco finale dei trigger di misura disponibili:

- (OR HECTOR) AND (OR PHOS FUSED)
- (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED)
- OR HECTOR
- OR GARFIELD
- OR PHOS FUSED
- (OR HELENA) AND (OR PHOS FUSED)
- PLASTICO
- TIME CALIBRATOR, PULSER

In condizioni standard di misura il main trigger è dato dall'OR dei trigger elencati, ad esclusione dell'ultimo. Tale OR dà il COMMON START al sistema di acquisizione. Lo STOP, per ciascun canale di TDC, è dato dal segnale (con formazione veloce) proveniente dal corrispondente rivelatore oppure, nel caso della RF, dal segnale a onda quadra preso all'uscita di un discriminatore. Via controllo software è possibile abilitare o disabilitare ciascuno dei trigger elencati e stabilire gli eventuali fattori di riduzione ad essi associati.

Il trigger denominato TIME CALIBRATOR, PULSER è quello in corrispondenza del quale si acquisisce utilizzando come sorgente un generatore di impulsi a distanza temporale fissa di 200 ns, in maniera tale da controllare la stabilità della risposta dell'elettronica nel corso della misura e da poter calibrare temporalmente gli spettri di TDC, ricavando la legge di conversione canali - ns per le variabili temporali di interesse.

Il trigger denominato PLASTICO è invece il trigger prodotto dallo scintillatore plastico veloce descritto precedentemente. Tale trigger si apre essenzialmente per ioni diffusi elasticamente sul plastico e consente la misura della dispersione temporale del fascio. Esso può inoltre essere utilizzato come monitor per consentire una determinazione assoluta della sezione d'urto del processo di interesse, previa normalizzazione alla sezione d'urto Rutherford misurata dal plastico.

3.7 Procedure di regolazione e controllo

Operazioni preliminari di regolazione dell'elettronica tradizionale quali la messa a punto delle soglie dei CFD e la determinazione dei piedistalli per i canali di ADC sono di grande importanza per la riuscita della misura. L'opportuna regolazione delle soglie dei CFD permette di evitare che il trigger parta su rumore anzichè sui segnali prodotti da eventi fisici. La determinazione del segnale di piedistallo per gli ADC serve a fare in modo che non si acquisisca del

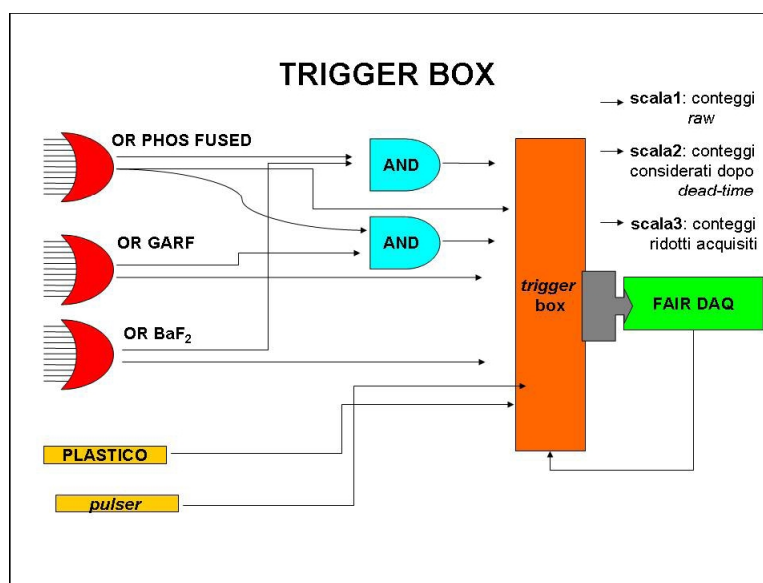


Figura 3.7: Schema del sistema di trigger utilizzato per la misura e descritto nel testo. In figura sono anche elencati i parametri in output relativi ai conteggi: conteggi raw ; conteggi considerati dopo il dead-time dei rivelatori; conteggi ridotti acquisiti.

rumore, evitando così di rallentare l'acquisizione e di aumentare il tempo morto del rivelatore. Nel valore di piedistallo da determinare sperimentalmente per ciascun canale confluiscono l'offset intrinseco del singolo modulo di elettronica e l'offset introdotto dagli amplificatori, che ad esempio nel caso di GARFIELD è diverso per i segnali a basso e alto guadagno. Un'accurata regolazione di queste amplificazioni è inoltre necessaria per garantire che non vadano persi né i segnali di minore né quelli di maggiore ampiezza. Una volta eseguita una misura dei piedistalli con tutta l'elettronica accesa (dunque in condizioni standard di misura), le soglie su ciascun canale di ADC sono state regolate ad un valore il più possibile vicino al canale corrispondente alla fine del picco del piedistallo. Oltre a ciò è necessaria un'accurata regolazione delle tensioni di tutti i rivelatori, così da garantire la stabilità della risposta dell'elettronica durante la misura. Tale stabilità può essere controllata anche grazie alla possibilità di visualizzare on line i dati raccolti. A questo scopo, si è fatto utilizzo di un software sviluppato ad hoc nell'ambito della collaborazione NUCL-EX. Il programma, denominato GARFIELD Monitor, fa utilizzo delle librerie del programma di analisi dati ROOT, sia per la Graphical User Interface (GUI) che per la definizione delle classi di istogrammi 1D e 2D. Il programma rende quindi possibile la visualizzazione di un numero arbitrario di matrici mono- o bidimensionali, con dati sperimentali raw o variabili pre-processate (ad esempio combinazioni di parametri sperimentali o variabili calibrate linearmente al volo, in modo cioè non definitivo). Tutto ciò fa in modo che siano messi più rapidamente in evidenza e di conseguenza risolti eventuali problemi che possono insorgere durante la misura.

3.8 Sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione dati utilizzato in un esperimento di questo tipo deve essere un sistema potente e flessibile, in grado di gestire un elevato numero di parametri. In questo caso si tratta di un sistema appositamente sviluppato per l'apparato GARFIELD nell'ambito del gruppo NUCL-EX dalla sezione di Napoli dell'INFN e recentemente integrato dalla sezione di Firenze per consentire l'inserimento dei moduli di elettronica digitale. Tale sistema è basato su front-end di tipo FAIR (Fast Interface Read-out) e consiste in un BUS di tipo ECL (Emitter-Coupled Logic, standard di logica veloce) dedicato al read-out di apparecchiature modulari. La velocità di trasmissione dei dati sul BUS è di 1.25 Gbit/s e l'architettura di questo sistema è a due livelli:

- a livello inferiore i singoli moduli front-end (ADC, TDC e moduli di elettronica digitale) di uno stesso segmento (appartenenti ad uno stesso crate di alimentazione) comunicano con lo stesso segment controller (SEGC);
- a livello superiore i singoli SEGC comunicano con il system controller (SYSC).

I segment controller permettono in sede di analisi di avere un' identificazione evento per evento del trigger che ha fatto scattare l'acquisizione dello stesso. Ciò è reso possibile dalla definizione e successiva memorizzazione per ciascun evento di una variabile logica di trigger: tali variabili hanno valore pari ad 1 nel caso in cui l'evento corrispondente sia stato acquisito con il trigger di misura che esse rappresentano, pari a 0 altrimenti. Ricordiamo che in condizioni standard di misura il main trigger dell'esperimento è dato dall'OR dei trigger elencati nel paragrafo 3.6. Tutte le operazioni del sistema di acquisizione sono gestite a basso livello senza la necessità di protocolli software, utilizzando una procedura di autoconfigurazione che è in grado di riconoscere automaticamente il modulo interrogato e la sua posizione nel sistema tramite l'assegnazione di un virtual station number (VSN). La scrittura dei dati è stata effettuata direttamente su disco rigido. Per ogni evento sono quindi registrati tutti i segnali acquisiti dagli apparati dell'intero set-up sperimentale più altri parametri utili alla calibrazione o all'analisi off-line, nella fattispecie:

- segnali dai rivelatori dell'apparato GARFIELD: segnali ad alto e basso guadagno per ciascuno dei 192 rivelatori CsI e ciascuna delle 96 microstrip, più un segnale di tempo per ciascuna microstrip. A questi vanno ad aggiungersi per ogni CsI le due integrazioni della componente lenta e veloce del segnale e altri 5 parametri digitali (baseline, valore massimo del segnale, posizione del massimo e t_{cfd}) per un totale di $(8 \times 192) + (3 \times 96) = 1824$ parametri;
- segnali dagli 8 BaF₂ di HECTOR: 3 segnali per ciascuno scintillatore, due corrispondenti all'integrazione della componente rapida e lenta del segnale di ciascuno più un segnale di tempo per ogni rivelatore, per un totale di $3 \times 8 = 24$ parametri;
- segnali dagli X BaF₂ di HELENA 3 segnali per ciascuno scintillatore, due corrispondenti all'integrazione della componente rapida e lenta del segnale di ciascuno più un segnale di tempo per ogni rivelatore, per un totale di 6 parametri;

- segnali dai rivelatori phoswich: per ciascuno dei 32 rivelatori si registrano le tre variabili energetiche Fast, Slow e Tail, le variabili temporali t_{ref} e t_{CFD} utilizzate per il calcolo del tempo di volo, tre parametri digitali (baseline, valore massimo del segnale e posizione temporale del massimo) più una variabile tempo di volo che si ottiene da una calibrazione al volo ed è utilizzata solo a fini di controllo durante la misura, ma non per l'analisi successiva. Il totale dei parametri ammonta dunque a $9 \times 32 = 288$;
- 2 segnali di tempo della RF dell'acceleratore (tra i quali il segnale precedentemente indicato come t_{RF}) e un segnale di tempo dallo scintillatore plastico veloce per il controllo della risoluzione temporale del fascio, per un totale di altri 3 segnali;
- 8 variabili logiche di trigger.

Il totale complessivo dei parametri gestiti dal sistema di acquisizione che possono essere registrati al massimo per ogni evento è quindi circa 2400. E' evidente che la numerosità di tali parametri deriva sia dalla scelta di una rivelazione a 4π dei prodotti di reazione che dall'utilizzo combinato di elettronica analogica e digitale. Gli sforzi computazionali necessari a sostenere tali scelte sono pienamente ripagati dalle potenzialità dell'analisi dei dati così raccolti: avendo a disposizione l'intero set di variabili per ogni evento è infatti possibile ottenere una completa ricostruzione fisica dello stesso.

Capitolo 4

Calibrazioni e Analisi dati

4.1 Analisi dei rivelatori phoswich

Le variabili che si possono ottenere dai dati raw acquisiti mediante i rivelatori phoswich sono le tre variabili energetiche Fast, Slow e Tail (si veda il paragrafo 3.5.1) e, tramite la procedura di calcolo e calibrazione, la variabile temporale tof (*time of flight*) dei prodotti di reazione. I diversi tipi di prodotti di reazione in corrispondenza dei quali si ha un segnale nei phoswich sono legati ai diversi possibili meccanismi di reazione. I meccanismi più probabili sono:

- scattering elastico del nucleo proiettile che viene deflesso subendo una piccola perdita di energia e rivelato dai phoswich. In corrispondenza di questo tipo di eventi la variabile Fast ha valore alto e la variabile tof coincide con l'intervallo di tempo necessario a percorrere la distanza di separazione tra il bersaglio e la parete dei phoswich ad una velocità pari all'incirca a quella del fascio. Il nucleo diffuso, dopo aver perso gran parte della propria energia nel primo strato del rivelatore phoswich, è in grado di penetrare fino al secondo, dove viene generalmente arrestato. Si ha dunque un basso valore per la variabile energetica Slow e un valore nullo (nel nostro caso, per tutti i segnali, è stato arbitrariamente sommato un valore fisso di 500 canali: un segnale nullo corrisponde quindi al valore 500) per Tail;
- scattering inelastico del nucleo proiettile, con perdita di energia e possibile trasferimento di nucleoni al nucleo bersaglio. Il nucleo deflesso viene rivelato in un intervallo di energie inferiori all'energia del fascio e, a causa dell'energia persa, è più lento e raggiunge i rivelatori dopo intervalli di tempo maggiori del tempo di volo degli eventi di scattering elastico. In questo caso però, tenuto conto delle energie moderatamente basse dei nuclei proiettili, non ci si aspetta a priori un contributo significativo di processi di diffusione inelastica. Una prova a sostegno di tale affermazione viene dalla definizione dell'angolo di grazing θ_{gr} : in una interazione di tipo proiettile - bersaglio tale angolo è definito come l'angolo al di sotto del quale la sezione d'urto dei processi nucleari diventa competitiva con quella di scattering elastico del proiettile. E dunque con una distribuzione angolare centrata sul valore di θ_{gr} che dovrebbero essere principalmente rivelati i nuclei diffusi

inelasticamente. All'energia della reazione in questione il programma di simulazione LISE++ fornisce valori dell'angolo di grazing pari a $\theta_{gr} = 18.5^\circ$ nel sistema del laboratorio. La probabilità di rivelare nuclei diffusi inelasticamente nella regione di copertura angolare dei rivelatori phoswich ($\theta = 3.5^\circ - 13^\circ$) è dunque molto bassa;

- reazioni di fusione, che portano alla formazione del nucleo composto con velocità elencate nella tabella introduttiva del capitolo 3. Il CN all'equilibrio termico decade statisticamente nell'intervallo temporale che va dalla sua formazione al suo arresto nel primo strato di un rivelatore phoswich. Si parla in questo senso di canale di fusione - evaporazione della reazione. Le sezioni d'urto totali di fusione, calcolate con il programma PACE4, sono: $\sigma_{fusion} = 1584$ mb che corrisponde a una probabilità di 1.4×10^{-6} . Il decadimento statistico del nucleo composto che si forma nella reazione può avvenire in una fase iniziale tramite emissione di gamma di GDR e di neutroni, per poi proseguire prevalentemente tramite emissione di gamma di energia inferiore. Nella cascata di decadimento del nucleo composto è inoltre possibile l'emissione di protoni e particelle alfa, anche se con probabilità inferiore rispetto all'emissione di neutroni per la necessità di superare la barriera coulombiana. Infine i phoswich sono raggiunti dal residuo di tale evaporazione, che è comunque un nucleo pesante e lento, il cui segnale sarà caratterizzato da bassi valori per Fast e un tempo di volo ancora maggiore. I raggi gamma di bassa energia (e i neutroni) che raggiungono i rivelatori phoswich sono caratterizzati in quanto neutri da un'alta capacità di penetrazione che li porta a perdere energia fin nell'ultimo strato dei rivelatori, il che implica valori non nulli per le due variabili Slow e Tail. Le LCP sono anch'esse caratterizzate da una maggiore capacità di penetrazione rispetto al residuo e possono, a seconda dell'energia con cui vengono emesse, essere arrestate nel secondo strato del rivelatore o penetrare fin nell'ultimo. Dal momento della loro emissione i prodotti di reazione leggeri (e soprattutto i gamma) viaggiano inoltre con velocità maggiori del CN stesso, così da essere rivelati a tempo di volo minori del tempo di volo caratteristico del residuo;
- reazioni di fusione con successiva fissione del CN (si parla in questo senso di canale di fusione - fissione della reazione). Anche in questo caso si tratta di un processo il cui contributo diventa significativo solo ad energie maggiori di quella in gioco nella reazione qui studiata e per alti valori del momento angolare nel canale d'ingresso della reazione nucleare. Le probabilità di decadimento dei CN tramite fissione calcolate con PACE4 si mantengono su valori molto bassi e possibili segnali di frammenti di fissione nei rivelatori phoswich sembrano essere effettivamente assenti.

L'analisi delle correlazioni tra le diverse variabili (Fast vs tof, Fast vs Slow, Slow vs Tail) permette di selezionare i possibili eventi in cui ci sia stata emissione di particelle di pre-equilibrio e di associare i segnali registrati dai phoswich ai prodotti di reazione che sono stati rivelati, fornendo in questo modo una possibilità per identificare il tipo di evento. Evento per evento inoltre, si va ad incrementare nei codici di lettura dei dati una variabile contatore ogniquale volta siano state registrate le due variabili Fast e tof : così facendo il valore di tale variabile al termine del processamento di tutto l'evento rappresenta la molteplicità dei rivelatori phoswich che hanno dato un segnale relativo a quello stesso singolo evento, cioè il numero di phoswich che

hanno rivelato un prodotto di reazione. In particolare, in condizioni ottimali di funzionamento dei rivelatori e dell'acquisizione, ci si aspetterebbe che gli eventi di fusione da selezionare per lo studio del pre-equilibrio fossero caratterizzati al massimo da una molteplicità di rivelatori che hanno dato segnale pari a 2: per la ridotta copertura angolare dei phoswich possiamo avere infatti eventi in cui il solo segnale è quello dell'ER e eventi in cui oltre a questo, si ha al massimo un altro segnale aggiuntivo di un gamma o di una particella leggera proveniente dal decadimento del CN. Per ogni run di misura sono 32 i possibili spettri, uno per ogni singolo rivelatore phoswich. Dal momento che le soglie programmabili e le amplificazioni dei rivelatori non sono uguali tra loro non è possibile sommare banalmente le matrici dei segnali di rivelatori diversi, neanche laddove sarebbe stato lecito per l'invarianza dei meccanismi di reazione in funzione ad esempio della coordinata angolare ϕ di posizionamento del rivelatore. La diversità dei parametri di funzionamento stabiliti per ciascun phoswich implica la necessità di una particolare attenzione nell'analisi: devono essere disegnati tagli grafici per ogni matrice e per ogni singolo rivelatore. In condizioni di stabilità dei parametri dei phoswich nell'arco dell'intero esperimento è invece possibile sommare gli spettri su tutta la durata dell'acquisizione, così da avere la maggiore statistica possibile. Nel caso dei rivelatori che mostrano una variazione della propria risposta nell'arco della misura sono necessari particolari accorgimenti: in un primo momento si può scegliere di procedere all'esclusione dall'analisi dei segnali da essi acquisiti, per poi recuperare la statistica così persa con un'analisi sui soli run di acquisizione in cui essi hanno mostrato una risposta stabile.

4.1.1 Le matrici Energia - Tempo di volo dei phoswich

Una matrice bidimensionale caratteristica Fast vs tof è mostrata in Figura 4.1. Dalla precedente descrizione dei meccanismi di reazione e di ciò che viene conseguentemente rivelato dai phoswich e in base alle informazioni riportate nel precedente paragrafo si intuisce quale possa essere l'interpretazione di due dei principali raggruppamenti di eventi che si evidenziano nella Figura 4.1:

- l'addensamento in corrispondenza del massimo valore di Fast è l'insieme dei segnali dovuti alla rivelazione dei nuclei proiettile che hanno subito scattering elastico sui nuclei del bersaglio;
- il bump a valori di Fast vicini all'offset e a tempi di volo maggiori rispetto a quello associato ai segnali dei nuclei diffusi elasticamente corrisponde alla rivelazione dei residui di evaporazione.

Meno immediata è invece l'interpretazione dei segnali raccolti nella parte di energie e tempi di volo intermedi che collega questi due addensamenti: questa zona dello spettro Fast vs tof sarebbe quella in cui si andrebbero a collocare i segnali di nuclei diffusi inelasticamente, il cui contributo dovrebbe essere però minoritario per le motivazioni esposte in precedenza. L'elevata statistica raccolta in tale zona suggerisce il concorrere di fenomeni di altro tipo, come ad esempio il possibile scattering elastico di nuclei proiettili degradati in energia a causa di interazioni non col bersaglio ma con materiale di vario tipo all'interno della camera (*slit scattering*). Per ottenere un'identificazione dei segnali nelle altre zone presenti nello spettro sarà necessaria

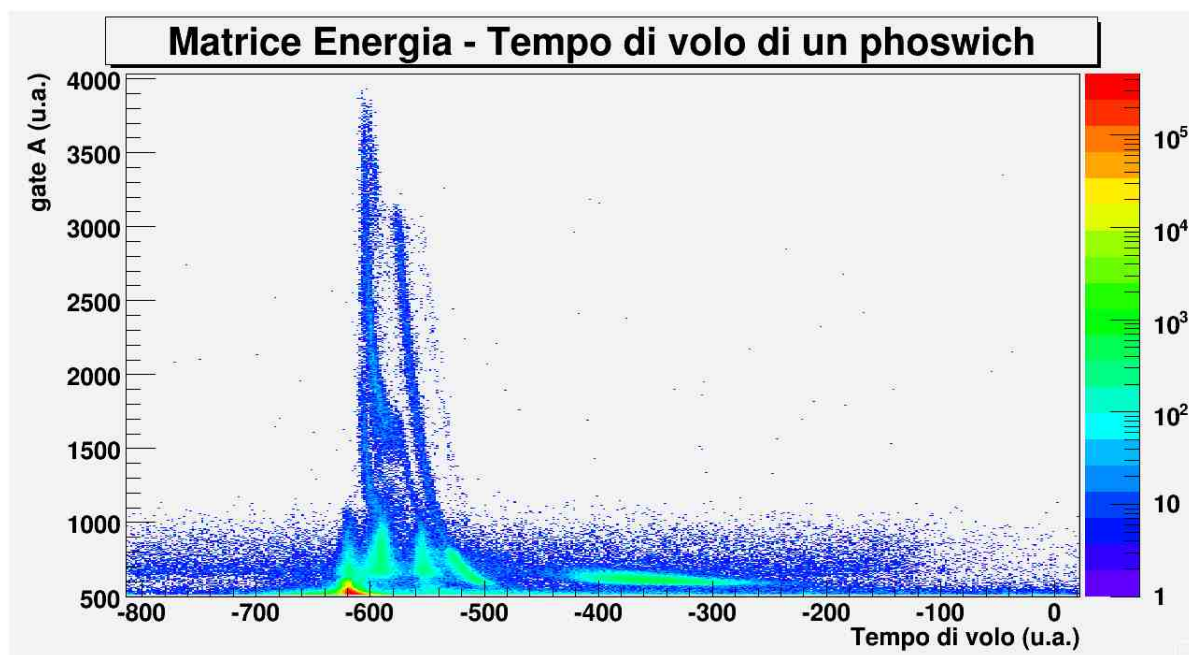


Figura 4.1: Esempio di matrice Fast - Tof dei phoswich

invece un'analisi delle correlazioni tra le variabili energetiche fornite dai rivelatori. Ovviamente è necessario accertarsi della correttezza di queste prime interpretazioni con dei test specifici, ponendo particolare riguardo all'individuazione dei segnali dei residui di evaporazione. Una prima possibilità è quella di andare a selezionare tra i segnali presenti in uno spettro quali sono quelli acquisiti in corrispondenza di un particolare trigger di misura: come già osservato, tale ricostruzione off-line di quale trigger abbia fatto scattare l'acquisizione in corrispondenza di un dato evento è resa possibile dalla definizione, per ogni singolo evento, di una variabile logica per ciascun trigger di misura. Ci si aspetta dunque che chiedendo nel codice di lettura dei dati l'uguaglianza ad 1 della variabile logica associata al trigger (OR GARFIELD) AND (OR PHOS FUSED) si selezionino nello spettro Fast vs tof tutti quegli eventi in cui siano stati registrati in coincidenza un segnale nell'apparato GARFIELD e un segnale nei phoswich all'interno della finestra di accettazione definita a livello hardware per i segnali dei residui di evaporazione (cfr. paragrafo 3.6). Ovviamente, la richiesta di coincidenza va a diminuire notevolmente la statistica dei dati raccolti: l'efficienza globale di rivelazione di un evento in coincidenza è infatti data dal prodotto delle efficienze di rivelazione dei singoli apparati.

4.1.2 Selezione del residuo di evaporazione

Portata a termine l'identificazione dei segnali negli spettri energia in funzione del tempo di volo è necessario selezionare gli eventi con presenza di ER. Avendo già valutato che è impossibile sommare banalmente gli spettri di rivelatori diversi si procede col disegno di 32 tagli grafici differenti sui segnali dei residui di evaporazione negli spettri Fast vs tof (Figura 4.2).

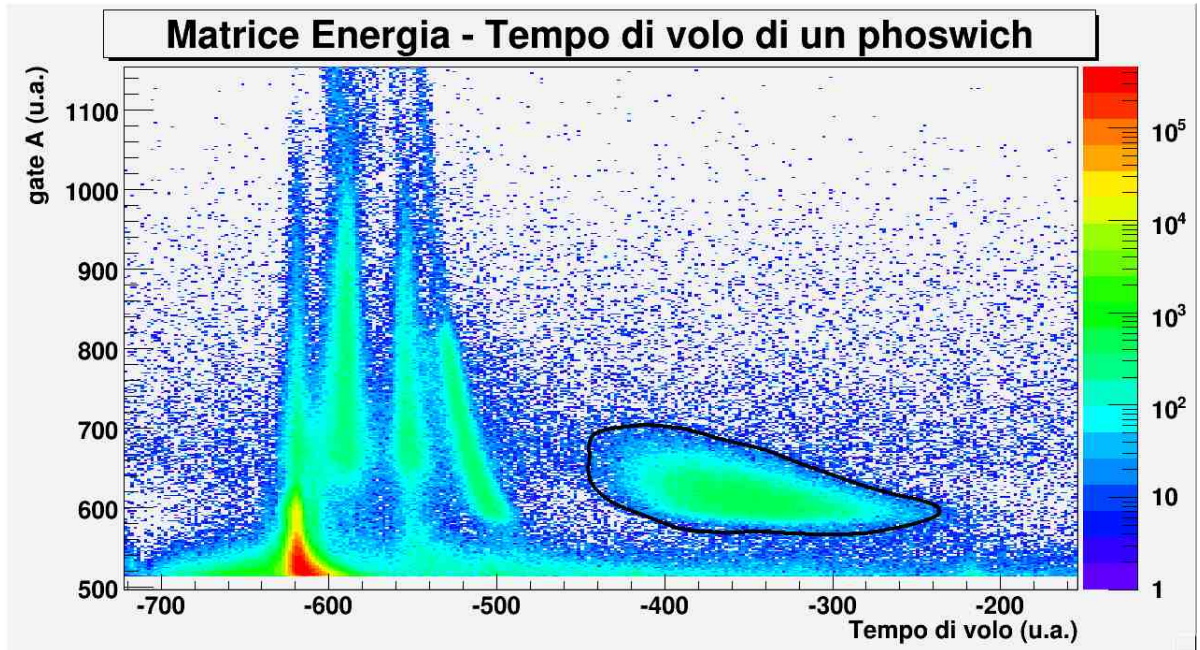


Figura 4.2: Zoom della matrice Fast - Tof dei phoswich, in nero è disegnato il cut grafico utilizzato.

4.2 Gli spettri di GARFIELD

4.2.1 Le matrici Fast - Slow dei cesi

Come accennato nel Capitolo 2, per rivelare le particelle prodotte durante l'esperimento si utilizzano i rivelatori posti in sequenza che misurano la perdita di energia e l'energia residua delle particelle cariche emesse (tecnica $\Delta E - E$), che permettono di identificare la carica e , in alcuni casi, la massa delle particelle. Per gli ioni più leggeri si può compiere una identificazione in massa e carica prendendo in esame i rivelatori allo ioduro di Cesio ed in particolare l'uscita di luce del fotodiodo. Per quanto riguarda la camera di GARFIELD la tecnica $\Delta E - E$ permette infatti di identificare solo in carica. L'identificazione con questo metodo risulta difficile per gli isotopi con bassi Z perchè la perdita di energia è sempre minore tanto più grande è l'energia totale dello ione. Risulta quindi spesso essenziale identificare lo ione solo con il segnale ricavato dal CsI. Con i segnali acquisiti dai rivelatori a scintillazione di GARFIELD vengono costruiti spettri bidimensionali (vedi Figura 4.3), i quali rappresentano il punto di partenza di una qualsivoglia procedura di identificazione. In figura 4.3 è rappresentata una matrice fast-slow nella quale si possono osservare chiaramente diverse "linee" corrispondenti alle diverse specie di particelle cariche leggere. I frammenti leggeri emessi nelle reazioni descritte nel capitolo 3 e osservabili in figura 4.3 sono: p (protoni), d (deutoni), t (trizi), alpha (elio con $A=4$). Come si nota dalla figura 4.3 è stato introdotto un *offset* di 500 canali in X e in Y per avere una migliore visualizzazione, a bassi canali, della matrice fast-slow.

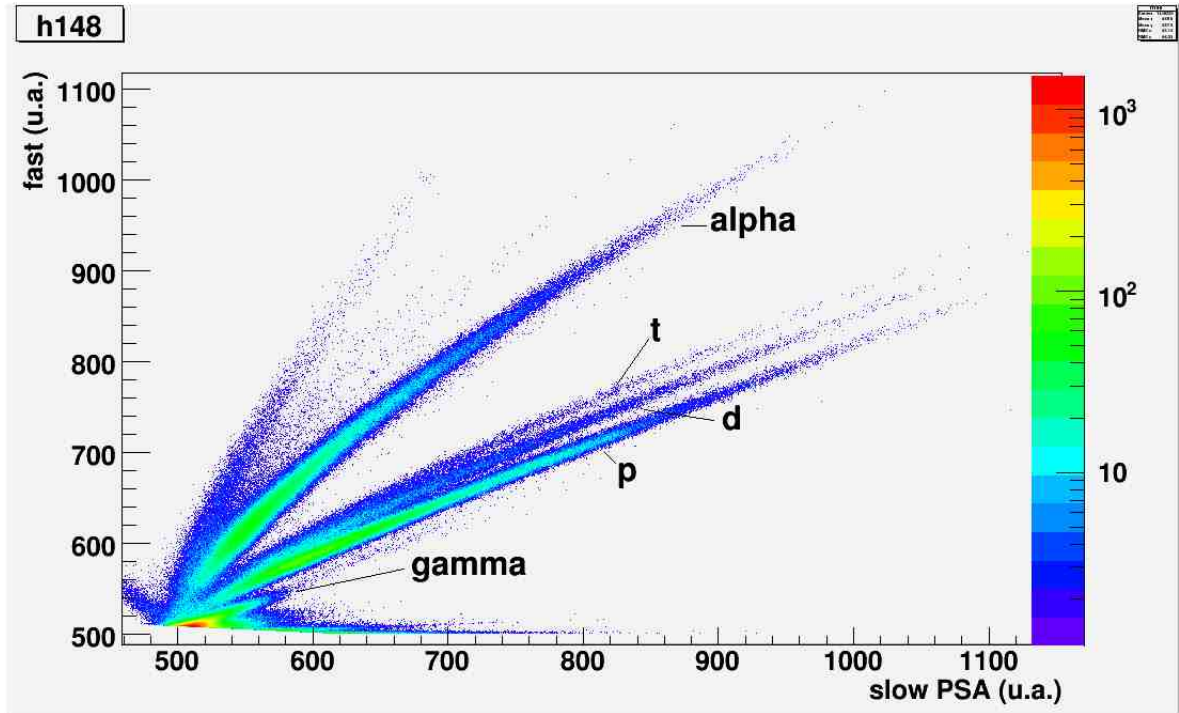


Figura 4.3: Esempio di matrice

Prima di iniziare la procedura automatica di identificazione occorre eseguire uno studio preliminare sulle matrici fast-slow per determinare le specie nucleari coinvolte e soprattutto stabilire quali di esse possano essere distinte in carica e massa e quali solo in carica. Risulta fondamentale determinare una equazione che descriva l'andamento della componente fast in funzione della slow o viceversa.

Il segnale in uscita dal fotodiodo collegato allo scintillatore può essere espresso come la somma di due funzioni esponenziali dipendenti dal tempo:

$$L(t) = \frac{L_s}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} + \frac{L_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} \quad (4.1)$$

dove τ_s e τ_f sono le costanti di decadimento lento e rapido.

Nell'ambito di problemi legati alla calibrazione in energia dei vari rivelatori, in letteratura si procede spesso mettendo in relazione l'uscita di luce totale (L) con l'energia (E), tramite una legge di potenza del tipo:

$$L(E, Z, A) = a_1(Z, A)E^{a_2(Z)}. \quad (4.2)$$

Come si osserva l'uscita di luce dipende dall'energia, dal numero atomico (Z) e di massa (A) dello ione, mentre a_1 e a_2 sono parametri liberi, che mostrano una dipendenza regolare da Z . La dipendenza dal numero di massa (A) del parametro a_1 è generalmente scritta come:

$$a_1(Z, A) = a_1(Z) [1 + k(Z - A/2)], \quad (4.3)$$

mentre il parametro a_2 risulta dipendente solo dal numero atomico e assume diversi valori a seconda dei materiali usati negli scintillatori.

Si osserva (Figura 4.3) che anche tra il segnale Fast e il segnale Slow c'è una relazione che viene bene approssimata da una legge di potenza.

Si è quindi utilizzato la relazione 4.2, per scrivere una funzione analitica che conenga una legge di potenza per discriminare gli isotopi.

L'equazione analitica è stata ottenuta empiricamente e quindi non vi sono relazioni che colleghino, ad esempio, la componente slow all'uscita di luce totale o la componente fast all'energia. Questo implica che le relazioni precedenti possono venire utilizzate solo per la identificazione (A,Z) ma non per ricostruire l'energia dei prodotti di reazione.

Procedura di identificazione

Negli ultimi anni, anche in fisica nucleare, gli apparati sperimentali utilizzati sono caratterizzati da una alta granularità, la quale ha portato all'aumento del numero di rivelatori; conseguentemente il tempo necessario alla calibrazione di quest'ultimi, da parte degli utenti, risulta sempre maggiore se si chiede che ogni singolo rivelatore venga calibrato "manualmente" anche più volte, visto che per diversi motivi, come ad esempio l'invecchiamento da radiazione o la modifica di alcuni parametri associati all'elettronica, il comportamento del rivelatore può variare nel tempo.

Per questo è nata l'idea di sviluppare una procedura alternativa il più possibile automatica per l'identificazione in carica e massa delle particelle leggere, lasciando all'utente la fase di controllo su ogni singolo rivelatore, e la possibilità di intervenire attraverso una calibrazione "standard" laddove si ritiene necessario. Questa nuova procedura è stata sviluppata presso il gruppo di Fisica Nucleare dell'Università di Bologna ed è stata implementata grazie al software ROOT il quale dispone già di numerosi metodi per visualizzare e analizzare i dati. Questa procedura è basata sul tracciamento automatico delle creste dei "rami" delle particelle leggere cariche, grazie alle funzioni di ROOT. Il primo step è la determinazione di un campione rappresentativo di punti lungo le varie creste. Grazie alla struttura delle creste degli isotopi, che possono essere considerate come distribuzioni gaussiane monodimensionali successive, si possono utilizzare metodi appositi per la ricerca dei picchi prima sull'asse X, poi sull'asse Y (Figura 4.4). Un picco osservato sulla proiezione Y diventa un punto rappresentativo della cresta se è anche il picco della proiezione X (Figura 4.5). A questo punto, i punti che cadono sullo stessa cresta devono essere connessi ed etichettati. Per fare la connessione si usano metodi di *tracking*, ovvero di *pattern recognition*. È importante, ora, trovare una curva che *fitti* i punti campionati con una sola funzione analitica, in grado di generare la curva di ogni isotopo. Per costruire una funzione empirica ma analitica, si parte dalla considerazione che tra la *total light output* (chiamata anche *slow*) e l'energia esiste una legge di potenza. In questo caso, grazie alla quasi-linearità tra componente *fast* e *slow*, ci si aspetta che anche la *fast* segua una legge di potenza in funzione dell'energia. A ciò segue inoltre che esiste una legge di potenza che lega tra loro le componenti

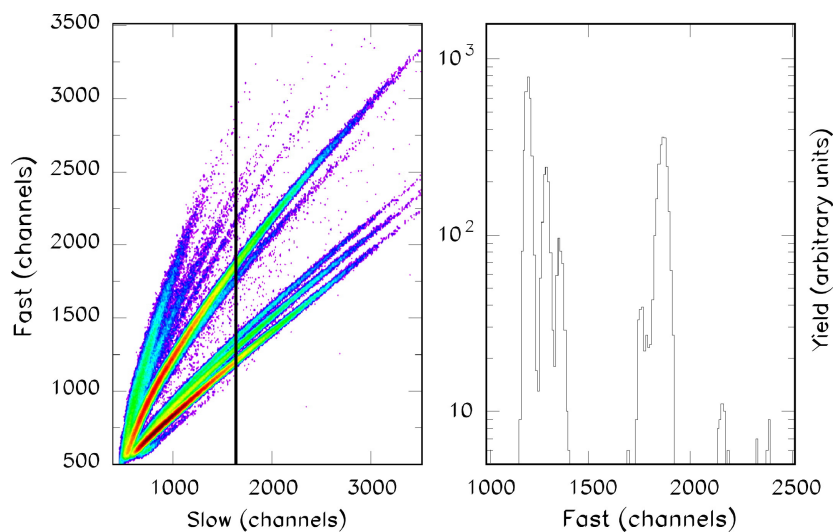


Figura 4.4: Grafico bidimensionale fast-slow (sinistra) e la proiezione Y sulla componente fast (destra) della stretta finestra disegnata nel pannello di sinistra.

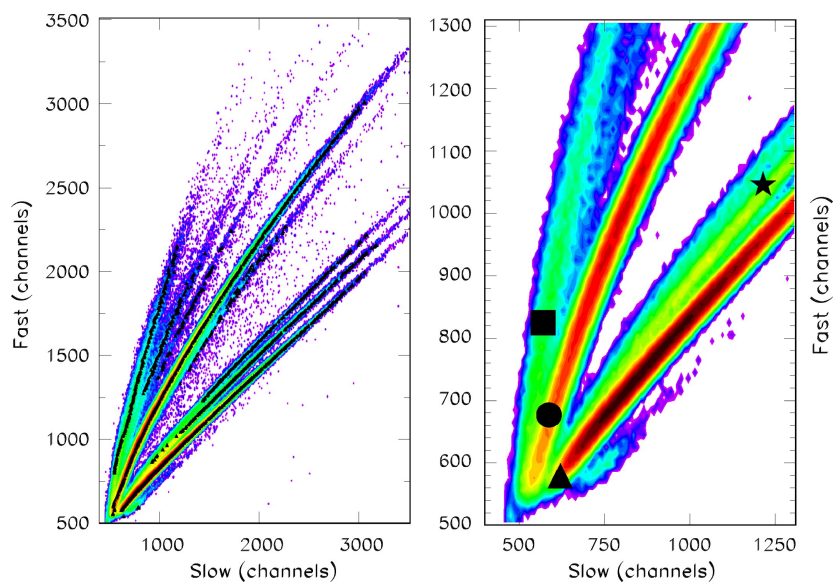


Figura 4.5: Punti lungo le varie creste.

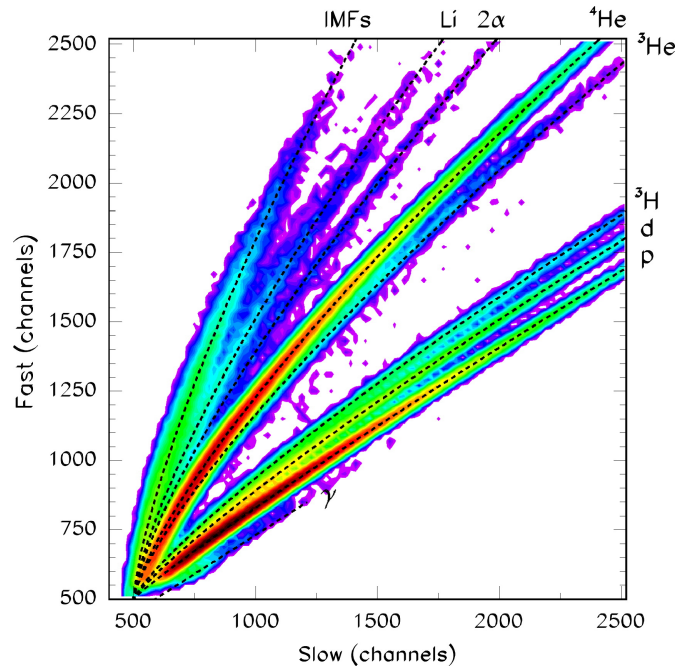


Figura 4.6: Istogramma 2d Fast-Slow. Le linee tratteggiate corrispondono alla funzione 4.4.

fast e *slow*. Si parte quindi da una funzione del tipo:

$$Slow(Fast, A, Z) = a_1 Fast^{a_2} \quad (4.4)$$

in cui sia a_1 che a_2 dipendono da A e Z . In questo modo, i punti etichettati vengono *fittati* con il pacchetto Minuit. In Figura 4.6 è mostrata la funzione analitica sovrapposta al grafico bidimensionale. Ultimo step dell'analisi è l'identificazione evento per evento. Usando la tabella dei parametri di fit, il programma assegna ad ogni particella rivelata (cioè ad ogni coppia (Slow, Fast)) un appropriato valore di Z (intero) e A (reale), basandosi sulla minima distanza da una delle curve. I dati possono essere proiettati in un grafico uni-dimensionale per vedere la distribuzione isotopica delle particelle rivelate. La Figura 4.7 mostra che le distribuzioni isotopiche sono ben separate.

4.2.2 Calibrazione in energia delle particelle identificate

Data la catena elettronica digitale di GARFIELD, la grandezza denominata *slow* è l'integrale nel tempo della carica prodotta dalla particella durante l'attraversamento del rivelatore. Il valore della *slow* è legato all'energia della particella rivelata. La formula di conversione da *slow* (in unità arbitraria) a energia (in MeV) dipende anche dalla massa e dalla carica della particella in questione.

Grazie a misure di scattering elastico con fasci di diverso A e Z effettuate precedentemente, si hanno a disposizione ioni di cui si conosce esattamente l'energia e di cui si misura la *slow*

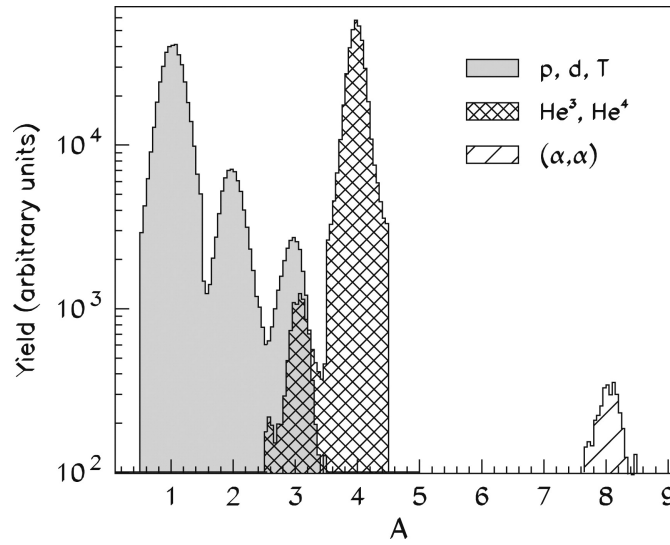


Figura 4.7: Distribuzione in massa delle particelle con $Z < 3$.

(uscita di luce). Grazie a tutti questi punti, si è individuata una formula analitica che fitti e quindi riproduca le uscite di luce in funzione di energia, Z e A (figura 4.8).

Si può notare che, per i protoni, la relazione tra uscita di luce dei cesi e energia della particella è lineare, mentre per gli altri ioni il termine di secondo grado non è trascurabile.

4.2.3 Gli spettri di energia delle particelle identificate

Grazie alla formula analitica descritta nel paragrafo precedente, nota la variabile raw *slow*, la massa A e la carica Z della particella rivelata, si può risalire alla sua energia residua, cioè l'energia che la particella possiede quando arriva sul rivelatore. Grazie a programmi specifici per i calcoli di perdita di energia, si ricava l'energia persa da ogni tipo di particella con una certa energia nei vari strati morti dell'apparato sperimentale, e si risale quindi all'energia che la particella in questione aveva in uscita dal bersaglio. Nelle Figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 sono mostrati gli spettri energetici delle diverse specie di particelle rivelate e identificate dall'apparato sperimentale GARFIELD (in particolare dagli scintillatori CsI(Tl)) nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV. Come descritto nel Capitolo 2, GARFIELD rivela le particelle in quattro intervalli diversi dell'angolo θ (l'angolo formato (in laboratorio) dalla direzione della particella emessa e l'asse del fascio).

Per la successiva analisi, sarà molto utile portarsi nel sistema del centro di massa (CM) del sistema. Per fare ciò, si applica la trasformazione:

$$E_{cm} = E - 2\cos\theta\sqrt{\frac{1}{2}mv^2E + \frac{1}{2}mv^2} \quad (4.5)$$

dove E è l'energia della particella in uscita dal bersaglio calcolata con la procedura descritta sopra, θ è l'angolo di rivelazione nel laboratorio, m è la massa della particella e v è la velocità

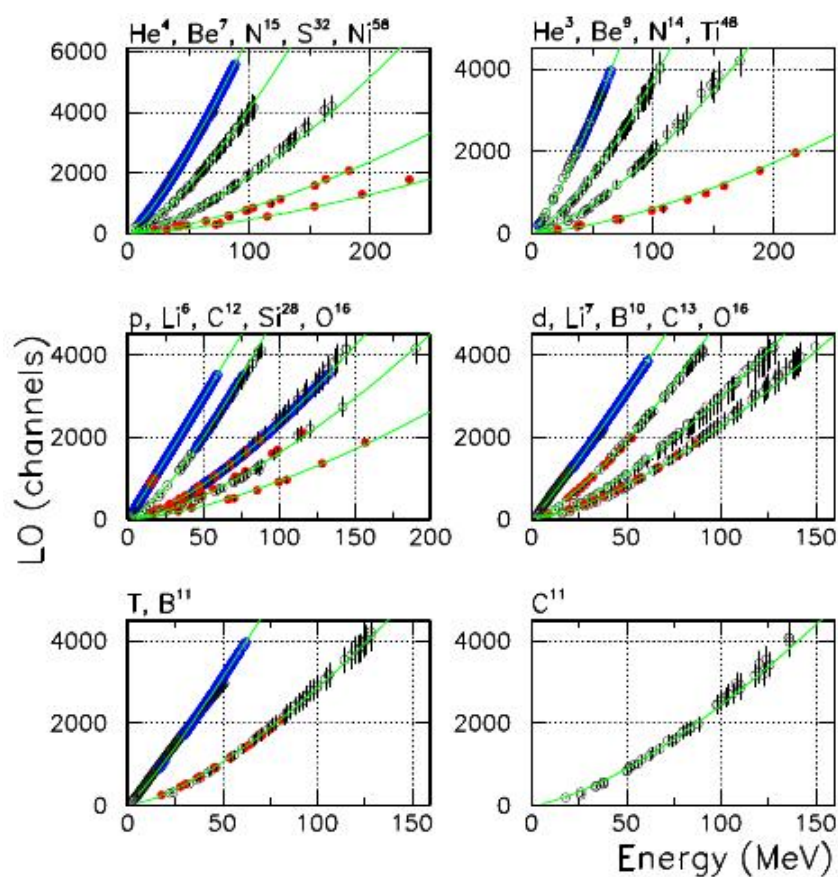


Figura 4.8: Uscita di luce dei cesi vs energia (MeV). Fit per i diversi ioni.

della sorgente emettitrice, posta uguale alla velocità del nucleo composto. Nel sistema del centro di massa si possono confrontare direttamente gli spettri rivelati nei quattro angoli diversi del laboratorio poichè la cinematica della reazione è già stata tenuta in considerazione nella formula di trasformazione 4.5. Nelle Figure 4.13 e 4.14 sono riportate le stesse distribuzioni delle Figure 4.9 e 4.10 trasportate però nel centro di massa.

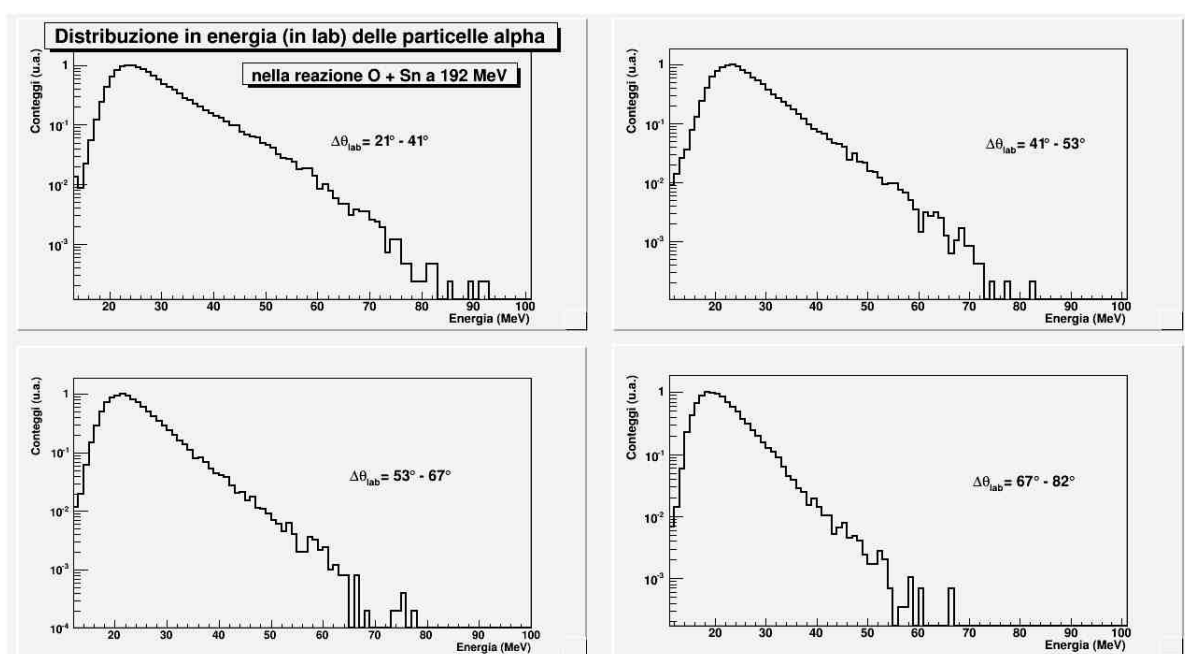


Figura 4.9: Distribuzione in energia in laboratorio delle particelle α rivelate nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli differenti, con richiesta di un ER nei phoswich.

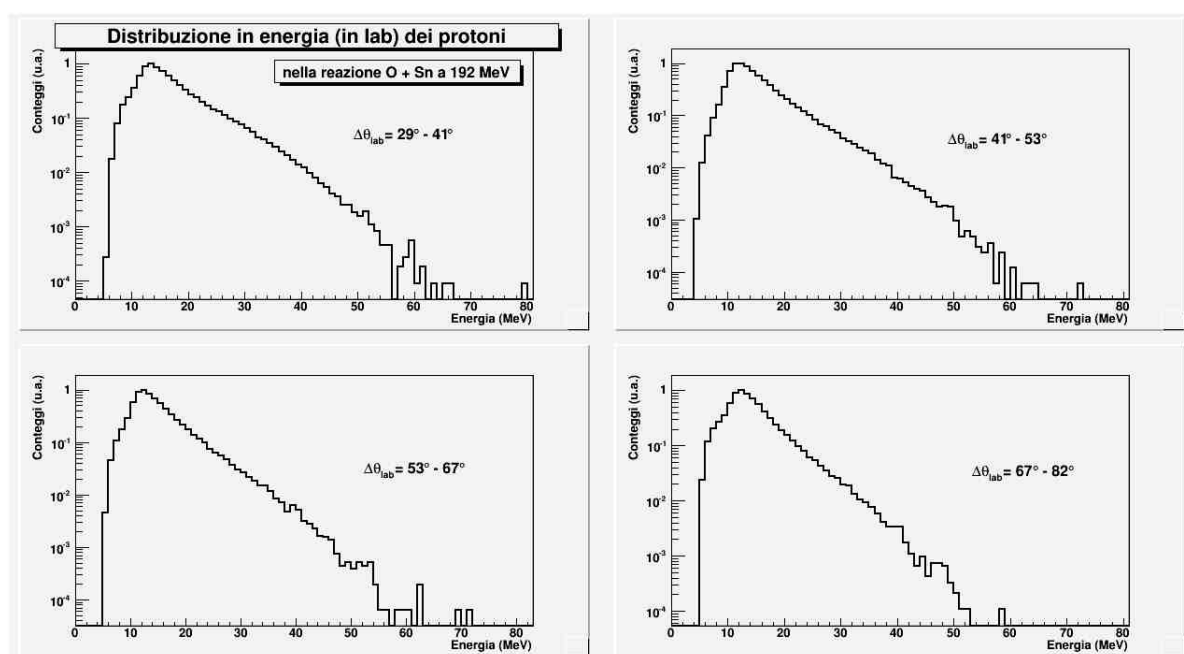


Figura 4.10: Distribuzione in energia in laboratorio dei protoni rivelati nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli differenti, con richiesta di un ER nei phoswich.

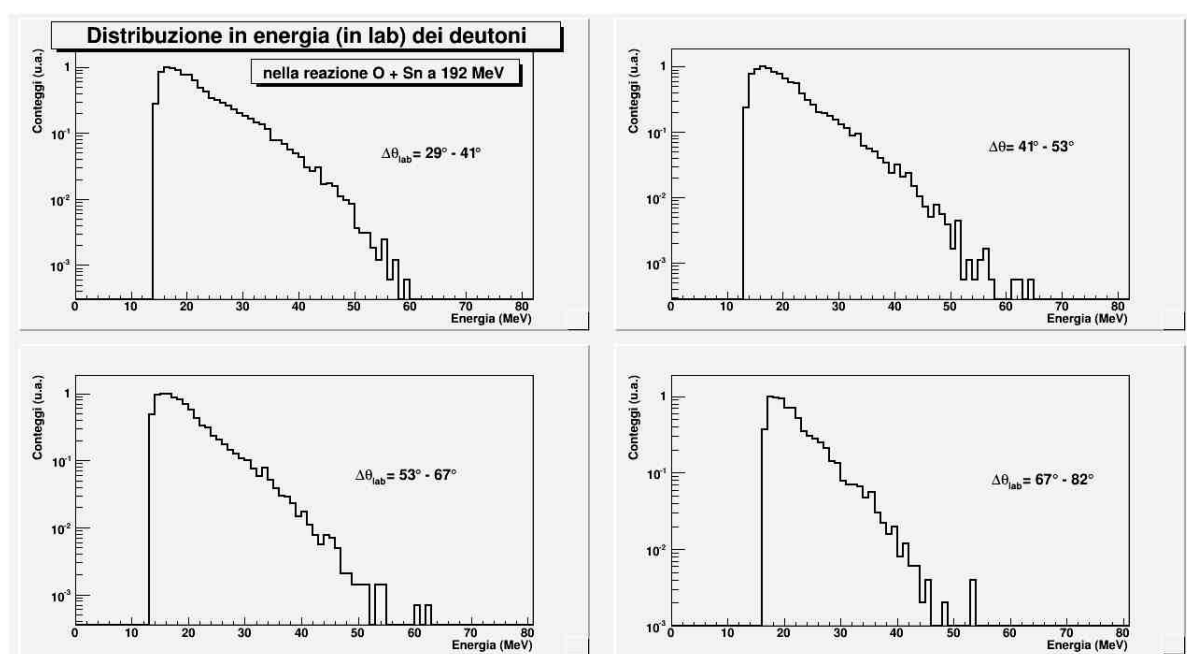


Figura 4.11: Distribuzione in energia in laboratorio dei deutoni rivelati nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli differenti, con richiesta di un ER nei phoswich.

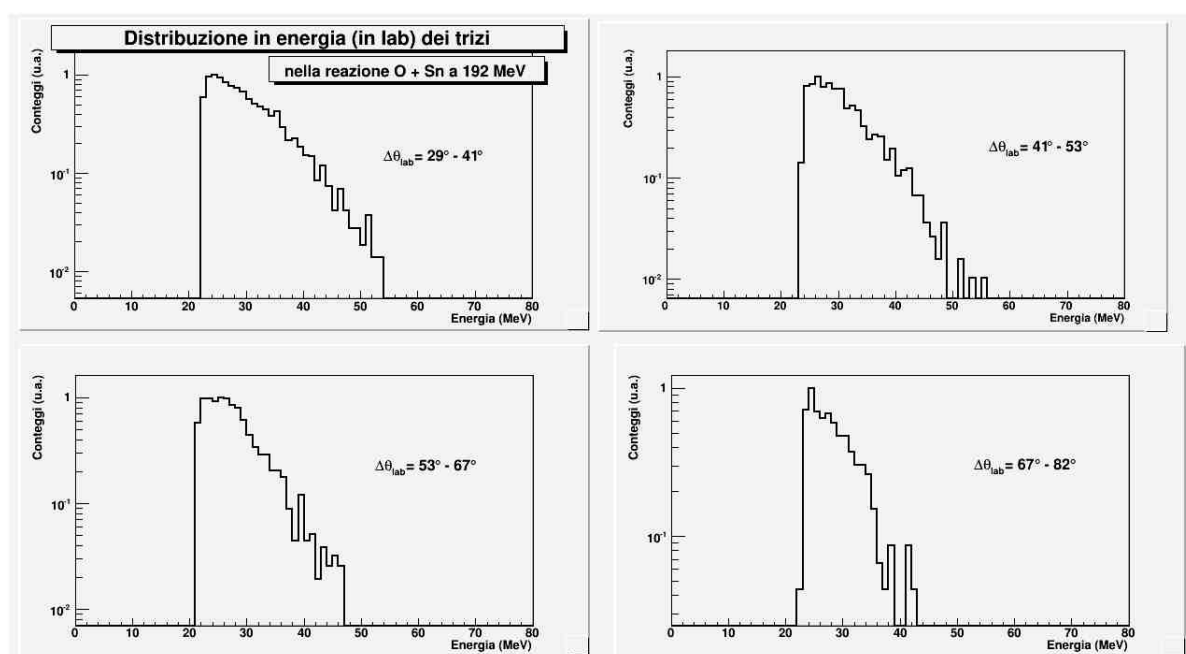


Figura 4.12: Distribuzione in energia in laboratorio dei trizi rivelati nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli differenti, con richiesta di un ER nei phoswich.

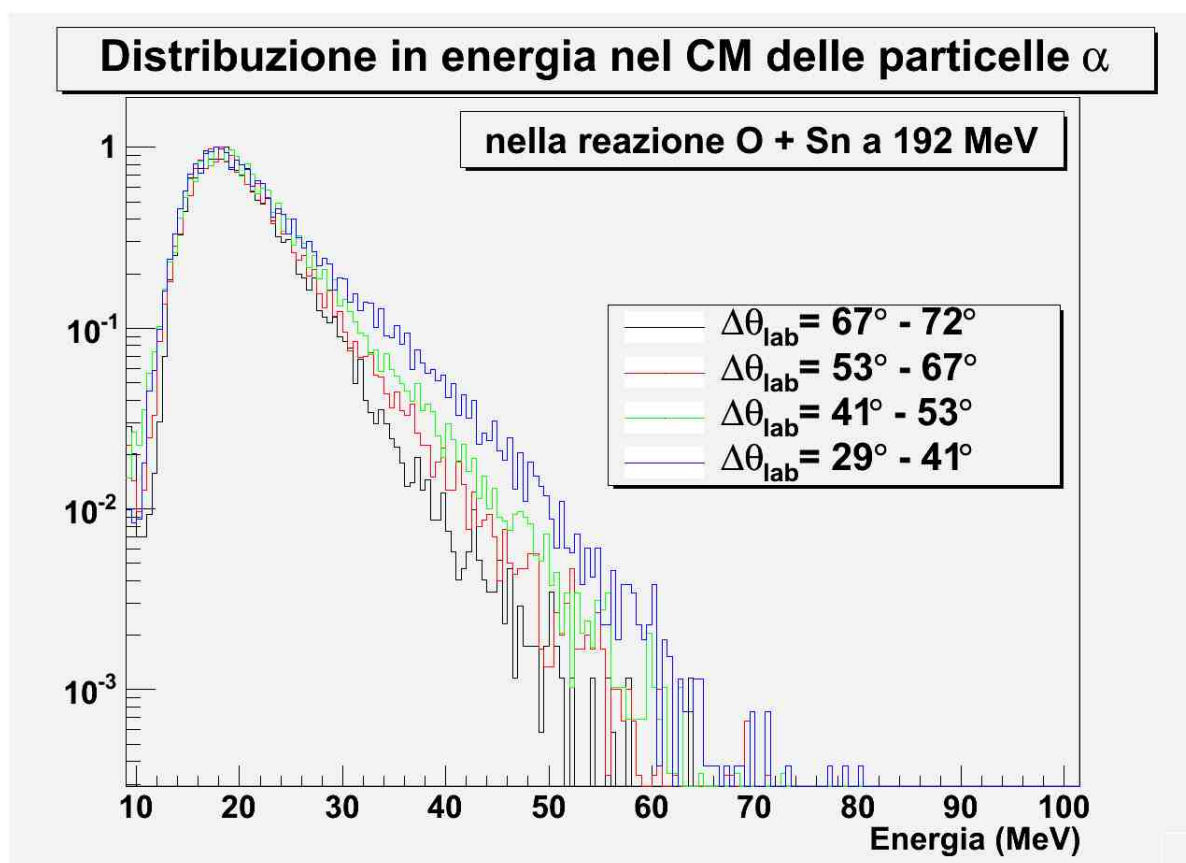


Figura 4.13: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle α rivelate nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV, con richiesta di un ER nei phoswich. Blu: angolo più avanti, nero: angolo più indietro.

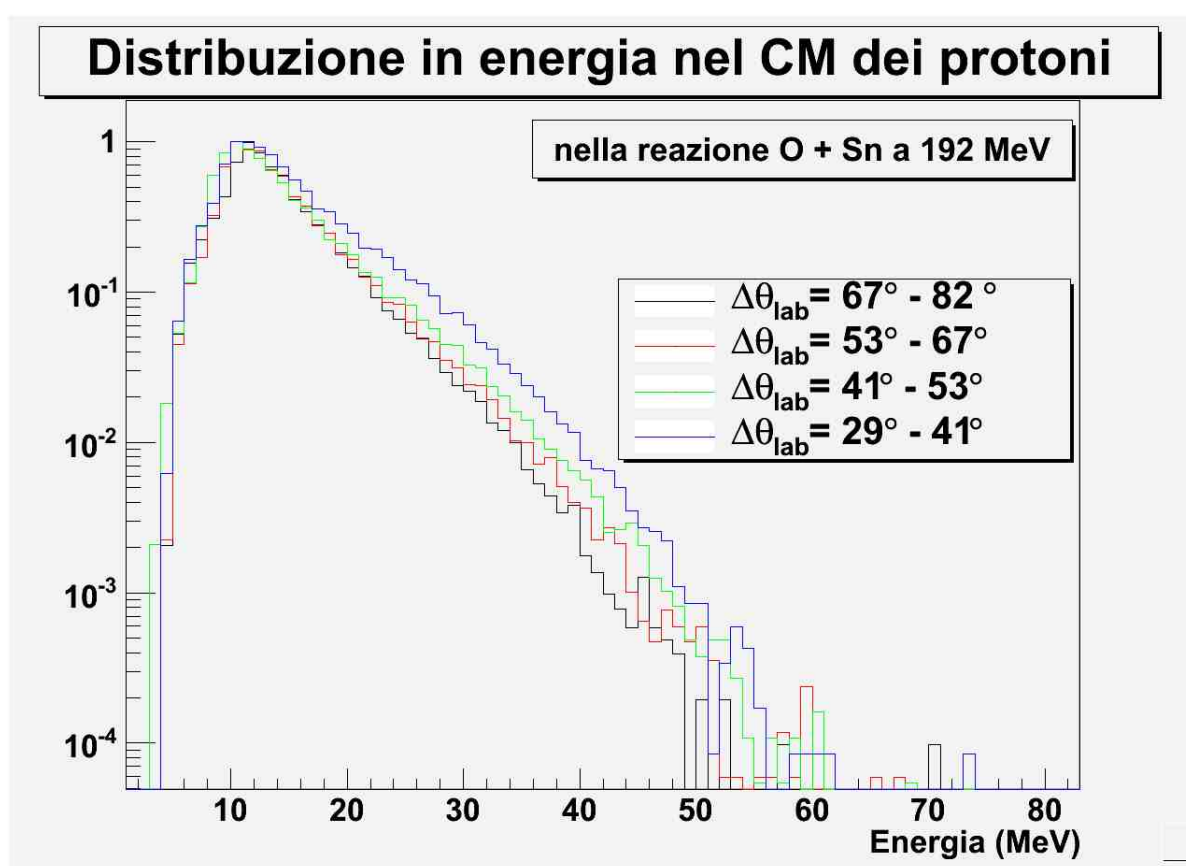


Figura 4.14: Distribuzione in energia nel centro di massa dei protoni rivelati nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV, con richiesta di un ER nei phoswich. Blu: angolo più avanti, nero: angolo più indietro.

Capitolo 5

Risultati

5.1 I risultati sperimentali con l'apparato GARFIELD: misure precedenti

L'apparato GARFIELD è stato utilizzato per studiare gli effetti dei meccanismi di produzione di particelle cariche leggere in molte reazioni nucleari con ioni pesanti. In particolare una campagna è stata portata avanti per lo studio del sistema composto ^{132}Ce , formato attraverso diverse combinazioni di proiettile e bersaglio a diverse energie incidenti, sempre misurando le particelle emesse in coincidenza con i residui di evaporazione. Fra queste, quelle di particolare interesse per questa tesi sono quelle relative alla reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV perchè è un'energia di bombardamento superiore a quella attualmente studiata e che ha dimostrato avere delle interessanti anomalie nella produzione di particelle alfa rispetto ad un calcolo che pur considera l'evaporazione da nucleo composto sommata ad un'emissione di pre-equilibrio attesa secondo l'*exciton model*. Sono interessanti anche le altre reazioni studiate con un sistema proiettile - bersaglio più simmetrico, come il $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$. Tali sistemi sono stati studiati a 300, 400 e 500 MeV di energia del fascio di ^{64}Ni .

Tutte queste reazioni portano nel caso di fusione completa alla formazione del nucleo composto $^{132}\text{Ce}^*$. La reazione del ^{64}Ni a 500 MeV di energia di bombardamento è confrontabile dal punto di vista dell'energia di eccitazione con i 250 MeV di $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$, mentre la misura a 400 MeV è riportabile alla attuale misura dell' ^{16}O a 192 MeV. Nei prossimi paragrafi i risultati sperimentali ottenuti con la misura attuale ed i confronti con i risultati ottenuti precedentemente verranno ampiamente discussi. Verranno così analizzati il ruolo dell'emissione di pre-equilibrio e la sua interazione con l'emissione da sorgente termalizzata, in funzione dell'energia del proiettile, dell'energia di eccitazione e dell'asimmetria in massa del canale d'entrata. Le principali caratteristiche delle reazioni di fusione studiate sono mostrate nella Tabella 5.1.

E_{BEAM} (MeV)	Projectile	Target	E_{CM} (MeV)	E_{CN}^* (MeV)	v_{BEAM} (cm/ns)	v_{CN} (cm/ns)
300	^{64}Ni	^{68}Zn	155	100	3.01	1.46
400	^{64}Ni	^{68}Zn	206	151	3.48	1.69
500	^{64}Ni	^{68}Zn	258	203	3.89	1.88
192	^{16}O	^{116}Sn	169s	155	4.8	0.58
250	^{16}O	^{116}Sn	220	206	5.49	0.67

Tabella 5.1: Principali caratteristiche delle reazioni di fusione studiate.

La determinazione delle molteplicità delle particelle emesse nella fase di pre-equilibrio è importante perchè dà un'indicazione in media dell'energia, della massa e della carica sottratte al sistema composto prima della sua termalizzazione. Questo permette pertanto di caratterizzare la sorgente equilibrata rimasta.

Un metodo per stimare il valore della molteplicità di pre-equilibrio totale, ricostruendo la distribuzione angolare delle particelle emesse, è quello di utilizzare la tecnica del *moving source fit analysis*. Tale tecnica si basa sulla ipotesi di emissione da diverse sorgenti emittenti di particelle con una distribuzione isotropa nel loro centro di massa. Gli spettri vengono poi studiati nel laboratorio come sovrapposizione di spettri delle diverse sorgenti di emissione, la cui relazione dipende dalle sezioni d'urto relative dei diversi fenomeni. Tali metodi si utilizzano per esempio per analizzare spettri di emissione a più sorgenti come nel caso dell'interferenza fra evaporazione da nucleo composto ed evaporazione dai frammenti di fissione. Nel caso considerato in questa tesi le due sorgenti di emissione sono da una parte ancora il nucleo composto termalizzato, dall'altra quella di pre-equilibrio. Quest'ultima è una sorgente "fittizia" che in media risulta avere una velocità intermedia fra quella del centro di massa del sistema preso in esame e quella del proiettile. Questa analisi si basa sull'interpolazione degli spettri sperimentali in modo globale su tutta la distribuzione angolare e pertanto anche i parametri che si ricavano sono definiti in modo "globale". Questo permette di avere indicazioni sul contributo delle diverse distribuzioni anche laddove non ci sono evidenze quantitative. Per i nostri sistemi abbiamo quindi considerato due distribuzioni di particelle emesse da sorgenti termalizzate: la prima è quella del Nucleo Composto, sorgente con velocità pari a quella del centro di massa (v_{CN}), l'altra è quella di pre-equilibrio, con velocità attorno a $(v_{CN} + v_{beam})/2$.

Lo spettro delle particelle evaporate dal nucleo composto è una distribuzione Maxwelliana di emissione di superficie:

$$\frac{d^2 N_1}{d\Omega dE} = \frac{N_1}{4\pi T_1^2} (E - E_{C1}) e^{-\frac{E - E_{C1}}{T_1}} [1 + a_2 P_2(\cos\theta_{SRF})] \quad (5.1)$$

dove E è l'energia della particella, E_{C1} è l'energia Coulombiana, T_1 è la temperatura nucleare apparente della sorgente evaporativa, a_2 è il coefficiente angolare, P_2 il polinomio di Legendre, θ_{SRF} è l'angolo di emissione nel sistema di riferimento della sorgente, Ω l'angolo solido, e N_1 il numero totale di particelle emesse da questa sorgente. Lo spettro delle particelle di

pre-equilibrio è considerata una emissione di volume ed è quindi una distribuzione di Watt:

$$\frac{d^2 N_2}{d\Omega dE} = \frac{N_2}{2(\pi T_2)^{\frac{3}{2}}} (E - E_{C2})^{1/2} e^{-\frac{E - E_{C2}}{T_2}} \quad (5.2)$$

dove E_{C2} , T_2 , e N_2 sono rispettivamente la barriera Coulombiana, la temperatura nucleare apparente, e il numero totale di particelle emesse dalla sorgente di pre-equilibrio. In realtà la differenza fra le due distribuzioni è più evidente quando si tratta di neutroni, dove non c'è effetto dovuto alla barriera Coulombiana [8]. Nel caso delle particelle cariche, infatti, l'effetto della forza di Coulomb fa sì che le due distribuzioni, cioè la forma degli spettri di particella risultanti, siano molto simili se non addirittura uguali.

Concludendo, la procedura di fit dà in uscita 8 parametri: N_1 , T_1 , E_{C1} , a_2 , N_2 , T_2 , E_{C2} , e v_2 . In genere i parametri di temperatura e di energia coulombiana relativi alla sorgente termalizzata possono essere fissati o comunque costretti in un intervallo di valori ragionevoli, cosicché il numero di parametri liberi viene di fatto ridotto. I risultati del *moving source fit* sono mostrati in Tabella 5.2. I risultati della *moving source analysis* sono usati per stimare le

Reazione	E_{BEAM} (MeV)	LCP	E_{C1} (MeV)	T_1 (MeV)	E_{C2} (MeV)	T_2 (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	250	p	3.16 ± 0.44	3.55 ± 0.47	4.49 ± 1.53	4.68 ± 0.83
$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	250	α	12.3 ± 0.2	4.38 ± 0.28	12.2 ± 0.9	7.10 ± 0.60
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	300	p	3.42 ± 0.56	1.93 ± 0.17	-	-
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	300	α	11.6 ± 0.75	2.71 ± 0.26	-	-
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	400	p	3.71 ± 0.98	2.89 ± 0.25	-	-
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	400	α	11.2 ± 1.1	3.93 ± 0.59	-	-
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	500	p	4.22 ± 0.65	3.00 ± 0.35	-	-
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	500	α	12.1 ± 0.5	4.24 ± 0.56	12.4 ± 0.9	7.86 ± 0.77

Tabella 5.2: Parametri ottenuti con il *Moving source fit*. E_{C1} e T_1 sono il parametro di energia coulombiana e la temperatura della sorgente evaporativa. E_{C2} e T_2 sono il parametro di energia coulombiana e la temperatura della sorgente di pre-equilibrio. In questo secondo caso il termine di “temperatura” è improprio e puramente legato alla pendenza dello spettro maxwelliano e non ha significato fisico. Le distribuzioni di LCP nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ sono descritte solo con una sorgente evaporativa.

molteplicità (M) delle particelle cariche leggere con la semplice relazione:

$$M = \frac{N_{MSF}}{N_{ER}}$$

dove N_{MSF} è il numero totale di particelle cariche leggere ($N_1 + N_2$), mentre N_{ER} è il numero totale di residui di evaporazione rivelati. Quindi la molteplicità di particelle cariche leggere di pre-equilibrio è definita come:

$$M^{PE} = \frac{N_{PE}}{N_{ER}}$$

5.1.1 Il sistema con asimmetria di massa nel canale di ingresso: $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$

Fra le reazioni studiate con GARFIELD la maggior emissione di particelle di pre-equilibrio è stata osservata, come atteso, nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV. In Tabella 5.3 sono riassunti i valori di molteplicità di particella carica calcolati per le diverse reazioni tramite il *moving source fit*.

Reazione	E_{BEAM}	M_{α}^{PE}	M_p^{PE}
$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	250 MeV	0.22 ± 0.02	0.25 ± 0.03
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	300 MeV	0.0	0.0
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	400 MeV	0.0	0.0
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	500 MeV	≤ 0.04	0.0

Tabella 5.3: Molteplicità di particelle cariche leggere di pre-equilibrio.[9]

Per evidenziare in maniera visiva l'effetto delle particelle di pre-equilibrio sulle distribuzioni in energia delle particelle emesse, le distribuzioni in energia delle particelle α rivelate in quattro regioni angolari nel sistema del laboratorio sono state riportate nel sistema del centro di massa come mostrato in Figura 5.1. Nel sistema del centro di massa, infatti, le distribuzioni delle particelle relative alla pura evaporazione di nucleo composto si devono sovrapporre, grazie all'emissione isotropa dalla sorgente, mentre le particelle di pre-equilibrio, ricordando il canale di ingresso, sono maggiormente piccate agli angoli in avanti. Come abbiamo detto in precedenza l'emissione di pre-equilibrio viene simulata in una analisi a *moving source fit* con una emissione da sorgente di velocità intermedia fra proiettile e nucleo composto.

Se andiamo ora a confrontare le distribuzioni di energia delle particelle α emesse nelle reazioni con asimmetria di massa nel canale di ingresso alle due energie incidenti studiate, e cioè 250 MeV e 192 MeV (rispettivamente 15.7 e 12.0 MeV/A), vediamo già dagli spettri nel sistema di

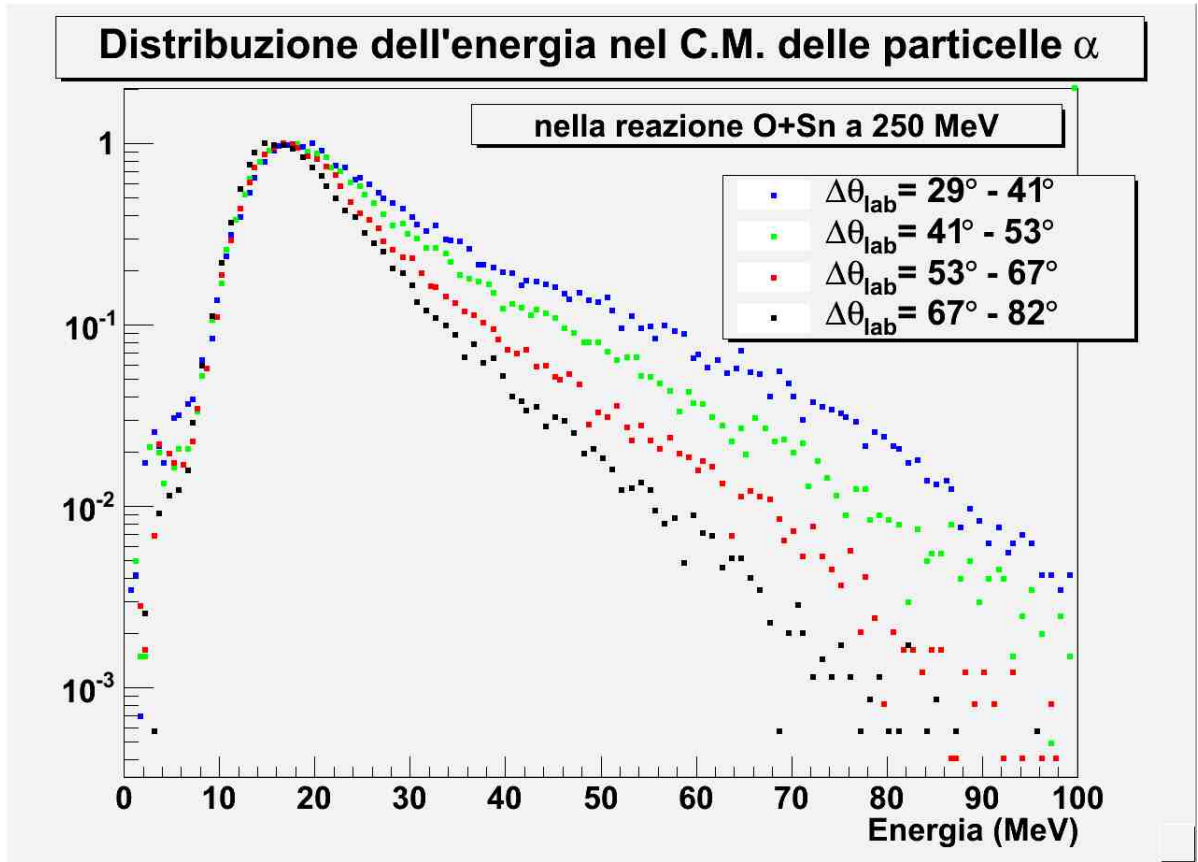


Figura 5.1: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle α nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

riferimento del laboratorio (Figura 5.2) come all'aumentare dell'energia incidente aumenta molto di più il contributo alla sezione d'urto dovuto all'emissione di pre-equilibrio, a dimostrazione che i meccanismi legati all'interazione nucleone-nucleone divengono via via piu' importanti, rispetto agli effetti di puro campo medio.

Anche i protoni (Figura 5.3) mostrano un comportamento analogo, confermando l'apertura di una competizione fra i tempi di emissione delle particelle leggere ed i tempi di termalizzazione del sistema composto. Questo sottolinea, fra l'altro, l'importanza soprattutto nel caso di sistemi composti in questo intervallo di massa, di andare a studiare anche i canali di emissione di neutroni, che sicuramente portano informazioni complementari ed altrettanto importanti rispetto a quelle qui ottenibili mediante le particelle cariche. Per meglio confrontare gli spettri ottenuti nella misura precedente, nella quale non avevamo l'identificazione in massa con gli spettri ottenuti nell'ultima misura, abbiamo utilizzato sia gli spettri di soli protoni, sia gli spettri con $Z=1$ (sommando nel nostro caso tutti gli isotopi e gli eventi non identificati in massa). Come si vede (Figure 5.4 e 5.5) il contributo dei deutoni e dei trizi allo spettro globale

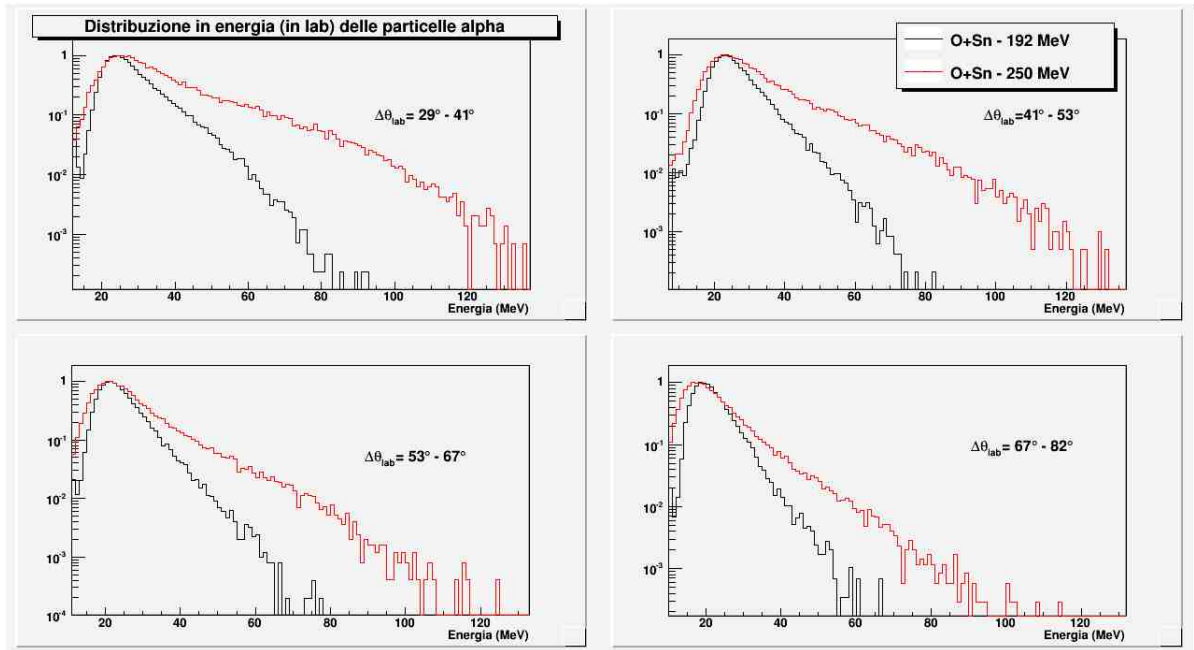


Figura 5.2: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio delle particelle α nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV e a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

a queste energie è ancora molto limitato e non modifica sostanzialmente la forma degli spettri confermando quindi i risultati precedentemente ottenuti.

5.1.2 Il sistema simmetrico in massa nel canale di ingresso: $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$

Come detto in precedenza uno degli scopi principali delle misure effettuate per la caratterizzazione dei nuclei di massa attorno ad $A \approx 130$ è quello di confrontare, in funzione dell'energia di eccitazione e dell'asimmetria in massa nel canale di ingresso, le caratteristiche delle sorgenti emittitrici. In particolare, la reazione $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 400 MeV, produce un nucleo composto con energia di eccitazione uguale a quella della reazione di fusione completa $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV, principale oggetto di questa tesi. Il principale risultato ottenuto studiando le precedenti misure è stato quello di dimostrare che nel caso del sistema simmetrico anche alla più alta energia di bombardamento (pari a 7.8 MeV/u) il contributo del pre-equilibrio era piccolo (si veda Tabella 5.3), con una perdita stimata in energia di eccitazione di circa il 4% [10]. Dalle Figure 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9 si nota che è assente la componente di pre-equilibrio.

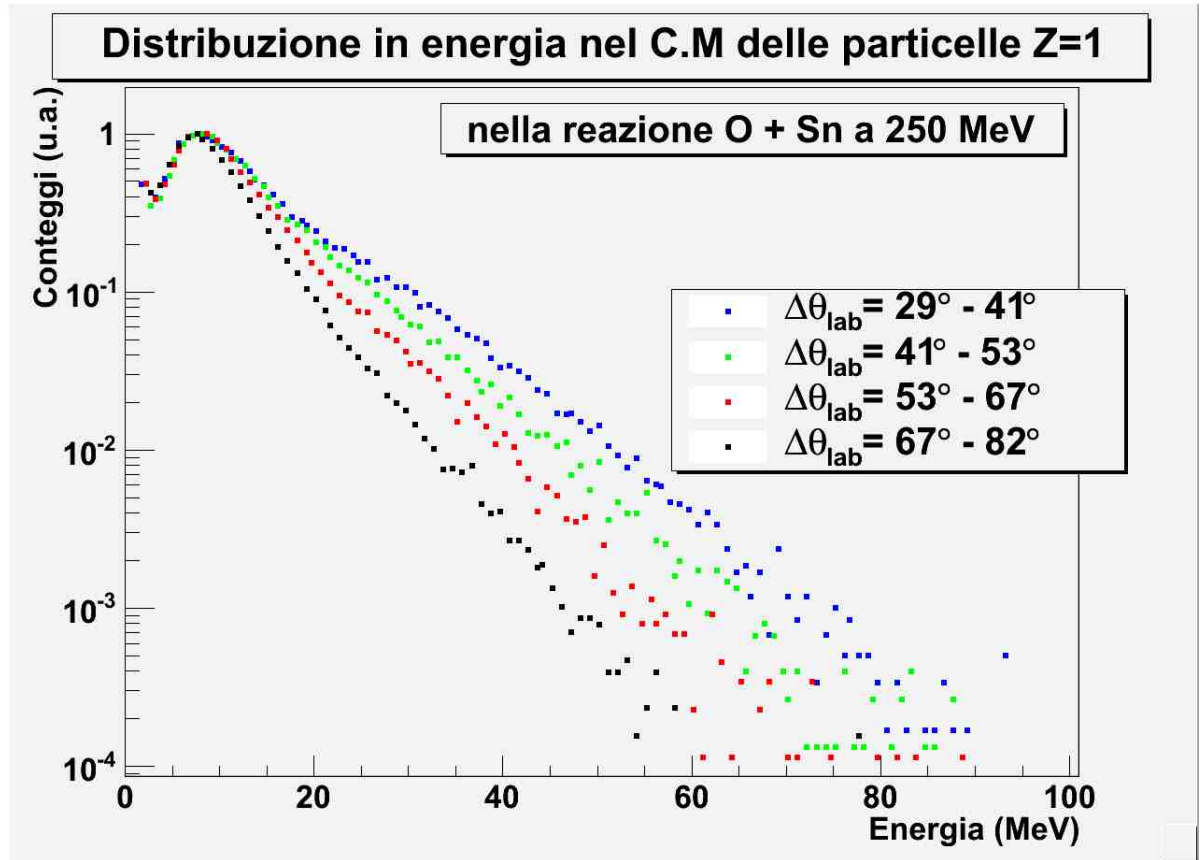


Figura 5.3: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle con $Z=1$ nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

5.1.3 Il modello statistico: confronto dei dati sperimentali con le previsioni del codice PACE4

Come abbiamo detto in precedenza nella maggior parte delle reazioni studiate e indotte da fascio di ^{64}Ni su bersaglio di ^{68}Zn , la sezione d'urto di produzione delle particelle leggere cariche viene ben descritta da un meccanismo di tipo evaporativo. Questo fatto, già anticipato mediante la analisi a *moving source fit*, può venire meglio quantificato dal confronto degli spettri sperimentali con le previsioni di modello statistico, quali ad esempio quelle fornite dal codice PACE4 e/o GEMINI [11], [12]. Come abbiamo già spiegato, la forma degli spettri energetici di particella è di tipo maxwelliano ed i parametri che caratterizzano tale curva sono legati a variabili fisiche quali la temperatura del nucleo composto (parametro di pendenza della curva), la Barriera Coulombiana, la velocità della sorgente emettitrice (v_{CN}). Dal confronto con il modello statistico possiamo ricavare e confermare quindi i valori ricavati per la temperatura ottenuti dal *moving source fit*, per quegli spettri dove non c'è contributo di pre-equilibrio.

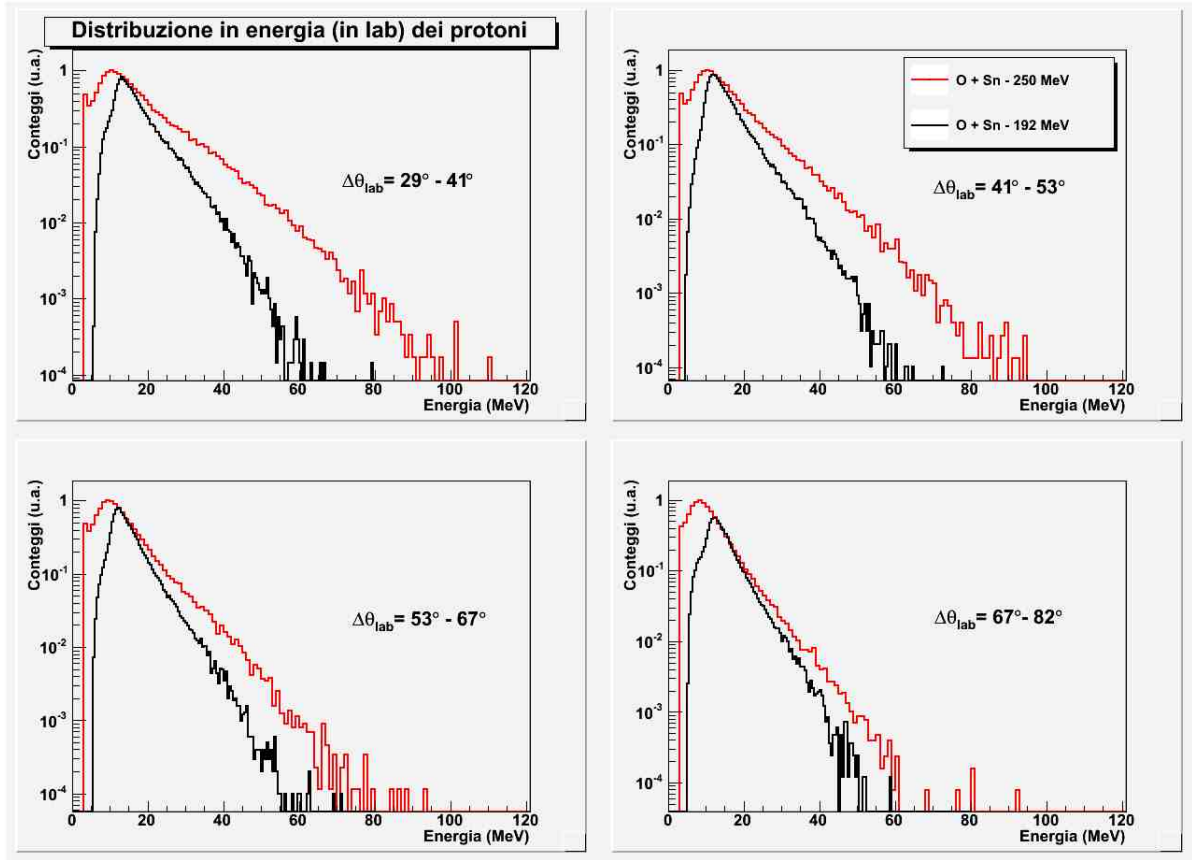


Figura 5.4: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio dei protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV e a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

Se andiamo in particolare ad osservare il confronto degli spettri di protoni emessi dal nucleo composto nel caso delle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 e 400 MeV e della reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV, notiamo che la forma degli spettri nel CM risultano molto simili per i sistemi $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ e $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ all'energia più alta, mentre, come atteso, gli spettri del $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ 300 MeV risultano avere una temperatura più bassa (Figura 5.10). I valori di temperatura mediata sulla cascata ottenuti tramite *moving source fit* e comunque confermati dal modello statistico risultano essere per il sistema simmetrico 2.89 ± 0.25 MeV nel caso maggiore e 1.93 ± 0.17 MeV nel caso minore (Tabella 5.2), mentre per il sistema asimmetrico a 192 MeV da calcoli di modello statistico con parametri standard viene predetta una temperatura di circa 3.1 MeV, compatibile con i dati sperimentali.

Questo è in accordo con il fatto che il nucleo composto risulta più caldo e ad una energia di eccitazione uguale per il caso asimmetrico a 192 MeV e per il caso simmetrico a 400 MeV e viene riprodotto anche dai dati sperimentali (Figura 5.11). Per essere certi che il contributo sia prevalentemente di tipo evaporativo il confronto va fatto considerando gli spettri ottenuti

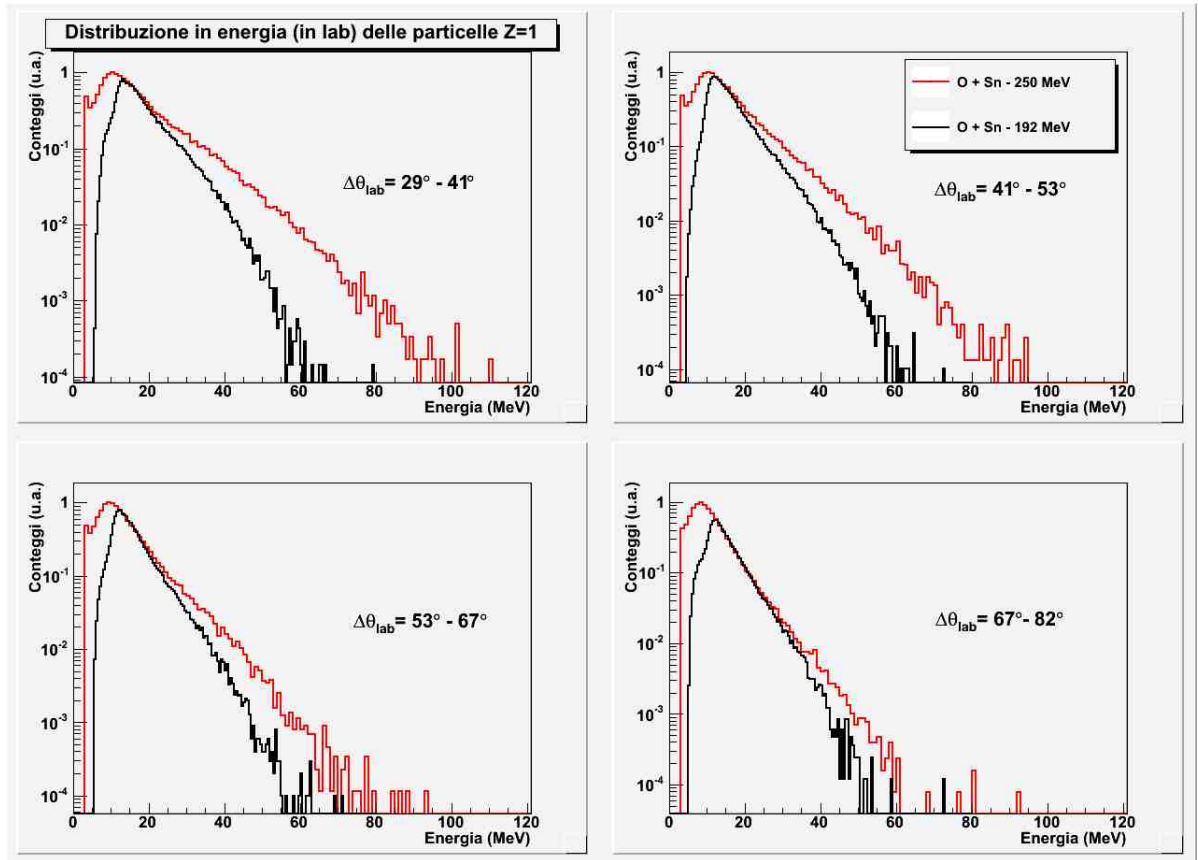


Figura 5.5: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio delle particelle con $Z=1$ nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV e a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

nell'intervallo angolare nel laboratorio più all'indietro ($\Delta\theta_{lab} = 67^\circ - 82^\circ$ nel nostro caso). Infatti come discusso in precedenza questo contributo è essenzialmente evaporativo, mentre andando a prendere i contributi dovuti agli angoli più in avanti, la parte di sezione d'urto relativa al pre-equilibrio porta ad una distorsione della semplice maxwelliana. Di tale contributo discuteremo nel seguito. e quindi il confronto non è più valido.

Nel caso delle particelle α il comportamento è differente anche secondo il modello statistico PACE4: le particelle α derivanti dalla reazione a 300 MeV $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ presentano una temperatura simile a quelle derivanti da $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV, mentre quelle del 400 MeV $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ presentano una temperatura più alta (Figura 5.12).

Questo risultato, che ritroviamo anche confrontando gli spettri sperimentali, può essere dovuto al fatto che le regioni di momento angolare coinvolte nei diversi casi sono diverse e quindi in media le α emesse dal nucleo composto nel caso del sistema più asimmetrico derivano da una zona in cui l'energia di eccitazione disponibile (quella cioè risultante dalla sottrazione dell'energia collettiva necessaria per la rotazione) è minore che nel caso simmetrico. Anche in

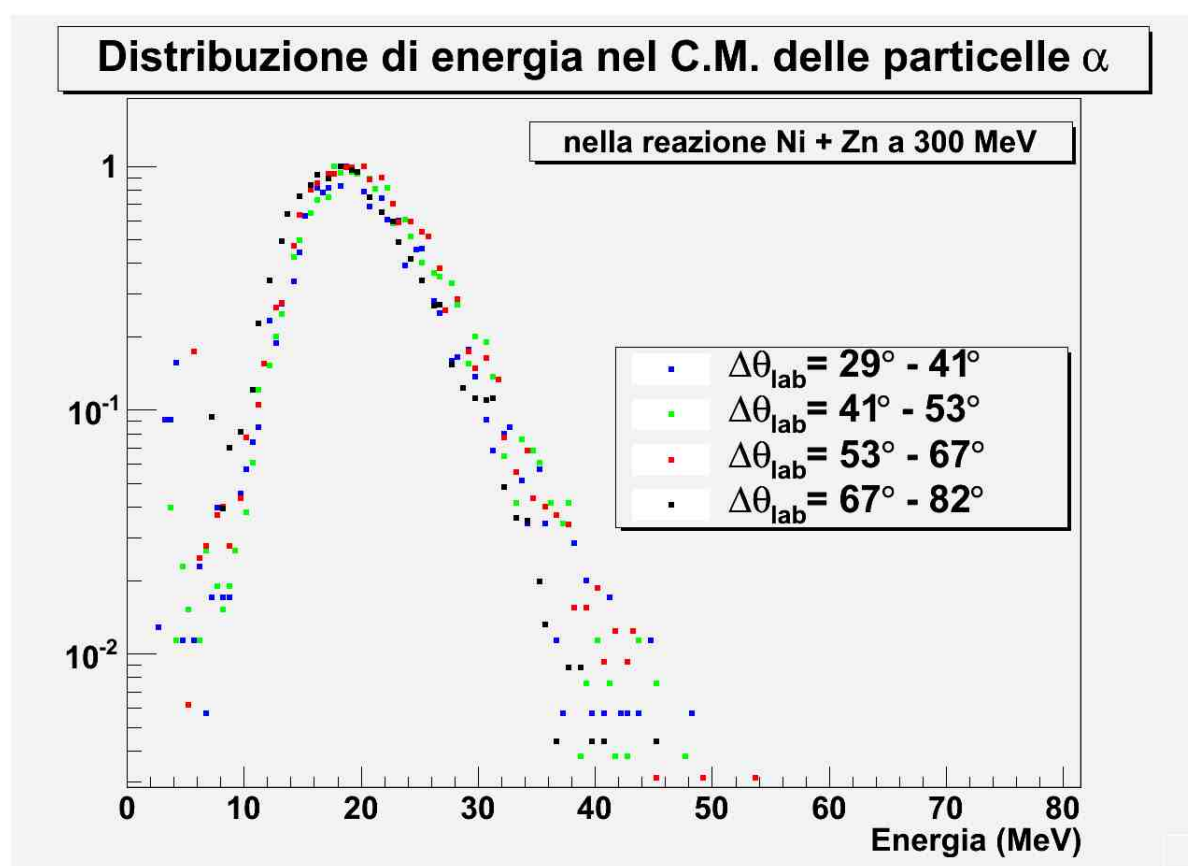


Figura 5.6: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle α nella reazione $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

questo caso il confronto vale solo quando si considera il contributo dato dall'intervallo degli angoli fra 67° e 82° dove non c'è forte evidenza di pre-equilibrio. La cosa interessante è che la temperatura derivata sembra essere compatibile con quella ottenibile dalla reazione a più bassa energia. Anche in questo caso la previsione di PACE4 con parametri standard viene riprodotta dai dati sperimentali (Figura 5.13). Le temperature ottenute dal fit degli spettri sperimentali e confermati da conti di modello statistico sono in questo caso 2.1 MeV per il caso simmetrico a 300 MeV, 3.9 MeV per i 400 MeV. Per il sistema asimmetrico a 192 MeV troviamo una temperatura di circa 3.2 MeV che in realtà risulta minore di quanto previsto dal modello statistico GEMINI (circa 3.7 MeV). Questo potrebbe essere legato comunque agli effetti di "raffreddamento" dovuto alle particelle α di pre-equilibrio che GEMINI non considera.

L'andamento comunque delle temperature e le differenze fra caso simmetrico e asimmetrico si può spiegare richiamando il paragrafo 1.1.2 in cui si spiegava la correlazione tra momento angolare del nucleo composto e il suo decadimento. Infatti, le *branching ratios* dei diversi modi di decadere di un nucleo, data una certa energia di eccitazione, dipendono dalla distribuzione

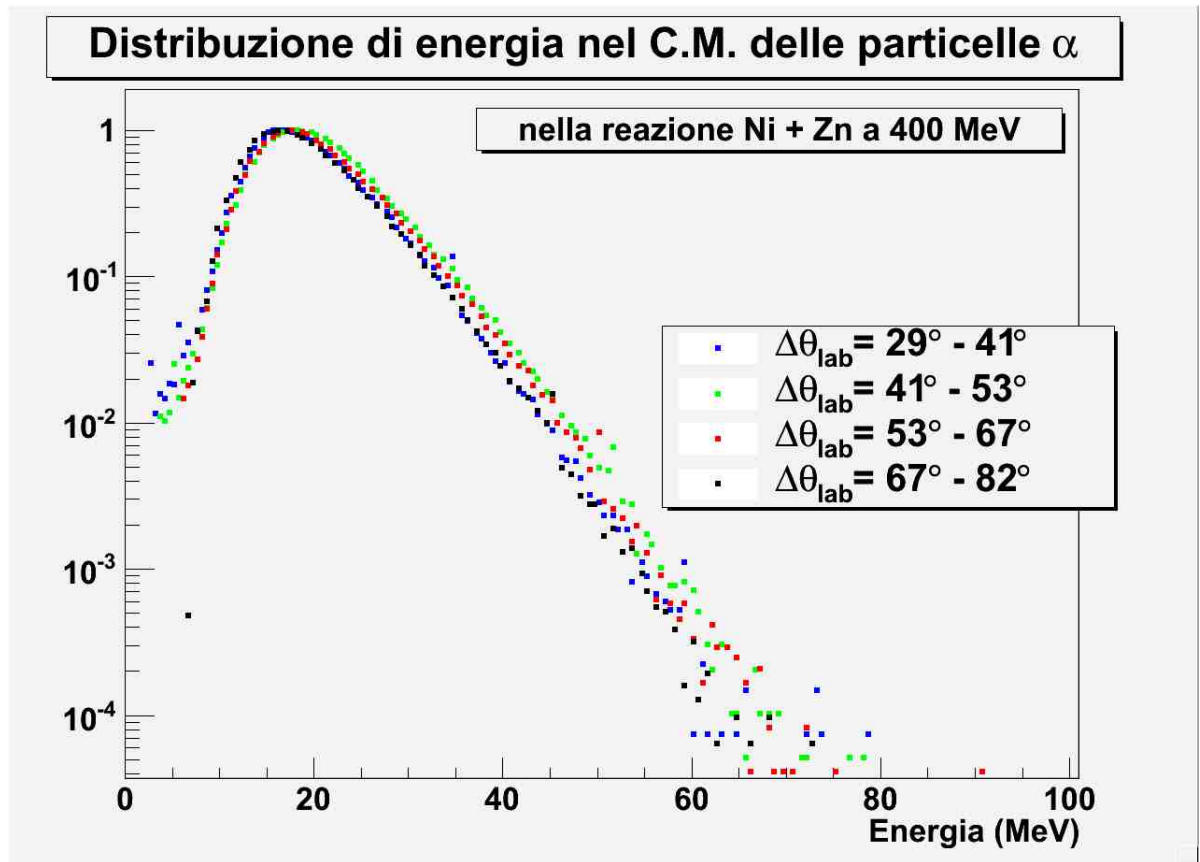


Figura 5.7: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle α nella reazione $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 400 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

del suo momento angolare. La Figura 5.14 mostra il piano E^*-J . Il nucleo composto può formarsi solo a sinistra della yrast line, la quale connette i livelli con l'energia di eccitazione più bassa per ogni valore di momento angolare. Una stima approssimata e di primo ordine della linea yrast può essere ottenuta macroscopicamente identificando l'energia della yrast con l'energia rotazionale di una sfera rotante rigida con momento angolare J . Nelle reazioni prese in esame, il nucleo composto che si forma nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ ha una distribuzione di momento angolare piccata a valori più alti rispetto a quella del nucleo composto derivante dalla reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$. La probabilità che nei primi stadi della catena di decadimento venga emessa una particella α aumenta all'aumentare del momento angolare iniziale del nucleo composto, poichè le particelle α portano via maggiore momento angolare rispetto ai protoni. Inoltre, venendo emesse all'inizio della cascata statistica, hanno grande energia. In questo modo, le distribuzioni di particelle evaporate nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ hanno una "coda" più alta rispetto a quelle dell' $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$.

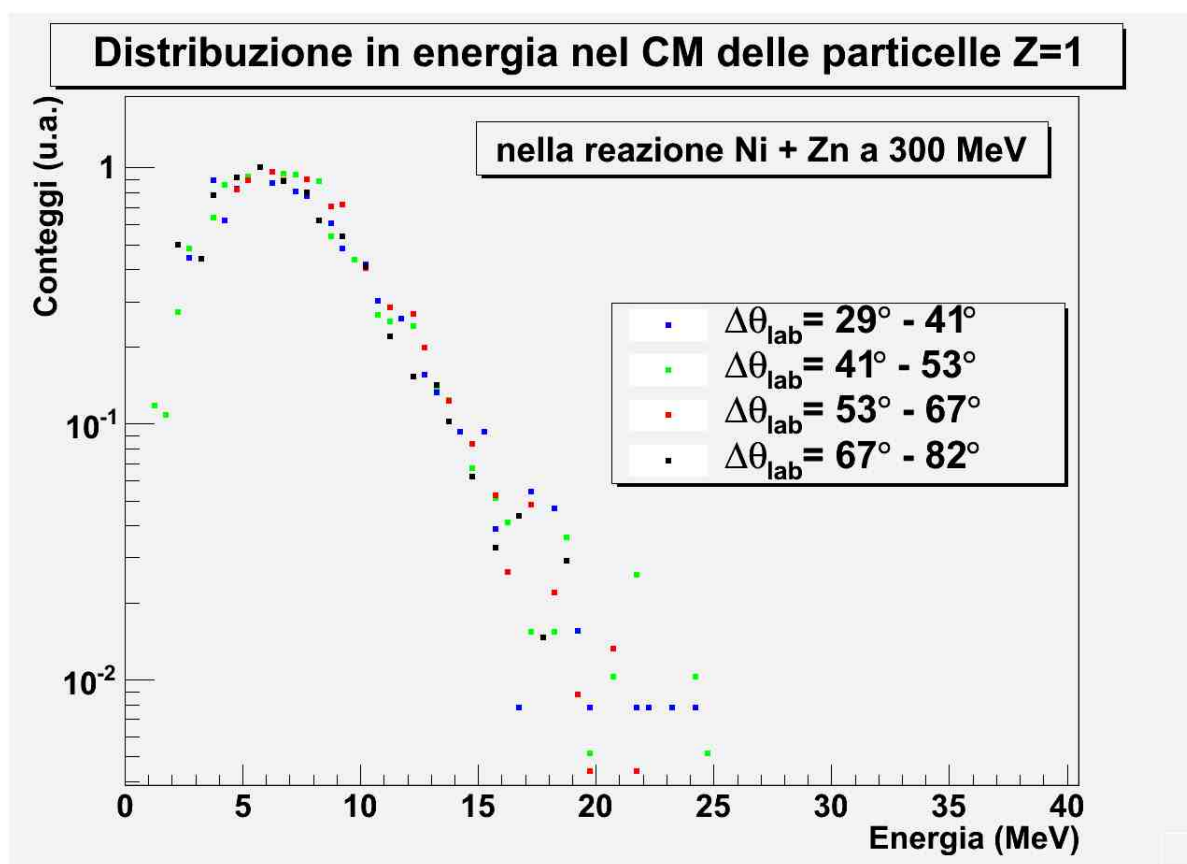


Figura 5.8: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle con $Z=1$ nella reazione $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

5.2 Modello ibrido MCFx

Come detto in precedenza la sola descrizione tramite modello statistico non tiene conto di tutti i contributi alla sezione d'urto e quindi i dati sperimentali devono essere interpretati in maniera più complessa. I dati sperimentali sono stati confrontati pertanto con un modello teorico sviluppato recentemente da O.V.Fotina (Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics) a Mosca, con lo scopo di descrivere simultaneamente le emissioni di tipo evaporativa e di pre-equilibrio delle particelle leggere (neutroni, protoni e particelle α) nelle reazioni tra ioni pesanti. Per la descrizione dello stadio di pre-equilibrio nella formazione del nucleo composto, è stato usato il *Griffin exciton model*, mentre i processi di evaporazione all'equilibrio sono analizzati grazie alla teoria statistica delle reazioni tra ioni pesanti. Le emissioni di pre-equilibrio, equilibrio e totale di particelle leggere sono calcolate sulla base del *Griffin exciton model* e sono seguiti da simulazioni Monte-Carlo dei processi di diseccitazione nucleare. Sono utilizzati solo tre parametri liberi: la matrice di transizione, che determina il rate di transizione delle particelle

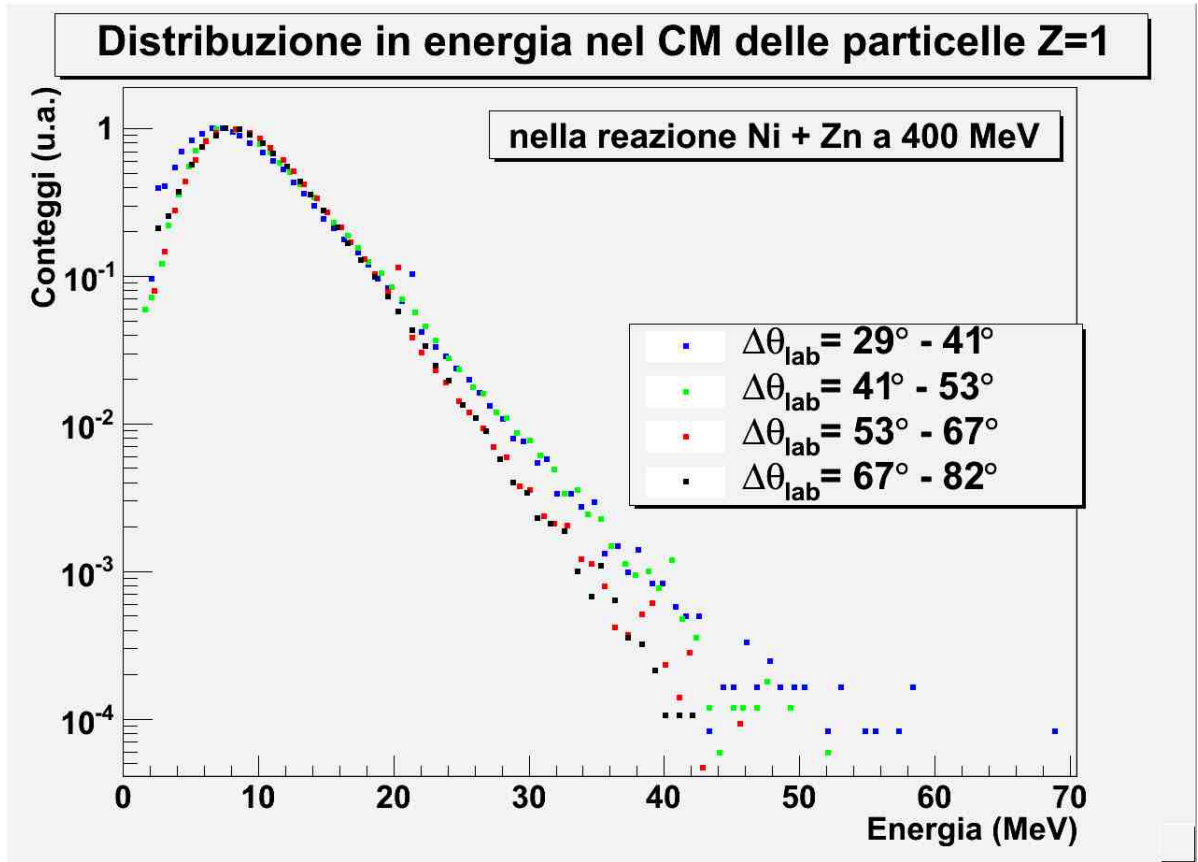


Figura 5.9: Distribuzione in energia nel centro di massa delle particelle con $Z=1$ nella reazione $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 400 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

emesse nel continuo, la densità dei livelli di particella singola, che determina la densità degli stati degli eccitoni, e la configurazione iniziale degli eccitoni. Per le reazioni studiate, si sono utilizzate configurazioni iniziali calcolate tramite l'equazione 1.20, che rappresenta il trend empirico ottenuto nel lavoro di N.Cindro [3]. Il parametro di densità dei livelli di particella singola è proporzionale alla densità dei livelli del modello fenomenologico a gas di Fermi con la parametrizzazione di Grudzevich [5]. Una descrizione dettagliata del formalismo usato nel *Griffin exciton model* in convoluzione con il codice statistico evaporativo si può trovare nel paragrafo 1.2 di questa tesi e nel paragrafo 4.1 del lavoro di O.V.Fotina [4]. Generalmente, nelle reazioni tra ioni pesanti con energia del proiettile compresa tra gli 8 e i 20 MeV/u, la maggior quantità di energia persa a causa dell'emissione di pre-equilibrio è dovuta all'emissione di neutroni di pre-equilibrio. Quindi, calcoli teorici degli spettri dei neutroni sono di grande importanza, soprattutto tenendo presente che con l'apparato GARFIELD si misurano solo spettri di particelle cariche. Lo spettro teorico calcolato dei neutroni emessi nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV è mostrato in Figura 5.15. Si può vedere un contributo abbastanza grande dovuto

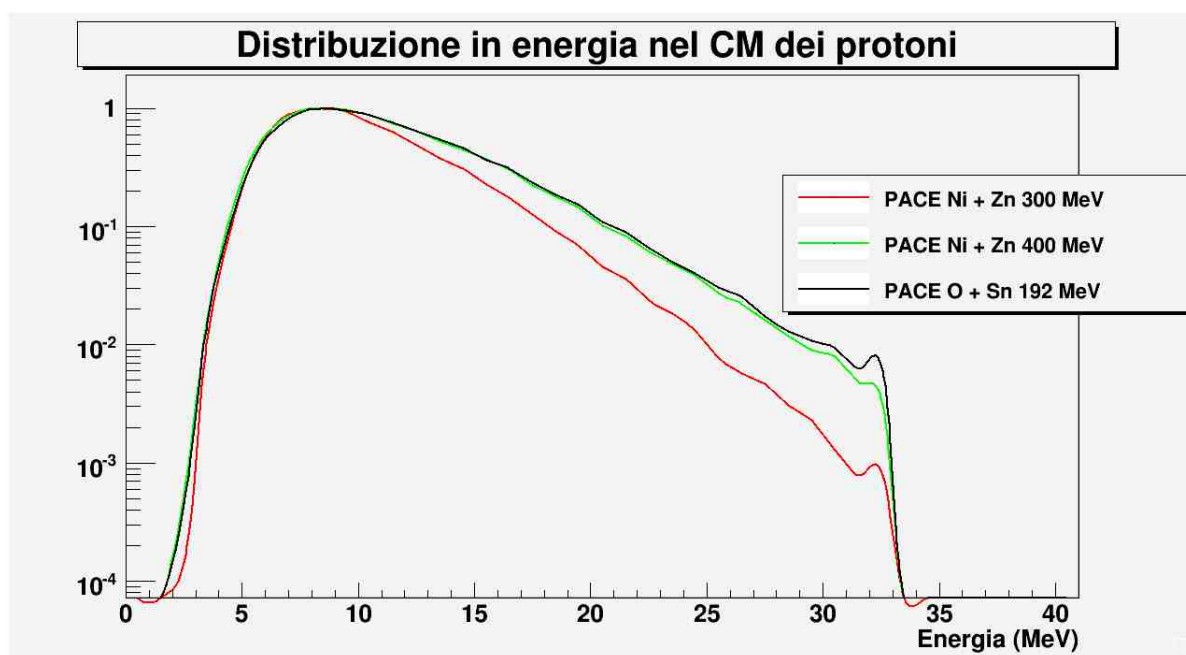


Figura 5.10: Distribuzioni **teoriche** in energia nel centro di massa delle particelle con $Z=1$ nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV, a 400 MeV e nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV.

al pre-equilibrio. Il modello fornisce come valore di molteplicità di neutroni di pre-equilibrio

$$M_n^{PE} = 0.45$$

Gli spettri teorici dei protoni e delle particelle α sono confrontati con i dati sperimentali delle reazioni $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 e 250 MeV. Cominciando dalla reazione a più alta energia, si può notare che in generale c'è un buon accordo tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche nel caso dei protoni (Figura 5.16). Il modello prevede un numero leggermente superiore di protoni di pre-equilibrio a grandi angoli, ma l'accordo in generale è buono. Confrontando le particelle α , Figura 5.17, partendo dall'angolo maggiore fino ad arrivare all'angolo minore (quello più avanti) si nota una sempre maggiore sovrapproduzione di particelle α di pre-equilibrio nei dati sperimentali rispetto alle previsioni teoriche.

Sulla base di queste osservazioni, si trova che è molto importante tenere in conto la probabilità di pre-formazione di particelle α nel nucleo proiettile (α -clustering) nella descrizione degli spettri di particelle α secondarie misurate nelle reazioni tra ioni pesanti. Inoltre, questo nuovo approccio teorico per l'analisi degli spettri di pre-equilibrio sperimentali, può essere uno strumento molto utile per estrarre informazioni sulle probabilità di pre-formazione delle particelle α e sulla configurazione iniziale, che sarà diversa da quella usata in questo lavoro. La configurazione di eccitoni che si propone di usare per future analisi, tiene conto non solo della configurazione a eccitoni associata al nucleo proiettile ^{16}O , ma anche dei contributi di $^{12}\text{C} + \alpha$,

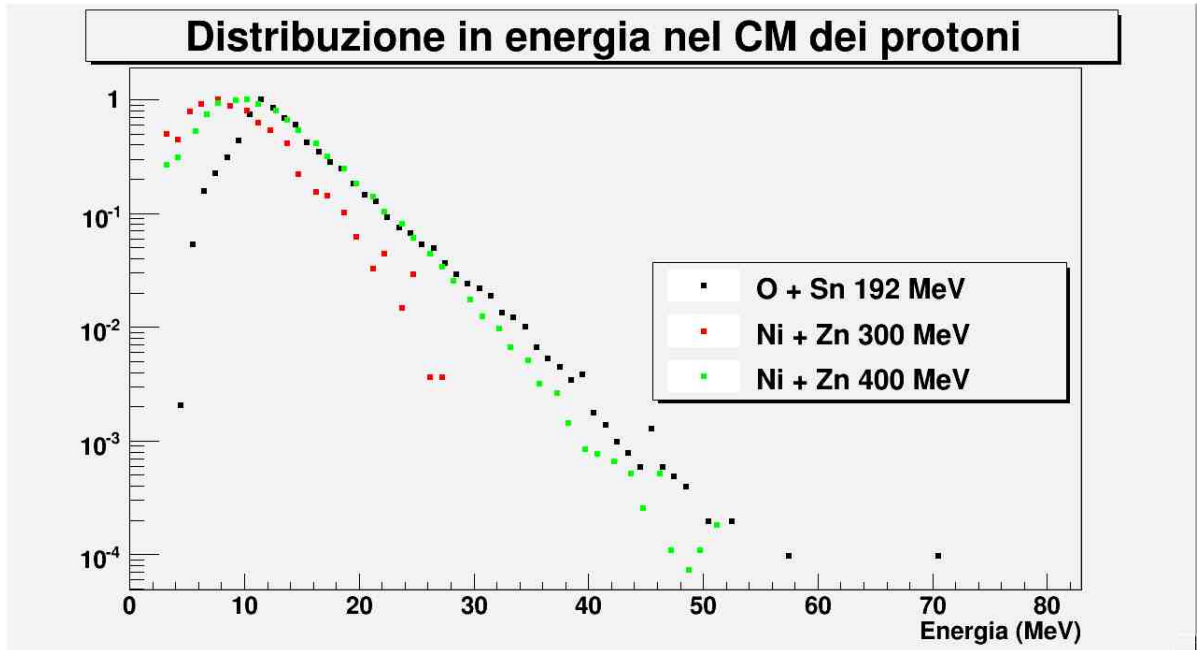


Figura 5.11: Distribuzioni **sperimentali** in energia nel centro di massa delle particelle con $Z=1$ nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV, a 400 MeV e nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV. Distribuzioni nell'angolo più indietro.

$^8\text{Be} + 2\alpha$ e 4α . Presumibilmente, il contributo principale alla sovrapproduzione di particelle α di pre-equilibrio è dato dalla configurazione $^{12}\text{C} + \alpha$, e il passo successivo nello sviluppo del modello sarà l'inclusione di questa configurazione in quella iniziale. Lo sviluppo del modello teorico andrà avanti in parallelo con il programma sperimentale sullo studio dell' α -clustering nei nuclei programmato ai Laboratori Nazionali di Legnaro.

Nelle Figure 5.18 e 5.19 sono mostrati i dati sperimentali della reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV assieme agli spettri calcolati dal modello teorico. Analizzando queste figure si arriva alla conclusione che il modello unificato Fotina lavora bene sia per protoni che per particelle α . La sovrapproduzione di particelle α è ancora presente ed è più evidente ad angoli avanti anche se questo effetto è comunque meno pronunciato rispetto alla reazione a più alta energia incidente. Questa sovrapproduzione è associata alla struttura a cluster di particelle α del nucleo ^{16}O , come discusso sopra.

Le molteplicità di particelle α e protoni di pre-equilibrio calcolate teoricamente sono

$$M_p^{PE} = 0.33$$

$$M_\alpha^{PE} = 0.22$$

Come si può osservare, le molteplicità di particelle α e protoni di pre-equilibrio sono decisamente più piccole rispetto al corrispondente valore per i neutroni. Quindi, possiamo confermare che la

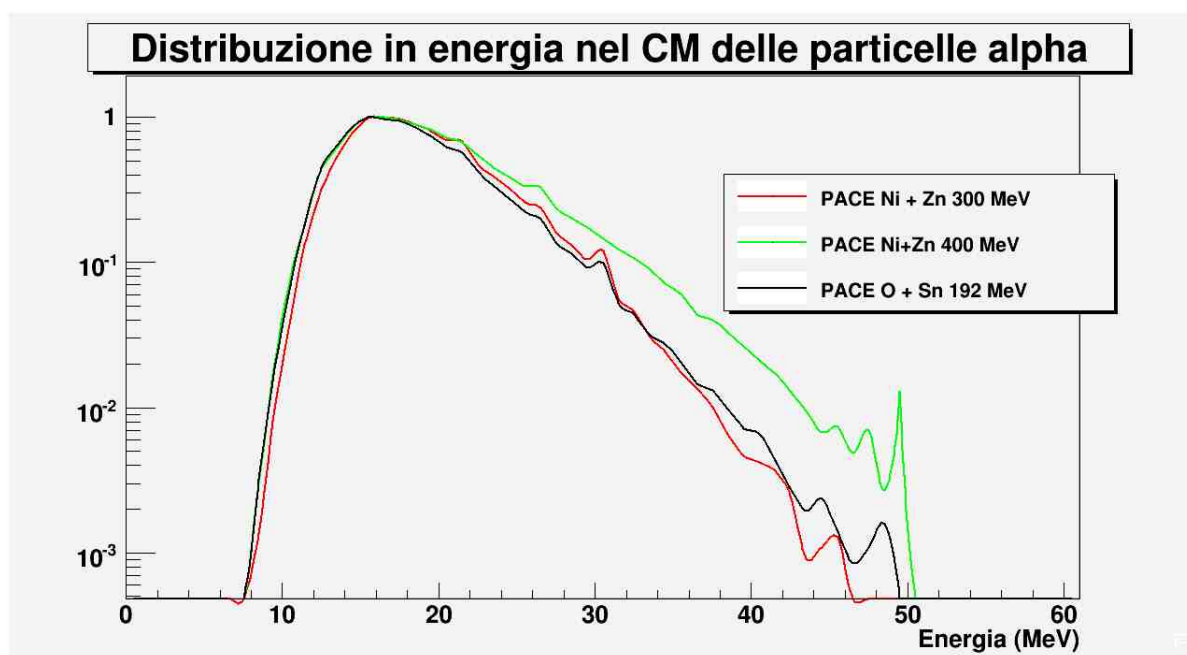


Figura 5.12: Distribuzioni **teoriche** in energia nel centro di massa delle particelle α nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV, a 400 MeV e nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV.

parte più grande di energia persa del Sistema Composto dovuta all'emissione di pre-equilibrio è associata all'emissione di neutroni di pre-equilibrio.

La principale conclusione a cui si è giunti è che il modello unificato Fotina lavora ragionevolmente bene nelle reazioni tra ioni pesanti con un range di energia del proiettile compreso tra i 12 e i 16 MeV/u e un canale di entrata asimmetrico in massa. Si può migliorare questo modello includendo la configurazione per l' α -clustering nello stato a eccitoni iniziale in modo che descriva meglio i meccanismi di reazione tra ioni pesanti nell'intervallo di energia del proiettile tra i 5 e i 20 MeV/u.

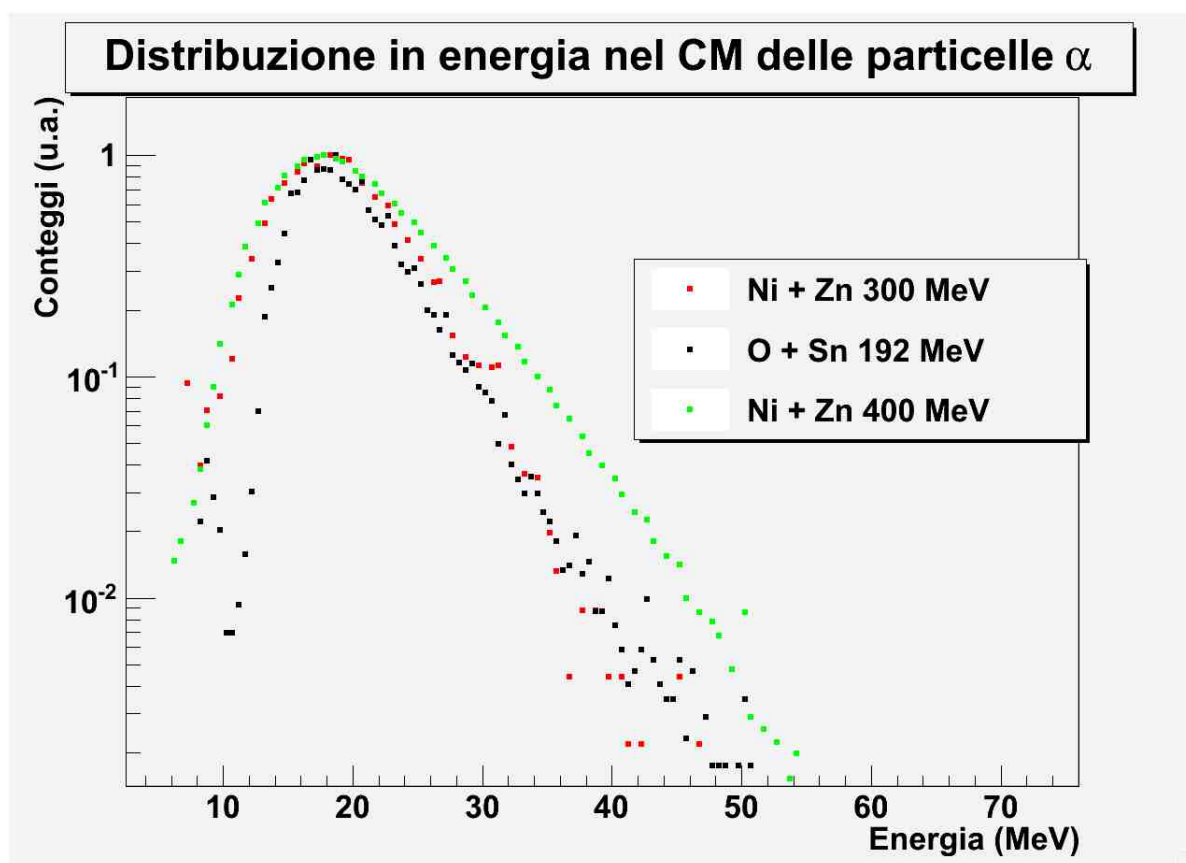


Figura 5.13: Distribuzioni sperimentali in energia nel centro di massa delle particelle α nelle reazioni $^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$ a 300 MeV, a 400 MeV e nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV. Distribuzioni nell'angolo più indietro.

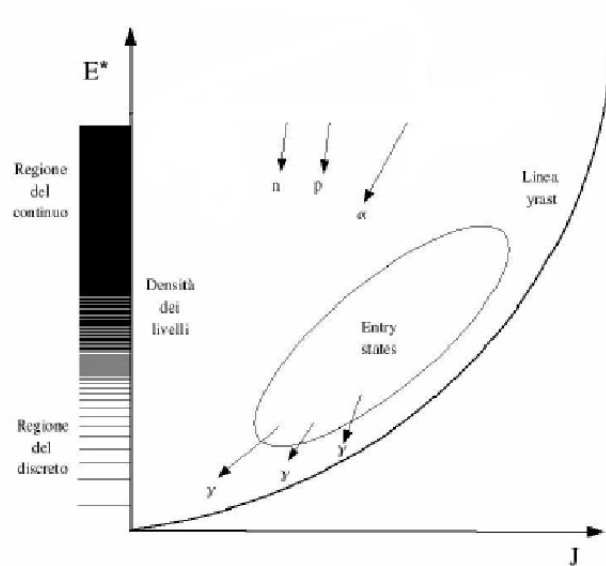


Figura 5.14: Rappresentazione nel piano E^* - J dei possibili modi di decadimento del sistema composto.

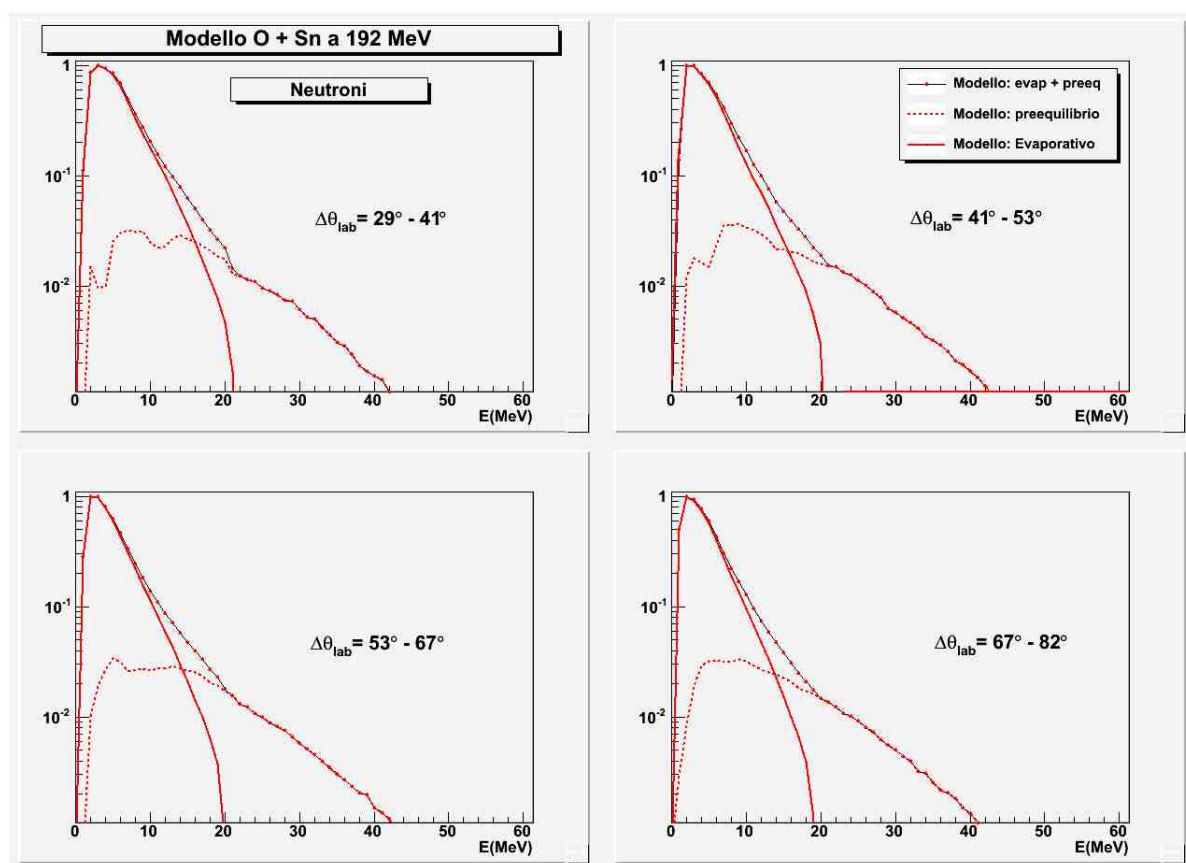


Figura 5.15: Distribuzione in energia nel laboratorio teorica dei neutroni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

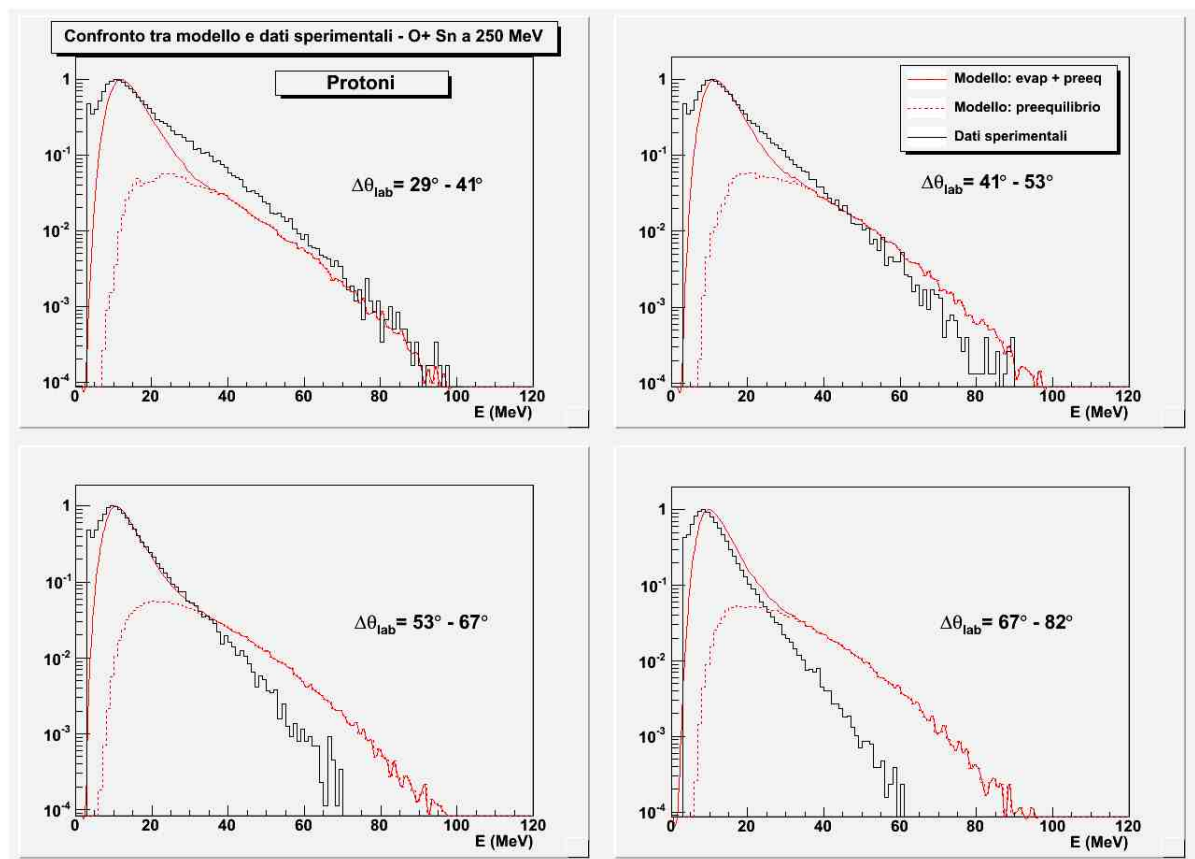


Figura 5.16: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio teoriche e sperimentali dei protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio. [13],[14]

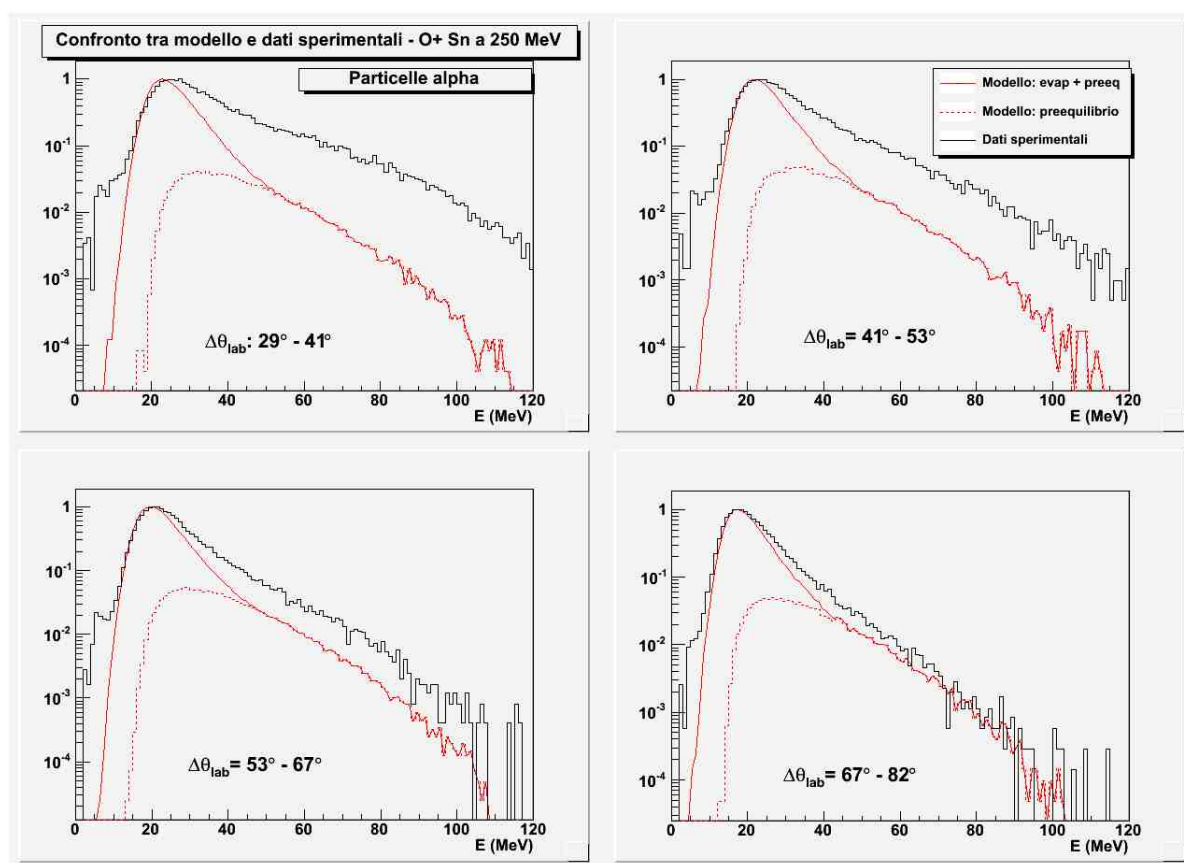


Figura 5.17: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio teoriche e sperimentali delle particelle α nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 250 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio. [13],[14]

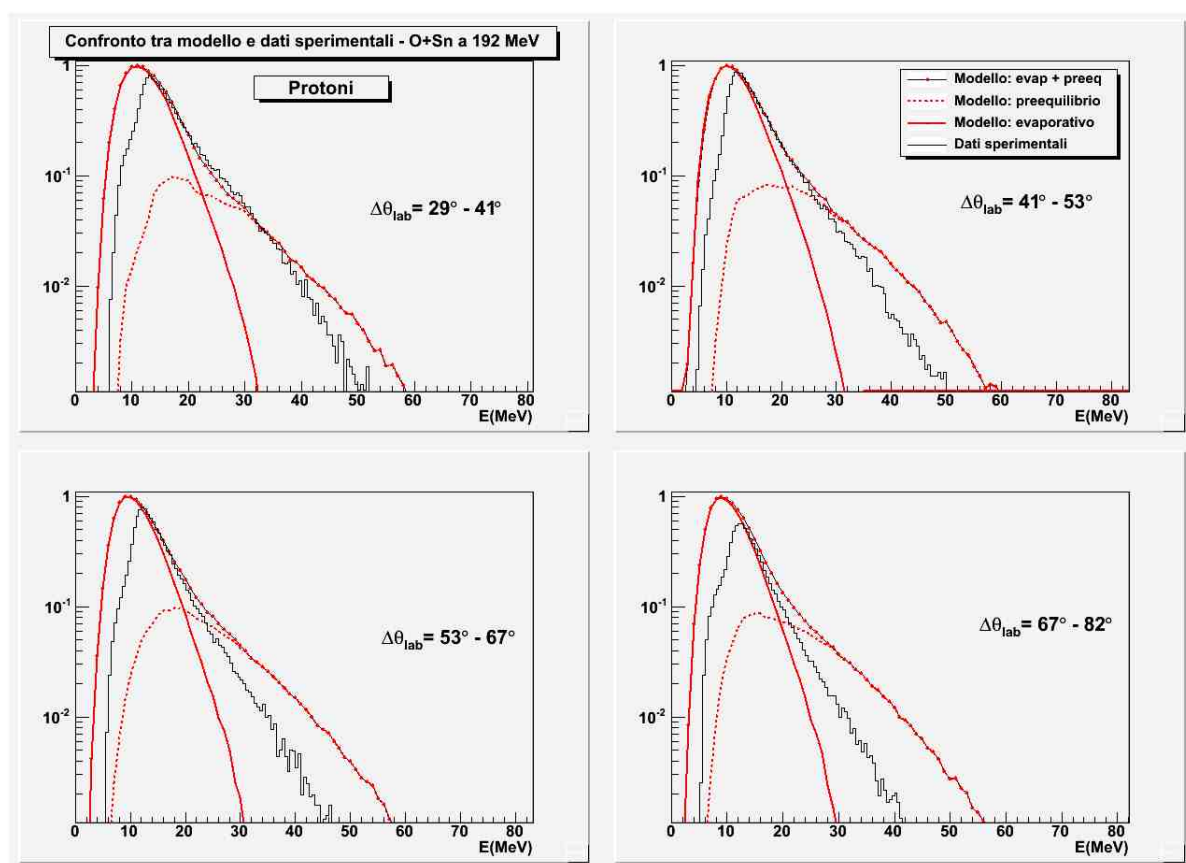


Figura 5.18: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio teoriche e sperimentali dei protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

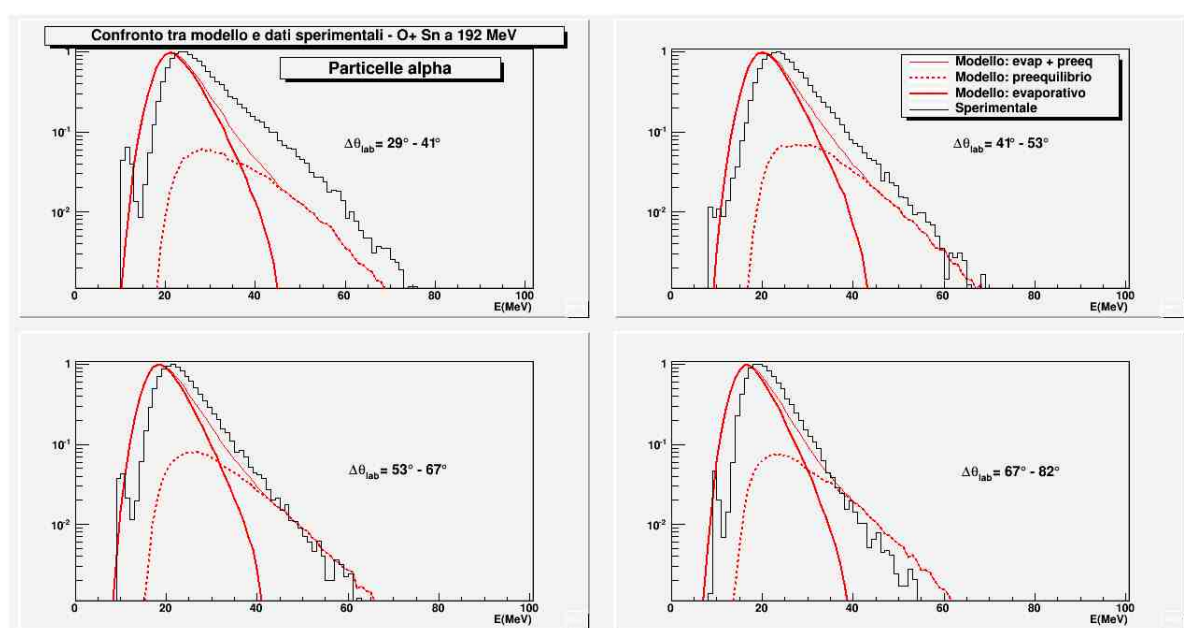


Figura 5.19: Confronto tra le distribuzioni in energia nel laboratorio teoriche e sperimentali delle particelle α nella reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV in 4 angoli diversi del sistema del laboratorio.

Conclusioni

Questo lavoro di tesi si è dedicato allo studio della competizione fra emissione di particelle cariche leggere da sorgente termalizzata e di pre-equilibrio nel caso di un sistema composto di massa medio-pesante ($A \sim 130$) ad energie di bombardamento di 12 MeV/n. Le misure sono state effettuate utilizzando l'apparato GARFIELD, per la rivelazione e l'identificazione delle particelle cariche leggere, l'apparato HECTOR (BaF_2) per la rivelazione di raggi gamma di alta energia per misure di Giant Dipole Resonance, i rivelatori Phoswich dell'apparato FIASCO per la misura dei residui di evaporazione. Sono stati analizzati in particolare i dati della reazione $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ ad una energia di bombardamento di 192 MeV e confrontati con i risultati ottenuti in misure precedenti da un sistema analogo formato a diverse energie di eccitazione e/o con diversa asimmetria di massa nel canale di ingresso. Pur nella consistenza dei risultati una prima differenza fra la formazione del sistema composto con simmetria o asimmetria di massa nel canale di ingresso è stata evidenziata per quanto riguarda il peso relativo della sezione d'urto di pre-equilibrio rispetto all'emissione termalizzata, mostrando come il sistema asimmetrico favorisca l'insorgere dei processi veloci. I risultati sperimentali sono stati poi interpretati e confrontati con le previsioni del modello ibrido teorico MCFx, che tiene in conto la competizione fra un meccanismo di emissione di tipo evaporativo, calcolato mediante una versione aggiornata del codice PACE2, accoppiato con un modello di pre-equilibrio basato sull'*exciton model* di Griffin. Dal confronto con i risultati del caso asimmetrico a diverse energie di bombardamento, si può affermare che il modello ibrido predice abbastanza bene le molteplicità di evaporazione e di pre-equilibrio, ma contestualmente sottolinea una sovrapproduzione di particelle alfa nei dati sperimentali, la cui probabilità di emissione aumenta all'aumentare dell'energia di bombardamento (velocità del proiettile). Tale sovrapproduzione viene ascritta alla possibile pre-formazione a cluster del sistema nucleare ed, in particolare nel caso studiato, dai conti preliminari risulta essere la struttura a cluster del proiettile (Ossigeno) ad avere una forte influenza sull'emissione delle particelle α . Il contributo principale sembra venire in particolare dalla configurazione $^{12}\text{C} + \alpha$. Il modello ibrido è in fase di sviluppo per inserire anche la struttura a cluster nella configurazione iniziale ad eccitoni in modo tale da permettere la valutazione della probabilità di preformazione delle particelle alfa e la loro conseguente emissione nel confronto con i dati sperimentali. Lo sviluppo del modello teorico andrà avanti in parallelo con il programma sperimentale sullo studio dell' α -clustering nei nuclei, programmato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro e che continuerà anche con i fasci esotici di SPES.

Appendice - Programma per la selezione degli eventi

Si riporta qui di seguito il programma in C++ utilizzato per la selezione degli eventi analizzati, quelli cioè dove è presente un ER nei phoswich e almeno una particella in GARFIELD. Questo programma riempie le matrici fast-slow che sono la base per la procedura di identificazione delle particelle rivelate nei CsI(Tl).

```
1 #include <stdio.h>
2 #include <stdlib.h>
3 #include <iostream>
4 #include <fstream>
5 #include <string.h>
6 #include <garfield_common.h>
7 #include <TROOT.h>
8 #include <TH2.h>
9 #include <TFile.h>
10 #include <TCutG.h>
11 #include <TKey.h>
12
13 using namespace std;
14
15 TCutG *tagli [9][4];
16 char name7[100], name9[100];
17
18
19 // ***** lettura tagli ga vs tof *****//
20 void leggitagli(const char *fname){ // per es "./tagli_ER_box0.root"
21     //un file .root per ogni box, dentro i cut sono nominati: cut_1_0
22     TFile *f=new TFile(fname);
```

```

23 TList *l=f->GetListOfKeys ();
24 l->Print ();
25 int Ntagli=0;
26 for (int k=0;k<l->GetSize ();k++){
27     TKey *g=(TKey*)l->At(k);
28     printf ("%s\n",g->GetName ());
29     int nphos=-1;
30     int box=-1;
31     sscanf (g->GetName (), "%*c%c%c%c%c%c%d%c%d", &nphos , &box );
32     printf ("%d_%d", nphos , box);
33     tagli [nphos ][box]=(TCutG*) f->Get (g->GetName ());
34     if ( ! tagli [nphos ][box]->InheritsFrom ("TGraph" ))
35         continue;
36     Ntagli++;
37 }
38 printf ("==_Letti_%d_tagli_da_\"%s\".\n", Ntagli ,fname );
39 f->Close ();
40 }
41
42
43 // ***** controllo sul residuo nei phoswich *****//
44 // da' 1 se c'e' un residuo , 0 altrimenti
45 int presenza_ER (int box , int nphos , float tof , float ga){
46     if (tagli [nphos ][box]->IsInside (tof ,ga)) return 1;
47     else return 0;
48 }
49
50
51 struct Garfield_Common garfield_ ;
52
53 int main (int argc , char **argv){
54
55     //////////// file di uscita per salvataggio istogrammi ////////////
56     TFile *f= new TFile ("h_LCP_ER_qlsMult.root" ,"recreate" );
57
58     char filename [60];
59     int nEvento=0;
60     int centroid_phos [9][4];

```

```

61  int shift_phos;
62  int mult_good=0;
63  int mult_ER_phos=0;
64  float pho_dsp_tof [9][4];
65  double rf_cal;
66
67  int csi_dsp_f_nbins=4000;
68  double csi_dsp_f_min = 0;
69  double csi_dsp_f_max = 2000;
70  int csi_dsp_spsa_nbins=2000;
71  double csi_dsp_spsa_min = 0;
72  double csi_dsp_spsa_max = 2000;
73
74  TH2F *f_spsa [12][4];
75  for (int settore=0;settore <12;settore++){
76      for (int cs=0;cs <4;cs++){
77          sprintf(name9,"h%d%d",settore+1,cs+5);
78          f_spsa [settore][cs] = new TH2F(name9,name9,csi_dsp_spsa_nbins ,
79              csi_dsp_spsa_min ,csi_dsp_spsa_max ,csi_dsp_f_nbins ,
80              csi_dsp_f_min ,csi_dsp_f_max);
81      }
82  }
83
84
85  //// apertura lista di file di input //// lista con tutti i 97 run
86  ifstream infile_peaks_phos;
87  infile_peaks_phos.open(argv [1]);
88  if (!infile_peaks_phos.is_open()){
89      printf("cannot open filelist ...%s\n",argv [1]);
90      return -1;
91  }
92
93
94  //////// ***** lettura file di tagli *****////////
95  for (int k=0;k<4;k++){
96      sprintf(name7,"/home1/garfield/Sara/datiPhos/tagli_ER_box%d.root",k);
97      leggitagli(name7);
98  }

```

```

99
100
101  ////////loop sui file////////
102  for(int ifile=0;; ifile++){
103      infile_peaks_phos>>filename;
104      if(infile_peaks_phos.eof()) {
105          cout<<argv[0]<<"_:_"<<"End_of_list"<<endl;
106          break;
107      }
108      int r=garfield_open_(filename);
109      if(r!=0){
110          printf("ERROR_opening_%s", filename);
111          continue;
112      }
113
114      for(int box=0;box<4;box++){
115          for(int nphos=1;nphos<9;nphos++){
116              infile_peaks_phos>>centroid_phos[nphos][box];
117          }
118      }
119
120  while(1){ ////////loop sugli eventi di un file////////
121      int r=garfield_readev_();
122      if((r!=0))          break;
123
124      mult_ER_phos=0;
125      mult_good=0;
126      rf_cal=garfield_.rf[1]*0.273;
127
128      if(garfield_.trg6==1){
129          for(int box=0; box<4; box++){
130              for(int nphos=1; nphos<9; nphos++){
131                  if(garfield_.pho_dsp_bl[nphos][box]>10. &&
132                      garfield_.pho_dsp_bl[nphos][box]<600. &&
133                      garfield_.pho_dsp_rawmax[nphos][box]<4090. &&
134                      garfield_.pho_dsp_rawmax[nphos][box]>garfield_.pho_dsp_bl[nphos][box]
135                      && garfield_.pho_dsp_tcf[nphos][box]>0.1
136                      && garfield_.pho_dsp_tcf[nphos][box]<800.){

```

```

137         pho_dsp_tof[nphos][box]=
138         (garfield_.pho_dsp_tcf[nphos][box]-
139         garfield_.pho_dsp_tref[nphos][box])-(rf_cal);
140         shift_phos=-600-centroid_phos[nphos][box];
141         pho_dsp_tof[nphos][box]=pho_dsp_tof[nphos][box]+shift_phos;
142         if(presenza_ER(box,nphos,pho_dsp_tof[nphos][box],
143             garfield_.pho_dsp_ga[nphos][box]))
144             mult_ER_phos++;
145
146     }
147 }
148 }
149 }
150
151 if(mult_ER_phos==1){
152     nEvento++;
153     for(int settore=0;settore<12;settore++){
154         for(int cs=4;cs<8;cs++){
155             if(garfield_.co_csi_dsp_bl[cs][settore]>10.&&
156             garfield_.co_csi_dsp_bl[cs][settore]<2000.&&
157             garfield_.co_csi_dsp_rawmax[cs][settore]>garfield_.co_csi_dsp_bl[cs][settore]&&
158             garfield_.co_csi_dsp_rawmax[cs][settore]<4096.&&
159             garfield_.co_csi_dsp_f[cs][settore]>520.&&
160             garfield_.co_csi_dsp_tcf[nphos][settore]<700.&&
161             garfield_.co_csi_dsp_tcf[nphos][settore]>230.){
162                 mult_good++;
163                 f_spsa[settore][cs-4]->Fill(garfield_.co_csi_dsp_spsa[cs][settore],
164                     garfield_.co_csi_dsp_f[cs][settore]);
165             }
166         }
167     }
168 }
169
170 }//fine ciclo sugli eventi di un file
171
172 }//fine ciclo sui run
173
174 f->cd();

```

```
175  for(int settore=0;settore <12;settore++){
176      for(int cs=0;cs <4;cs++){
177          f_spsa [settore][cs]->Write();
178      }
179  }
180  f->Close();
181
182 }//main
```

Bibliografia

- [1] Hodgson, Gadioli, and Gadioli Erba. *Introductory nuclear physics*. Oxford: Clarendon press, 1997.
- [2] Hodgson and Betak. Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions. *Physics Reports*, 374, 2003.
- [3] Cindro et al. Early stages of nucleus-nucleus collisions: a microscopic calculation of the initial number of degrees of freedom. *Physical Review Letters*, 66(7), 1991.
- [4] Eremenko et al. Fission time in the $^{28}\text{si} + ^{\text{nat}}\text{pt}$ reaction. *Phys. At. Nucl.*, 65, 2002.
- [5] Grudzevich et al. Non-equilibrium nucleon spectra from reactions at intermediate energies. *Radiat. Protect. Dosim.*, 126, 2007.
- [6] Gramegna et al. A telescope with microstrip gas chambers for the detection of charged products in heavy-ion reaction. *Nucl. Instr. and Meth, A* 389:474–478, 1997.
- [7] IEEE Nuclear Symposium. *GARFIELD: a General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions.*, 2004.
- [8] D. Hilsher et al. *Phys. Rev. C*, 20:576, 1979.
- [9] Kravchuk et al. Light particle emission mechanisms in heavy ion reactions at 5-20 mev/u. *Eur. Phys. Journ., EPJ Web of Conferences*, 2(10006), 2010.
- [10] O. Wieland et al. *Phys. Rev. Letters*, 97(012501), 2006.
- [11] Gavron et al. *Phys. Rev. C*, 21(230), 1980.
- [12] Charity et al. *Nucl. Phys. A*, 483(371), 1988.
- [13] Fotina, Kravchuk, et al. Pre-equilibrium effects in the secondary particle spectra in the reactions with heavy ions. *Int. Journ. of Mod. Phys. E*, 19(1134), 2010.
- [14] Fotina et al. Double-differential spectra of the secondary particles in the frame of pre-equilibrium model. *Phys. At. Nucl.*, 78, 2010.
- [15] A.V. Voinov et al. Level density of ^{56}fe and low-energy enhancement of γ -strength function. *Physical Review C* 74, 014314, 2006.

- [16] Kelly et al. Preequilibrium particle emission and the giant-dipole resonance in sn nuclei. *Physical Review C*, 56(6), 1997.
- [17] Bini et al. Fiasco: a multidetector optimized for semiperipheral heavy ion collisions at fermi energies. *NIM A*, 515, 2003.
- [18] Morelli et al. Automatic procedure for mass and charge identification of light isotopes. *Nucl. Instr. and Meth A*, 2010.
- [19] Bardelli et al. Time measurements by means of digital sampling techniques: a study case of 100 ps fwhm time resolution with a 100 msample/s, 12 bit digitizer. *Nucl. Instr. and Meth A*, 521, 2004.
- [20] Pasquali et al. A dsp equipped digitizer for online analysis of nuclear detector signals. *Nucl. Instr. and Meth A*, 570, 2007.
- [21] Corsi et al. Excitation of the dynamical dipole in the charge asymmetric reaction $^{16}\text{O} + ^{116}\text{sn}$. *Physics Letters B*, 679, 2009.
- [22] Lee, Matsuse, and Arima. Statistical yrast line in heavy-ion fusion reactions. *Physical Review Letters*, 45, 1980.
- [23] Cabrera et al. Fusion-fission and fusion-evaporation processes in $^{20}\text{ne} + ^{159}\text{tb}$ and $^{20}\text{ne} + ^{169}\text{tm}$ interactions between $e/a=8$ e 16 mev. *Physical Review C*, 68, 2003.
- [24] Reiner Bass. *Nuclear reactions with heavy ions*. Springer-Verlag, 1980.
- [25] Lanchais. G.a.r.f.i.e.l.d.: un apparato per misure di reazioni tra ioni pesanti ad energie intermedie. Master's thesis, Univestà di Bologna, 200x.
- [26] Barlini. Multiframmentazione in reazioni fra ioni pesanti con l'apparato garfield. calibrazioni e risultati preliminari. Master's thesis, Università di Bologna, 200x.
- [27] Baiocco. Emissione γ da nuclei caldi prodotti in reazioni nucleari simmetriche di fusione-evaporazione. Master's thesis, Università di Bologna, 2008.
- [28] Barlini. *Light Charged Particles emission and high energy γ -rays from Giant Dipole Resonance in hot nuclei*. PhD thesis, Università di Padova, 2006.
- [29] Morelli. Master's thesis, Università di Bologna, 2006.