Università degli Studi di Firenze

Scuola di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Scienze Fisiche e Astrofisiche

Studio e ricostruzione dei decadimenti del sistema ^{25}Mg formato in reazioni ^{12}C+^{13}C a 95 MeV come metodo per evidenziare possibili effetti di struttura

Study and decays recostruction of ^{25}Mg system formed in ^{12}C+^{13}C reaction at 95 MeV as a way to highlight possible structural effects

Relatore
Dott. Gabriele Pasquali

Candidato
Alberto Camaiani

Anno Accademico 2015/2016

Indice

Introduzione **1**

1 Il contesto fisico **3**
1.1 Il modello di decadimento statistico 6
1.2 Effetti di struttura in nuclei leggeri α-coniugati 10
1.2.1 Il nucleo ^{24}Mg 13

2 L'apparato sperimentale **15**
2.1 GARFIELD 16
2.1.1 Camera a deriva a *microstrip* 16
2.1.2 Scintillatori a CsI(Tl) 19
2.2 *Ring Counter* 20
2.2.1 Camera a ionizzazione 21
2.2.2 Rivelatori a silicio 21
2.2.3 Scintillatori a CsI(Tl) 23
2.3 Elettronica di lettura 24
2.3.1 *Trigger* di esperimento 26

3 Metodi di identificazione e calibrazioni **29**
3.1 ODIE: un *software* per calibrazione ed identificazione 29
3.2 Controllo della stabilità dei guadagni 31
3.3 Metodi di identificazione 33
3.3.1 La tecnica ΔE-E 33
3.3.2 Analisi della forma del segnale 35
3.3.3 Procedura di identificazione delle particelle 38
3.3.4 Soglie di identificazione 40
3.4 Accorgimenti di identificazione 42
3.5 Calibrazioni energetiche 49
3.5.1 Calibrazione dei CsI(Tl) 50

4 Codici di simulazione e di analisi **53**
4.1 GEMINI++ 53
4.2 HFl 55

4.3 Il programma di analisi 58

5 Analisi Dati **61**
5.1 Selezione di eventi con ER 62
5.1.1 Distribuzione di carica e molteplicità medie 62
5.1.2 Inquinamento da reazioni non di fusione 65
5.2 Eventi con ER e completi in carica 67
5.2.1 Distribuzioni di carica e molteplicità medie 68
5.2.2 Spettri di energia cinetica di LCP 70
5.3 Distribuzioni di energia delle LCP per diversi Z_{ER} 72
5.3.1 Decadimenti O+2α e C+3α 75
5.4 Spettri di Q-valore 78
5.4.1 Decadimenti O+2α e C+3α 81
5.5 Reazioni di diffusione inelastica 83

Conclusioni e sviluppi futuri **87**

A Sensibilità dei modelli al momento angolare di spin nucleare **91**

B Tentativi di spettroscopia gamma **95**

Bibliografia **101**

Ringraziamenti **103**

Introduzione

Le reazioni nucleari sono uno dei principali strumenti per indagare le caratteristiche dei nuclei, in particolare la loro struttura interna, e per tentare di discriminare fra i numerosi modelli che cercano di descrivere come protoni e neutroni si comportino all'interno di un nucleo. In particolare, attraverso le reazioni nucleari è possibile creare sistemi in condizioni estreme di temperatura, densità e momento angolare, da cui trarre informazioni sul comportamento della materia nucleare in condizioni molto diverse da quelle dello stato fondamentale. Ciò ha rilevanza anche ai fini di comprendere fenomeni come la nucleo-sintesi stellare e la struttura delle stelle di neutroni.

La collaborazione NUCL-EX dell'INFN ha condotto negli ultimi anni una campagna di ricerca volta ad investigare le proprietà della struttura nucleare di nuclei leggeri, ovvero con massa intorno a 20-30 unità di massa atomica. Studi recenti hanno infatti dimostrato che, per questi nuclei, protoni e neutroni hanno la possibilità di disporsi secondo strutture ordinate, dette *cluster*, all'interno del nucleo stesso: in particolare sistemi α-coniugati (i.e. pari-pari) si potrebbero descrivere come se formati da catene di particelle α, almeno ad energie d'eccitazione superiori alla soglia per emissione di particelle α [1–7]. L'interesse della collaborazione NUCL-EX è in particolare volto ad evidenziare gli effetti di questo fenomeno, detto *clustering*, sui canali di decadimento di nuclei fortemente eccitati formati in reazioni di fusione completa. In generale, nella fusione completa si forma un cosiddetto *nucleo composto* con elevata energia di eccitazione ed elevato momento angolare ma in condizioni di equilibrio, il cui decadimento è ben descritto da modelli puramente statistici. Effetti di strutture a *cluster* si potrebbero manifestare come deviazioni nel decadimento del nucleo composto rispetto alle previsioni dei modelli statistici. In effetti, in studi precedenti, è stato analizzato il nucleo ^{24}Mg, mettendo in evidenza delle discrepanze nelle probabilità di decadimento dei singoli canali e nelle forme degli spettri di particelle α rispetto al modello di decadimento statistico [8–10]. Questo lavoro di tesi, continuando sulla strada intrapresa, vuole indagare i decadimenti del nucleo ^{25}Mg formato in reazioni di fusione completa ^{12}C+^{13}C a 95 MeV di energia di bombardamento, alla ricerca di possibili effetti di struttura legati al *clustering*. Sebbene il sistema in esame non sia un nucleo α-coniugato, si può pensare che, all'energia d'eccitazione E^*=65.7 MeV a cui si viene a formare, possa essere descritto come un nucleo di ^{24}Mg con un neutrone debolmente legato: ci si può quindi domandare se la presenza del neutrone in più abbia influenza sulla presenza o sull'intensità degli effetti di *clustering*.

Per rivelare i prodotti di reazione si è utilizzato l'apparato GARFIELD+*Ring Counter* [11] installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro e gestito dallo stesso gruppo NUCL-EX. Grazie alla sua elevata efficienza geometrica (circa l'80% dell'angolo solido totale) e alla bassa molteplicità media di frammenti per evento, a causa della bassa energia in gioco nella reazione, è infatti possibile ricostruire in maniera completa (i.e. rivelando l'intera carica del sistema proiettile-bersaglio) i singoli canali di decadimento, permettendone l'analisi dettagliata.

In particolare i risultati ottenuti verranno confrontati con le previsioni di due codici Montecarlo per la simulazione del decadimento statistico: il codice GEMINI++ [12], ampiamente utilizzato nella fisica nucleare degli ioni pesanti, e il codice HFl [13], sviluppato all'interno della collaborazione stessa e particolarmente ottimizzato per sistemi leggeri.

L'organizzazione del presente lavoro di tesi è la seguente: nel Capitolo 1 introdurremo il contesto fisico, presentando i principali concetti relativi alle reazioni nucleari e ai modelli di decadimento statistico, per poi affrontare il problema del *clustering* e di come questo possa essere messo in evidenza dall'analisi dei prodotti di reazione; nel Capitolo 2 presenteremo in dettaglio l'apparato sperimentale utilizzato, GARFIELD+*Ring Counter*; verranno poi illustrati i metodi utilizzati per l'identificazione dei prodotti di reazione e le tecniche di calibrazione energetiche dell'apparato, al fine di produrre insiemi di eventi pronti per essere analizzati; nel Capitolo 4 si introdurranno i due codici Montecarlo basati sui modelli di decadimento statistico e necessari per il confronto con i risultati sperimentali; infine, i risultati dell'analisi dei dati sperimentali saranno discussi nel Capitolo 5, in particolare focalizzando l'attenzione su eventuali discrepanze con il modello di decadimento statistico imputabili al *clustering*.

Capitolo 1

Il contesto fisico

Le collisioni tra ioni pesanti sono uno dei modi più efficaci per indagare il comportamento della materia nucleare in condizioni di temperatura e densità estreme. Se l'energia in gioco è sufficientemente bassa (10-20 MeV/u), così che il proiettile e il bersaglio possano fondersi in un unico nucleo, l'utilizzo di queste reazioni permette di produrre nuclei con alta energia di eccitazione e grande momento angolare.

Ad energie del fascio di 10-20 MeV/u, l'interazione tra nucleoni all'interno di due nuclei che collidono può essere spiegata attraverso la teoria del campo medio, secondo cui un nucleone "sente" l'interazione media dovuta alla presenza tutti gli altri nucleoni. Infatti, in una collisione tra nuclei a queste energie, la lunghezza d'onda di de Broglie λ associata ad un nucleone del proiettile è maggiore della "distanza media" dei nucleoni nel nucleo bersaglio ($\sim$1.2 fm): il processo quindi non risente delle singole collisioni tra nucleoni ma è di natura collettiva, permettendo una descrizione secondo la teoria del campo medio. Al contrario, ad alte energie di bombardamento (E>100 MeV/u) la lunghezza d'onda λ è più piccola della distanza tra i nucleoni e l'energia di legame dei nucleoni nei nuclei diventa trascurabile: la reazione può essere schematizzata classicamente come due "pacchetti" di nucleoni liberi che collidono.

In una visione semiclassica, il processo di collisione, oltre che dall'energia del fascio, è condizionato fortemente dal parametro d'urto b, definito come la distanza tra la traiettoria asintotica del proiettile e la retta parallela a questa passante per il centro del bersaglio. Il valore del parametro d'urto determina la sovrapposizione delle distribuzioni di densità dei nuclei durante la collisione e quindi determina quali meccanismi di interazione possono avvenire. Ad esempio, è utile introdurre il parametro d'urto di *grazing* (b_{gr}), funzione dell'energia del centro di massa E_{cm} e della altezza della barriera coulombiana V_c.

$$b_{gr} = R\sqrt{1 - \frac{V_c}{E_{cm}}} \tag{1.1}$$

Si tratta del valore di b per il quale la distanza di minimo avvicinamento diventa pari al raggio della barriera *coulombiana* R[1]. Il valore b_{gr} definisce, quindi, il parametro

[1]Con il termine "raggio della barriera *coulombiana*" si intende la distanza per cui la forza di

d'impatto massimo per cui si ha interazione attraverso la forza nucleare forte. In particolare:

- per $b > b_{gr}$ proiettile e bersaglio interagiscono tramite il loro campo coulombiano, in quanto la distanza è tale che la forza nucleare forte risulta essere trascurabile; si ha quindi diffusione *coulombiana* che può essere elastica oppure non elastica;

- per $b \approx b_{gr}$ i nucleoni più in superficie di proiettile e bersaglio iniziano a risentire della forza forte, mentre le regioni interne di proiettile e bersaglio non interagiscono; in questo tipo di reazioni, dette reazioni dirette, possono essere scambiate piccole quantità di energia oltre ai nucleoni più periferici, in tempi relativamente brevi (10^{-22} s) rispetto a processi più dissipativi; i prodotti di reazione mantengono memoria delle loro identità e caratteristiche iniziali, perciò nel canale d'uscita si rivela un frammento simile al proiettile (QP - quasi-proiettile) ed uno simile al bersaglio (QT - quasi-bersaglio);

- per $b < b_{gr}$ i nucleoni iniziano a risentire della forza forte nella loro interezza; si hanno forti trasferimenti di energia, di momento angolare e di nucleoni, con conseguente produzione di nuclei finali con carica e massa anche molto diversi rispetto a quelli di proiettile e bersaglio (DIC, *Deep Inelastic Collision*);

- infine per $b \ll b_{gr}$ si hanno collisioni "centrali" con elevata probabilità di produrre fusione completa; si ha la formazione di un nucleo composto, nel seguito CN (da *Compound Nucleus*), ovvero di un sistema completamente termalizzato la cui evoluzione non dipende più dal modo in cui è stato prodotto.

In figura 1.1 si riporta si mostra l'andamento dei contributi alla sezione d'urto differenziale per unità di momento angolare ($d\sigma(l)/dl$) al variare del momento angolare l ($b \propto l$). È possibile infatti mettere in relazione il parametro d'urto da una parte con il momento angolare associato al moto relativo dei due nuclei e dall'altra con la sezione d'urto di reazione. Quest'ultima è associata a tutti i valori del parametro d'urto (o del momento angolare) che sono minori del valore "di *grazing*". Si ricava una dipendenza lineare di $d\sigma(l)/dl$ dal momento angolare, come mostrato in fig. 1.1. Nella figura sono anche evidenziati i meccanismi di reazione associati ai diversi valori del momento angolare. Per valori di $l \sim l_{gr}$ la sezione d'urto è dominata dalle reazioni "quasi elastiche" (σ_{qe}), che vengono poi rimpiazzate dalle *Deep Inelastic Collision* al diminuire di l (σ_{DIC}). Infine, per l inferiore ad un certo valore critico, il processo prevalente è la fusione dei due nuclei (σ_F). La figura mostra anche che le transizioni da un tipo di processo ad un altro non sono improvvise, ma avvengono in modo progressivo.

Nella presente misura si è impiegato un fascio di ioni ^{12}C. Il fascio non era continuo ma pulsato, ovvero suddiviso in pacchetti della durata temporale di circa 2 ns (larghezza a metà altezza) che giungono sul bersaglio ogni 400 ns. Il fascio pulsato è stato prodotto

repulsione *coulombiana* prevale sulla forza d'attrazione forte. R può essere parametrizzato come $R \simeq \left[0.5 + 1.36\left(A_P^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}}\right)\right]$, con A_P e A_T rispettivamente massa di proiettile e bersaglio.

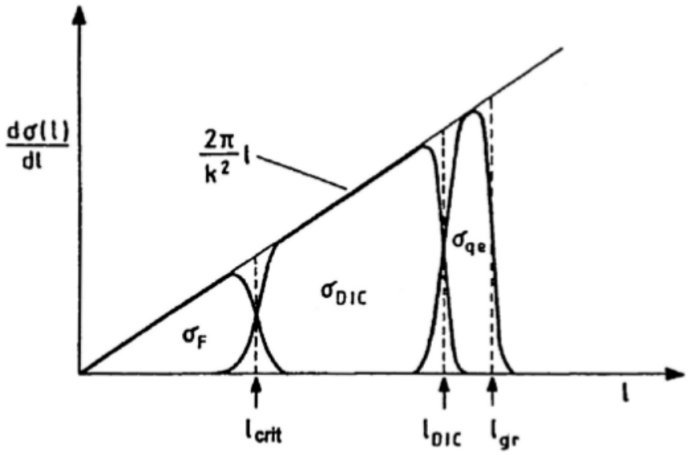


Figura 1.1: *Rappresentazione schematica dell'andamento dei contributi alla sezione d'urto differenziale per unità di momento angolare al variare del momento angolare l. Il parametro d'urto b è direttamente proporzionale a l.*

dall'acceleratore *Tandem* XTU dei Laboratori Nazionali di Legnaro con un energia cinetica di 95 MeV, con intensità media di 0.1-0.15 pnA. Il bersaglio di ^{13}C è fisso nel sistema del laboratorio ed ha spessore 100 μg/cm^2. Intensità del fascio e spessore del bersaglio, sono stati scelti affinché, nel tempo a disposizione per la misura, si acquisisse un numero statisticamente significativo di eventi di interesse: il numero totale di eventi raccolti è pari a 90 milioni. I principali parametri della reazione in studio in questo lavoro di tesi sono infine riportati in tabella 1.1. Si può notare che,

Tabella 1.1: *Principali parametri della reazione: energia del centro di massa, Q-valore per fusione completa, energia d'eccitazione del CN, angolo di grazing, momento angolare totale di grazing, sezione d'urto di reazione, sezione d'urto di fusione.*

Reazione	$\mathbf{E_{cm}}$ [MeV]	$\mathbf{Q_{fus}}$ [MeV]	$\mathbf{E^*}$ [MeV]	$\theta^{\mathbf{lab}}_{\mathbf{gr}}$ [deg]	$\mathbf{l_{gr}}$ [$\hbar$]	$\sigma_{\mathbf{R}}$ [mbarn]	$\sigma_{\mathbf{F}}$ [mbarn]
^{12}C+^{13}C	49.39	16.31	65.7	4.5	19	1440	780 [14] 680 [15]

per le energie in gioco, circa il 50% della sezione d'urto di reazione (stimata tramite il modello PACE4 [14] e il modello di Bass [15]) è di fusione completa, ovvero corrisponde alla formazione di un nucleo composto fortemente eccitato, con energia d'eccitazione E^*=65.7 MeV.

1.1 Il modello di decadimento statistico

In questo paragrafo si vogliono richiamare, in modo assolutamente non esaustivo, il concetto di nucleo composto e di decadimento statistico, con cenni alle ipotesi fisiche ed ai trattamenti di modello ad essi associati. Alle relativamente basse energie impiegate in questo lavoro, si ha un elevata probabilità che il nucleo proiettile si fonda con il bersaglio. Nelle prime fasi della collisione, viene trasferita energia dal moto ordinato, lungo la direzione del fascio, ai gradi di libertà interni dei due nuclei: ad esempio, in una visione a particelle indipendenti, all'energia dei singoli nucleoni all'interno del nucleo. Soprattutto nei primi passi di questo processo, quando gli scambi di energia sono maggiori, esiste una probabilità finita che uno o più nucleoni del proiettile o del bersaglio fuoriescano dal nucleo: questo fenomeno è detto emissione di pre-equilibrio. La probabilità che avvengano emissioni di pre-equilibrio aumenta all'aumentare dell'energia della particella proiettile [16]. A basse energie, al contrario, si assiste ad una ridistribuzione dell'energia tra tutti i nucleoni del nucleo senza emissioni di pre-equilibrio. Il sistema può vivere abbastanza a lungo da raggiungere una situazione di equilibrio termodinamico: si viene così a formare, come precedentemente accennato, un nucleo finale completamente termalizzato, di massa totale $A = A_P + A_T$, con A_P e A_T rispettivamente massa del proiettile e del bersaglio. Questo sistema è chiamato nucleo composto ed ha un'energia d'eccitazione pari all'energia cinetica del proiettile sommata al Q-valore. Il nucleo formato può sopravvivere per tempi relativamente lunghi (circa 10^{-19} s) rispetto ad esempio a processi meno dissipativi, i quali avvengono su tempi dell'ordine del tempo di attraversamento del bersaglio da parte del proiettile (10^{-21}-10^{-22} s).

Lo studio teorico di questo sistema si basa sul principio di indipendenza di Bohr, secondo il quale si definisce CN un sistema all'equilibrio termico completo, in cui si ha indipendenza tra il canale di formazione (canale d'ingresso) e il canale di decadimento in uscita. Al nuovo nucleo così formato, oltre ad essere stati trasferiti massa ed energia, viene effettivamente trasferito anche il momento angolare orbitale iniziale, tanto che esso può assumere valori di *spin* molto elevati. Ad esempio, nella reazione in analisi, dai valori ottenuti della sezione d'urto di fusione nella tabella 1.1, si stima che il nucleo ^{25}Mg si formi con una distribuzione di *spin* che arriva ad un valore massimo di $19\,\hbar$.

Tipicamente, dopo la formazione, il sistema decade attraverso l'evaporazione di particelle o per fissione. Nel primo caso il CN perde la sua energia d'eccitazione emettendo particelle leggere e radiazione gamma: il frammento nucleare restante è chiamato residuo evaporativo (ER, da *Evaporation Residue*). Nel secondo caso il CN, sotto l'azione della forza nucleare forte e della repulsione *coulombiana*, inizia un processo di deformazione fino a che non si spacca in due frammenti. Si noti, infine, che i due canali non sono mutuamente esclusivi ma che alcune particelle cariche o neutroni possono essere evaporate dal CN durante il processo di fissione; analogamente i frammenti di fissione, se ancora eccitati, possono evaporare particelle cariche o neutroni.

Dall'ipotesi d'indipendenza di Bohr segue che la sezione d'urto associata ad un particolare canale di decadimento può essere fattorizzata nel prodotto di quella del

processo di fusione completa e della probabilità di decadimento del CN attraverso il canale considerato. In modo più formale, fissata l'energia E, il momento angolare totale J e la parità π, si ha che la sezione d'urto del processo può essere espressa come prodotto tra la la sezione d'urto di fusione nel canale d'entrata α ($\sigma_{\alpha CN}$) e la probabilità di decadimento del CN nel canale d'uscita β ($P(\beta)$):

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J_\pi} = \sigma_{\alpha CN}^{J_\pi} \cdot P(\beta) \tag{1.2}$$

con la condizione di normalizzazione che $\sum_\gamma P(\gamma) = 1$, dove la sommatoria è su tutti i possibili canali di decadimento. La probabilità di decadimento può essere espressa attraverso le ampiezze parziali di decadimento dei singoli canali:

$$P(\beta) = \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma_{CN}} = \frac{\Gamma_\beta}{\sum_\gamma \Gamma_\gamma} \tag{1.3}$$

cioè come rapporto tra l'ampiezza di decadimento parziale del canale β e l'ampiezza totale di decadimento del CN.

Il modello di decadimento statistico si basa sulla teoria di Hauser-Feshbach [17]. Per esprimere la sezione d'urto totale di formazione e decadimento occorre però considerare che il CN si può formare con valori di J e π differenti e sommare su questi:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J_\pi} \sigma_{\alpha CN}^{J_\pi} \frac{\Gamma_\beta^{J_\pi}}{\sum_\gamma \Gamma_\gamma^{J_\pi}} \tag{1.4}$$

La probabilità di decadimento $P(\beta)$ nell'eq. 1.3 può essere calcolata attraverso il teorema di reciprocità [18] ottenendo

$$P(\beta) = \frac{\Gamma_\beta^{J_\pi}}{\sum_\gamma \Gamma_\gamma^{J_\pi}} = \frac{\sum_{l,s} T_l^\beta}{\sum_\gamma \sum_{l,s} T_l^\gamma} \tag{1.5}$$

dove T_l^β è il coefficiente di trasmissione[2] attraverso il canale β.

Considerando un sistema proiettile+bersaglio con spin nucleari non nulli, rispettivamente chiamati i ed I, e supponendo che il coefficiente di trasmissione T_l non dipenda dal momento angolare totale J, si può ottenere un espressione generalizzata per la sezione d'urto $\sigma_{\alpha\beta}$ [18]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{J=|l-s|}^{|l+s|} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sum_{l,s} T_l^\alpha \sum_{l',s'} T_{l'}^\beta}{\sum_\gamma \sum_{l,s} T_l^\gamma} \tag{1.6}$$

Nell'utilizzo del teorema di reciprocità si assume implicitamente che reazione diretta e

[2] Si definisce il coefficiente di trasmissione, per la generica reazione $\alpha \to \alpha'$, $T_{\alpha\alpha'} = 1 - |S_{\alpha\alpha'}|^2$, con $S_{\alpha\alpha'}$ elemento della matrice di *scattering*: quest'ultima può essere calcolata, ad esempio, attraverso il modello ottico [18].

reazione inversa coincidano. Occorre notare, tuttavia, che nella reazione diretta il proiettile si fonde con il bersaglio nel suo stato fondamentale mentre nella reazione inversa il CN decade in proiettile più bersaglio eccitato. Si sta facendo l'ipotesi approssimativa che il coefficiente di trasmissione sia indipendente dall'energia dello stato finale, ovvero $T_l(E) \simeq T_l(E^*)$.

Nei nuclei composti con numeri di massa A (A≈20-30), come quelli in analisi in questo lavoro di tesi, la probabilità di decadimento via fissione risulta marginale. Ad esempio, per la reazione in analisi, dal modello di calcolo PACE4 [14], si stima che solo lo 0.02% dei nuclei composti formati decada attraverso fissione. La quasi totalità degli eventi decade attraverso emissione di particelle cariche leggere (LCP - *Light Charged Particles*) o neutroni.

Per avere informazioni sulla distribuzione energetica $f(\epsilon)$ delle particelle emesse si può osservare che la probabilità di decadimento attraverso un generico canale $P(\beta)$ è collegata, attraverso la 1.5, al coefficiente di trasmissione T_l^β. Si può assumere l'ipotesi che T_l^β non dipenda da β ma solo dall'energia cinetica ϵ della particella evaporata: $T_l^\beta = T(\epsilon)$. Per conoscere il numero di particelle emesse con energia compresa tra ϵ e $\epsilon + d\epsilon$ occorre conoscere il numero di livelli del CN compresi in questo intervallo: la probabilità dP di emissione è quindi collegata al numero dei livelli coinvolti dN ($dP \propto T(\epsilon)dN$). Introducendo la densità dei livelli in corrispondenza dell'energia d'eccitazione E^* del nucleo figlio ($\rho(E^*)$) si ottiene

$$dP \equiv f(\epsilon)d\epsilon \propto T(\epsilon)\rho(E^*)d\epsilon \tag{1.7}$$

In generale, il numero di stati disponibili per un nucleo con energia d'eccitazione compresa tra E ed $E + dE$ può essere collegata all'entropia del sistema:

$$S = ln(\rho(E)) \tag{1.8}$$

dove si è assunto la costante di Boltzman uguale a 1. Sfruttando le equazioni termodinamiche (T$dS = dE$) si può ottenere un espressione per la densità dei livelli in funzione dell'energia

$$\rho(E) \propto exp(E/\mathrm{T}) \tag{1.9}$$

dove T rappresenta la temperatura del sistema, cioè del nucleo. La crescita esponenziale della densità dei livelli ottenuta nell eq.(1.9) è la ragione per cui è richiesto un approccio statistico per la trattazione del decadimento di CN, in quanto per energie elevate, in un sistema in equilibrio termico come il CN, i livelli sono così vicini in energia, rispetto alle rispettive larghezze, che non è possibile separarli.

L'energia d'eccitazione E^* è esprimibile come funzione dell'energia d'eccitazione della particella evaporata: $E^* = E^*_{max} - \epsilon$. Si noti ora che $T(\epsilon)$ cresce con ϵ, mentre la densità dei livelli, come funzione dell'energia della particella evaporata, decresce: si ottiene quindi che la distribuzione energetica delle particelle evaporate segue un andamento *maxwelliano*

$$f(\epsilon) \propto \epsilon\, exp(-\epsilon/\mathrm{T}) \tag{1.10}$$

dove T è la temperatura del nucleo figlio. Per le catene evaporative (i.e. emissione in sequenza di più particelle) la temperatura misurata dalla pendenza dello spettro[3], in scala semilogaritmica, delle LCP (o neutroni) rappresenta la temperatura media dell'evaporazione. Ciascuna particella emessa per evaporazione, infatti, lascia il CN in un nuovo stato con energia d'eccitazione minore rispetto a quella del nucleo padre: lo spettro *maxwelliano* finale è così dato dal contributo di ogni evaporazione, che avviene a temperature del nucleo padre differenti. Occorre infine ricordare che se la particelle evaporata è una LCP, e non un neutrone, la distribuzione energetica avrà un contributo ulteriore dovuto alla repulsione *coulombiana*.

Sperimentalmente, se è avvenuta la formazione di CN, si deve avere che la distribuzione polare delle particelle evaporate è simmetrica rispetto a 90° nel s.d.r. del centro di massa: se si è persa memoria del canale d'ingresso, infatti, non esistono direzioni privilegiate di emissione in avanti o indietro, mentre, per la conservazione del momento angolare J, è mantenuta memoria del piano di reazione, la cui normale è individuata dalla direzione di J. Per le stesse ragioni la distribuzione azimutale deve avere simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio.

Al termine della catena evaporativa, quando l'energia d'eccitazione del nucleo figlio è inferiore all'energia minima (soglia) necessaria per l'emissione di particella, il nucleo si diseccita emettendo fotoni lungo la linea Yrast[4], come mostrato schematicamente in figura 1.2. La linea Yrast individua gli stati di minima energia del nucleo al variare di J. In fig. 1.2 si nota come il nucleo composto venga formato in uno stato di elevato momento angolare ed energia di eccitazione (in alto a destra). L'energia ed il momento angolare diminuiscono per emissione di particelle fino alla formazione di un residuo (*final nucleus*) che si diseccita ulteriormente con emissione di gamma statistici fino ad arrivare alla linea Yrast. Da qui in poi la diseccitazione avviene a spese del momento angolare, sempre tramite emissione gamma.

Da una stima con PACE4 si è potuto osservare come il 99% decadimenti del ^{25}Mg produce ER con Z>4. In particolare, frammenti di Li e Be risultano pressoché assenti in eventi di decadimento evaporativo: ciò non deve stupire, in quanto l'evaporazione di queste particelle da sistemi leggeri, come quello qui in analisi, è molto improbabile. Qualitativamente, ciò può essere spiegato immaginando che la particella si sia formata all'interno del nucleo padre e cerchi di uscire: dati i valori di energia in gioco, queste particelle non hanno sufficiente energia per oltrepassare la barriera (*coulombiana* e centrifuga) in uscita, né tanto meno il CN ha *spin* sufficientemente alto per deformarsi riducendo così la barriera. D'altra parte, anche la produzione di ioni Li e Be come ER risulta estremamente improbabile, in quanto, partendo da ^{25}Mg, questo richiederebbe una catena evaporativa con un numero di neutroni, ioni idrogeno e ioni elio emessi incompatibile con l'energia di eccitazione del CN.

[3]In questo lavoro di tesi si utilizza la parola "spettro" come sinonimo di "distribuzione energetica".

[4]Questo avviene anche se l'energia di eccitazione iniziale a cui si è formato il CN non è tale da superare la soglia di emissione di particella.

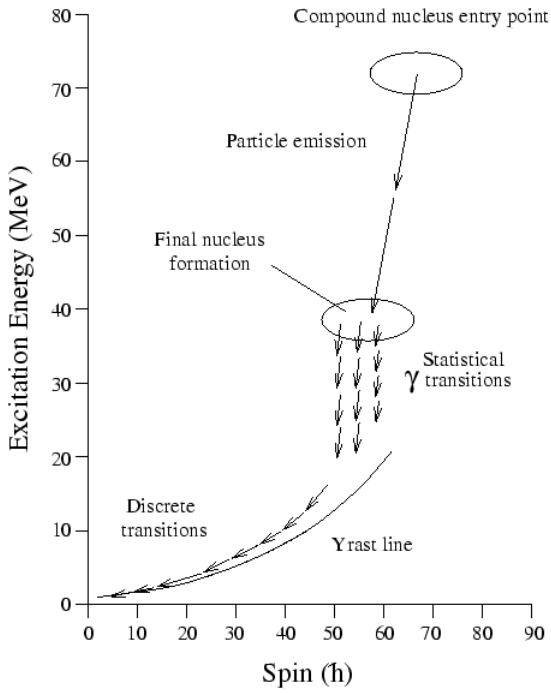


Figura 1.2: *Diagramma schematico del decadimento di un CN in funzione dello spin J e dell'energia d'eccitazione E^*, dalla formazione del CN, attraverso l'evaporazione fino alla diseccitazione per emissione di fotoni lungo la linea Yrast.*

1.2 Effetti di struttura in nuclei leggeri α-coniugati

Attraverso l'analisi dei prodotti di decadimento di un CN si possono trarre informazioni sul comportamento di protoni e neutroni all'interno del nucleo.

Una delle principali sfide nel campo della fisica nucleare, infatti, è lo studio e la comprensione della struttura nucleare, sia dal punto di vista teorico che sperimentale. In questo ambito, uno dei maggiori successi è stata la formulazione di un modello a particelle indipendenti, detto "modello a *shell*", con cui è stato possibile definire, sulla base del Principio di Esclusione di Pauli, particolari configurazioni di nucleoni (dette appunto *shell*) che spiegassero l'andamento (ed in particolare le discontinuità) dell'energia di legame e dell'energia di separazione di protoni e neutroni, al variare della massa A del nucleo [19]. Per nuclei di massa sempre maggiore sono stati poi introdotti modelli che tenessero conto di effetti di deformazione del nucleo dovuti alle correlazioni fra nucleoni, come ad esempio il "modello rotazionale" e il "modello vibrazionale", con i quali è stato possibile interpretare l'esistenza di serie di livelli energetici non spiegabili attraverso il semplice "modello a *shell*". Infine si è arrivati a parlare di "modello a *shell* deformato", ovvero il "modello di Nilson", che unisce modelli a particelle indipendenti e modelli collettivi per descrivere la struttura nucleare.

Negli ultimi decenni, modelli teorici e risultati sperimentali hanno tuttavia mostrato evidenze che protoni e neutroni avrebbero la tendenza ad aggregarsi in strutture

discrete, dette *cluster*, all'interno del nucleo, in particolar modo in nuclei con egual numero di protoni e neutroni [1–7]. Nei nuclei α-coniugati (ovvero pari-pari), in particolare, protoni e neutroni tenderebbero a riunirsi in particelle α, formando le cosiddette strutture α-*cluster*. A partire dal 1960 numerose campagne di ricerca si sono susseguite alla ricerca di strutture discrete da energie prossime alla barriera *coulombiana* fino a energie d'eccitazione di E*=20-50 MeV: queste strutture sono state interpretate in termini di "molecole nucleari". In particolare si sono osservati nuclei con *cluster* al di fuori di una *shell* chiusa come il ^{20}Ne (inteso come α+^{16}O) o sistemi in cui si ha la completa condensazione del nucleo in particelle α come il ^{12}C.

Riguardo alle strutture a *cluster*, non sono attese nei nuclei nello stato fondamentale ma bensì ad energie d'eccitazione prossime, ma soprattutto superiori, alla soglia di decadimento. Questo comportamento è ben illustrato nel cosiddetto "Diagramma di Ikeda" originariamente comprendente nuclei con N=Z [20] il quale è stato recentemente modificato ed esteso da von Ortzen [21] per nuclei più esotici ricchi di neutroni (*neutron-rich*) come mostrato in figura 1.3. Il "Diagramma di Ikeda" riporta la soglia energetica

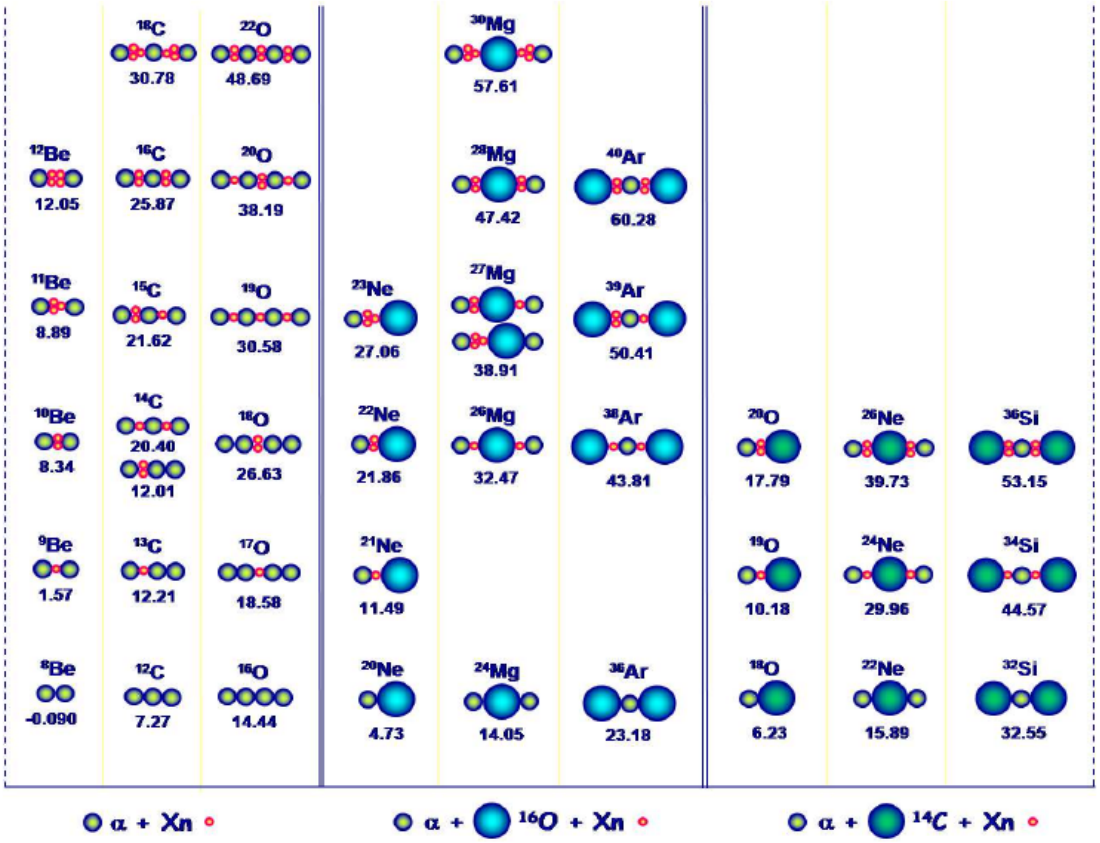


Figura 1.3: *Illustrazione schematica delle strutture molecolari in nuclei leggeri con N=Z e neutron-rich: i numeri sotto ciascuna struttura corrispondono alla soglia (in MeV) di decadimento nelle sottounità [21].*

(in MeV) di decadimento del nucleo padre nelle componenti discrete disegnate (i.e. il Q-valore del decadimento): ad esempio si noti (riquadro di sinistra in fig. 1.3) il ^{12}C che ad energia d'eccitazione superiore a 7.27 MeV si può configurare come un sistema di 3α, mentre il ^{13}C (posizione immediatamente superiore) può assumere una configurazione a 3α+n oltre 12.21 MeV. Sono inoltre riportati sistemi legati interpretati come un nucleo centrale di ^{16}O o ^{14}C (rispettivamente riquadro centrale e di destra) a cui sono legate particelle alfa e neutroni: ad esempio il ^{24}Mg oltre 14.05 MeV è compatibile con ^{16}O+2α.

Il fenomeno del *clustering* è stato osservato in sistemi molto diversi tra di loro. Per esempio in nuclei leggeri e *neutron-rich* come il ^{11}Li, la cui struttura può essere pensata come un nucleo centrale di ^{9}Li attorno al quale "orbitano" due neutroni. Questo nucleo fa parte della famiglia dei cosiddetti "nuclei borromeani" in quanto la rimozione di uno dei tre componenti del sistema (^{11}Li=^{9}Li+n+n) porta alla completa disintegrazione del nucleo, poiché né il ^{10}Li né il sistema n+n esistono in natura come stati legati. Sono inoltre state ottenute evidenze sperimentali di come il fenomeno del *clustering* sia presente anche in sistemi di ioni pesanti ed in frammenti leggeri prodotti in collisioni nucleari [22].

Il più semplice e più convincente esempio di strutture ad α-*cluster* in nuclei leggeri è il sistema ^{8}Be. Il livello fondamentale di questo nucleo è instabile e decade spontaneamente con un tempo di dimezzamento di 6.7×10^{17} s in due particelle α: si può quindi intendere il sistema ^{8}Be, come formato da una catena di due particelle α "quasi legate".

Aggiungendo un'altra particella α al ^{8}Be si ottiene il ^{12}C che è il primo sistema legato in natura per cui è stata proposta la struttura a *cluster*. In particolare, già nel 1953, fu predetta da Fred Hoyle l'esistenza per il ^{12}C di uno stato eccitato a 7.65 MeV (primo stato eccitato J^{π}=0^{+}), in risonanza con tre particelle alfa, per spiegare la formazione di nuclei di carbonio nella fase di creazione delle stelle [23]. Il cosiddetto "stato di Hoyle" è stato effettivamente trovato a energia circa pari a quella predetta. Attualmente si pensa che esso corrisponda ad un sistema formato da una catena di 3α di energia risonante con

$$\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow^{8} Be + \alpha \rightarrow^{12} C^{*} \ [7.65\,\mathrm{MeV}] \ .$$

Teorie recenti hanno ipotizzato che questo stato debba essere descritto non tanto quanto una catena di 3α quanto come una sorta di gas diluito formato da 3α [24], il cui volume è circa 3-4 volte quello dello stato fondamentale.

La ricerca di stati risonanti formati da catene di α è stata effettuata anche in nuclei più pesanti. Ad esempio, si stanno cercando evidenze sperimentali che il sistema ^{16}O si possa comportare come un gas di 4 particelle alfa. Anche per l'^{16}O sono state predette strutture a *cluster*. Uno stato α+^{12}C è stato predetto a circa 15.1 MeV di energia sopra lo stato fondamentale, energia che, come si può notare in fig. 1.3, è 0.7 MeV al di sopra della soglia per la rottura del sistema in 4 particelle alfa [25]. Anche una struttura a catena di alfa è stata predetta, nel 1967 da *Chevalier et al* [26], per l' ^{16}O: ad oggi tuttavia, nonostante un esperimento espressamente dedicato [27] non sono state trovate

evidenze sperimentali di questa ipotesi.

Per il ^{20}Ne, invece, si è avuta la prima indicazione diretta dell'esistenza di una struttura ^{12}C+2α, sulla base delle bande rotazionali misurate [28].

1.2.1 Il nucleo ^{24}Mg

Di particolare interesse per questo lavoro è il caso del sistema ^{24}Mg. Nel 2012 la collaborazione NUCL-EX ha iniziato una campagna di misure volte ad indagare possibili effetti di struttura presenti nel nucleo ^{24}Mg formato nella reazione di fusione completa ^{12}C+^{12}C a 95 MeV di energia di bombardamento. Nella misura discussa in [8], il ^{24}Mg è stato prodotto in una reazione di fusione fra nuclei, α-coniugati (^{12}C) ed è stato mostrato come si abbiano discrepanze, rispetto ai modelli di decadimento statistico, sia nelle probabilità di decadimento dei diversi canali, sia nelle forme delle distribuzioni energetiche delle particelle α emesse. Ciò è stato attribuito a possibili effetti di struttura ad α-*cluster*. È stata successivamente indagata la possibilità che gli effetti di *clustering* evidenziati nel decadimento del ^{24}Mg siano una conseguenza degli effetti di α-cluster presenti negli ioni ^{12}C: è quindi stato studiato il ^{24}Mg prodotto nella reazione ^{14}N+^{10}B a 80.7 MeV (scelta in modo da produrre lo stesso nucleo fuso con la stessa E*), in modo da non avere né nel proiettile né nel bersaglio pronunciati effetti di struttura. In [10] il confronto fra le due reazioni ha permesso di concludere che, nonostante i segnali associati al *clustering* siano più marcati quando la reazione è fra nuclei α-coniugati, tali segnali sono anche presenti nel decadimento del ^{24}Mg formato da ^{14}N+^{10}B.

In questo contesto si inserisce il presente lavoro di tesi, nel quale abbiamo studiato la reazione ^{12}C+^{13}C a 95 MeV di energia di bombardamento. Attraverso lo studio dei decadimenti del nucleo ^{25}Mg ad E*=65.7 MeV si cercherà di comprendere se nel sistema siano presenti ancora effetti di struttura imputabili all'α-*clustering*. Ad esempio, recentemente è stato mostrato [29] che lo stato $1/2_2^+$ del nucleo ^{13}C può essere descritto come un *cluster* 3α+n, ovvero costituito dallo stato 0_2^+ (stato di "Hoyle") del ^{12}C accompagnato da un neutrone di valenza in onda s. Si può quindi ipotizzare che il nucleo ^{25}Mg eccitato a 65.7 MeV abbia un *core clusterizzato* di ^{24}Mg con l'aggiunta di un neutrone debolmente legato. Quest'ultimo potrebbe venire immediatamente emesso dal nucleo, che poi procede a decadere secondo i decadimenti del ^{24}Mg. Come ipotesi alternativa, la presenza del neutrone aggiuntivo potrebbe perturbare completamente il sistema di modo che non siano più visibili le discrepanze mostrate in [8, 9] rispetto ai modelli di decadimento statistico. In analogia con quanto fatto fino ad oggi dalla collaborazione NUCL-EX [8–10], occorre quindi confrontare i dati sperimentali ottenuti dai decadimenti del ^{25}Mg con le previsioni ottenute dal modello statistico. In questo lavoro sono state utilizzate due implementazioni distinte del modello statistico, che saranno illustrate, senza entrare nei dettagli, nel capitolo 4.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale è costituito dal sistema a molti rivelatori GARFIELD (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions*) e RCo (*Ring Counter*) installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL). In figura 2.1 è riportata una sezione longitudinale dell'apparato complessivo, che d'ora in avanti indicheremo con GARFIELD+RCo [11].

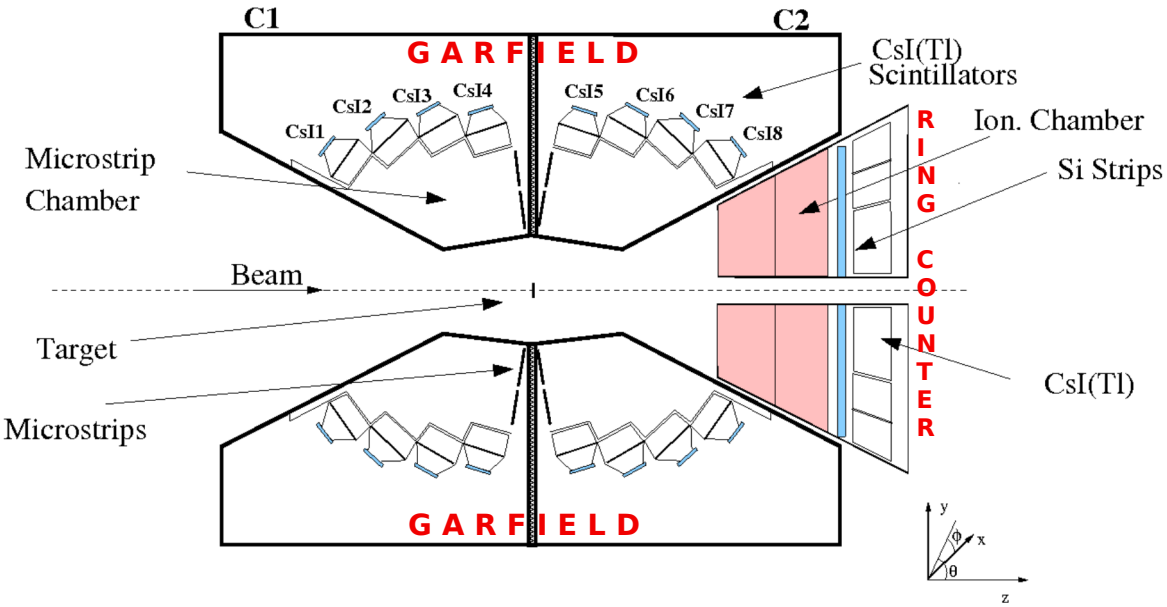


Figura 2.1: *Sezione dell'apparato sperimentale GARFIELD + RCo.*

GARFIELD è un sistema di rivelazione a due stadi, dedicato all'identificazione di LCP e frammenti di massa intermedia (IMF - *Intermediate Mass Fragment*) fino a Z∼20: il primo stadio consta di due camere a deriva con lettura a *microstrip* mentre il secondo è costituito da cristalli di ioduro di cesio drogati al tallio (CsI(Tl)). In particolare le due camere a deriva C1 e C2, poste una di fronte all'altra come mostrato in figura 2.1, coprono da 30° a 150° rispetto alla direzione del fascio in angolo polare.

RCo è un rivelatore a simmetria azimutale a forma di tronco di cono che si inserisce nell'apertura lasciata da GARFIELD per angoli polari inferiori a 30°. È un sistema di rivelazione a tre stadi per l'identificazione degli ER e delle particelle più leggere: il primo stadio consta di una camera a ionizzazione (IC), il secondo stadio è formato da rivelatori a silicio e come terzo e ultimo stadio sono presenti cristalli di CsI(Tl). Gli angoli polari coperti dal RCo vanno da 5.4° a 17°.

L'elevata efficienza geometrica dell'apparato, quasi l'80% dell'angolo solido totale, unita al basso numero di particelle prodotte nella reazione in studio (^{12}C+^{13}C a 95 MeV), permette di ottenere un'efficienza significativa per eventi completi in carica (i.e. eventi nei quali la carica totale in unità elettroniche ricostruita dalle particelle raccolte è proprio uguale alla somma dei numeri atomici del proiettile e del bersaglio): ciò garantisce la possibilità di studiare singoli canali di decadimento del sistema in esame.

Prima di procedere alla descrizione completa dell'apparato sperimentale si ritiene opportuno, per facilitare la comprensione del lettore, descrivere brevemente le tecniche utilizzate per l'identificazione dei prodotti di reazione (per una completa descrizione si veda la sezione 3.3). Sia GARFIELD che RCo si basano, infatti, sulle correlazioni del tipo "ΔE vs E" che permettono di correlare l'energia ΔE rivelata dal primo stadio con l'energia residua E depositata rivelata dal secondo, fornendo quindi l'identificazione in carica e (se possibile) massa della particella ionizzante. Questa configurazione viene detta "a telescopio". Per le particelle che non hanno energia sufficiente ad attraversare il primo stadio del telescopio, si può utilizzare la tecnica dell'analisi della forma del segnale indotto nel rivelatore stesso (detta PSA, da "*Pulse Shape Analysis*): ad esempio nei rivelatori a silicio del RCo, si può correlare il valore dell'energia con il tempo di salita del segnale di carica ottenendo informazioni su carica e (se possibile) massa della particella ionizzante. Un differente tipo di analisi della forma del segnale, ma sempre volto all'identificazione delle particelle, viene utilizzato per i cristalli di CsI(Tl) sia di GARFIELD che del RCo.

Occorre infine ricordare che l'apparato sperimentale non è ottimizzato per la rivelazione di neutroni e di raggi gamma emessi durante il processo di evaporazione del nucleo composto [1].

2.1 GARFIELD

2.1.1 Camera a deriva a *microstrip*

Il rivelatore di tipo ΔE, nel caso di GARFIELD, è formato da due camere a deriva a *microstrip* (MSGC - *Micro-Strip Gas Chamber*) a simmetria cilindrica rispetto

[1] In questo lavoro si è anche esplorata la possibilità di impiegare gli scintillatori di GARFIELD per la rivelazione dei raggi gamma: i risultati preliminari di questo tentativo saranno riportati nell'App. B in quanto necessitano, per essere ben compresi, dell'analisi delle reazioni periferiche, oggetto del par. 5.5.

all'asse del fascio, riempite con gas di tetrafluoruro di carbonio (CF_4) ad un valore di pressione costante. La camera che copre angoli polari superiori a 90° è nominata "camera all'indietro", mentre quella che copre angoli inferiori a 90° è detta "camera in avanti": in figura 2.1, queste sono indicate rispettivamente come C1 e C2. La camera all'indietro sottende angoli polari compresi tra 95° e 151° per una copertura azimutale di 315°. Essa non ha simmetria cilindrica completa: è presente infatti un'apertura per l'eventuale inserimento di rivelatori ancillari, come ad esempio rivelatori per raggi gamma. La camera in avanti, invece, presenta una copertura azimutale di 360° e copre angoli polari da 29° a 82°. Le due camere, C1 e C2, sono rispettivamente divise in 21 e 24 settori in azimut. Ciascun settore è definito elettricamente da un elettrodo a *microstrip* di nichel depositate su vetro di ampiezza azimutale $\Delta\phi$=15°: ogni elettrodo è a sua volta suddiviso in quattro differenti regioni di raccolta di carica, come mostrato in figura 2.2 [11]. Si noti come per ogni vetro l'elettrodo sia diviso longitudinalmente

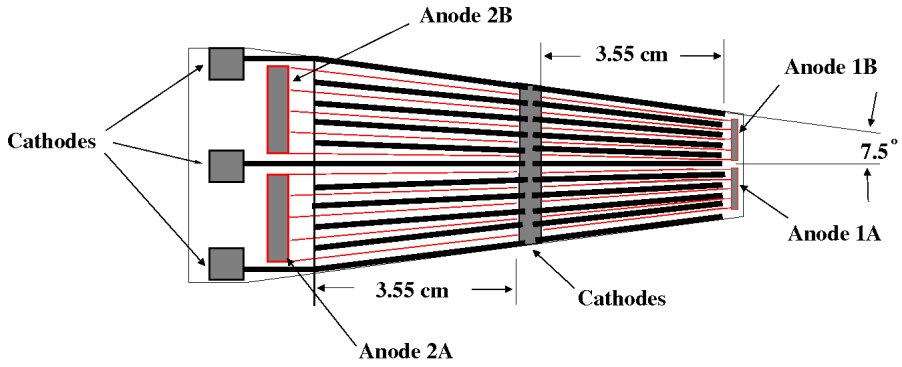


Figura 2.2: *Schema di una microstrip delle camere di GARFIELD. Le due coppie longitudinali di elettrodi sono denominate 1A-1B e 2A-2B, dove A e B identificano le due regioni radiali della microstrip.*

e trasversalmente, a formare quattro aree, denominate 1A-1B e 2A-2B, dove A e B indicano rispettivamente il lato sinistro e quello destro guardando dal lato della deposizione di nichel, mentre 1 e 2 si riferiscono alla metà più vicina e a quella più lontana dal fascio. I vetri sono posizionati nei piani ad angoli polari di 82° per la camera in avanti e 95° per la camera indietro. Ciascun settore contiene quattro scintillatori a ioduro di cesio che coprono lo stesso angolo azimutale delle *microstrip* e dividono l'intervallo di angolo polare in quattro intervalli contigui (vedi tabella 2.1). In figura 2.3 è riportata la visione schematica di un settore, definito da un elettrodo a *microstrip* e dai relativi cristalli a CsI(Tl). La regione di gas definita da ognuno dei quattro elettrodi delle *microstrip* insieme ad uno scintillatore a CsI(Tl) permette la realizzazione di una correlazione ΔE-E per l'identificazione delle particelle. L'energia ΔE persa nel gas da parte della particella ionizzante è ottenuta dalla carica raccolta dalla coppia di elettrodi longitudinali del vetro a *microstrip* e correlata con l'energia residua E depositata nello scintillatore (ottenuta dalla quantità di fotoni prodotti nello scintillatore stesso): per ogni coppia, inoltre, gli elettrodi A e B vengono mantenuti indipendenti permettendo quindi, per un dato scintillatore, la realizzazione di quattro correlazioni ΔE-E. Tali

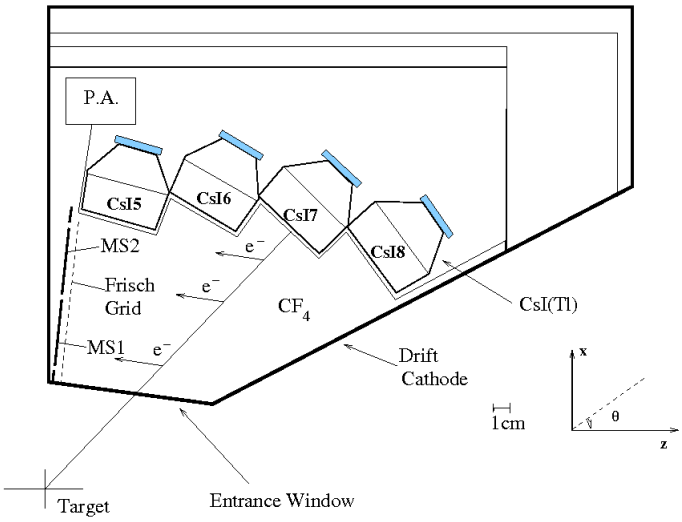


Figura 2.3: *Sezione di un settore della camera in avanti di GARFIELD. Le due sezioni radiali della microstrip sono identificate con MS1 e MS2. I rettangoli celesti evidenziano la posizione dei fotodiodi per la lettura della luce di scintillazione. Il riquadro etichettato "P.A." si riferisce al contenitore dei preamplificatori per i segnali delle microstrip e dei fotodiodi.*

correlazioni permettono di identificare il numero atomico dei frammenti incidenti (ma non il numero di massa). Si noti come l'energia ΔE utilizzata per ogni correlazione non è l'energia totale persa da una particella nel gas, ma corrisponde alla frazione che viene rivelata dall'elettrodo A o B. In linea teorica, avendo calibrato in energia i dati forniti dalle *microstrip*, sarebbe possibile sommare le energie misurate da A e B ottenendo l'energia totale persa nel gas. Si è tuttavia verificato che l'impiego dell'energia totale nelle correlazioni ΔE-E fornisce prestazioni di identificazione peggiori rispetto all'utilizzo del solo elettrodo B, a causa delle peggiori caratteristiche di risoluzione energetica dell'elettrodo A. In conclusione, per la camera in avanti si ottengono 192 correlazioni mentre per la camera all'indietro 168, per un totale di 360 correlazioni ΔE-E per l'intero GARFIELD, ognuna ottenuta dalla correlazione con il solo elettrodo B. La risoluzione angolare associata alla disposizione geometrica dei CsI(Tl) è di $\Delta\theta$=7.5° e $\Delta\phi$=7.5°, con θ angolo polare e ϕ angolo azimutale rispetto all'asse del fascio.

Le due camere, che hanno volumi di gas indipendenti, presentano nella superficie interna rivolta verso il fascio una finestra di *mylar* di 6 μm di spessore. Questa è stata scelta come compromesso tra la tenuta meccanica e la necessità di avere uno spessore il più sottile possibile per evitare un eccessivo degrado energetico delle particelle durante l'attraversamento. Il campo elettrico all'interno del gas è perpendicolare agli elettrodi ed è mantenuto grazie ad una griglia di Frish montata di fronte alle *microstrip*, ad un catodo a superficie conica e ad una serie di elettrodi ricavati sulla finestra di ingresso in *mylar* (fig. 2.3).

I preamplificatori per i segnali delle *microstrip* e dei CsI(Tl) sono montati su basette PCB (*Printed Circuit Board*) e, come si può notare dalla figura 2.3, collocati all'interno del volume di gas: tale scelta è stata fatta per ridurre al minimo le lunghezze dei

cavi al fine di ridurre l'effetto di amplificazione del rumore elettronico dovuto alla capacità di ingresso totale del preamplificatore. Per dissipare il calore generato dai preamplificatori e mantenere la temperatura del CF_4 costante, è presente un sistema di raffreddamento basato su acqua che scorre in tubi montati sull'involucro metallico esterno della camera. Il gas, infine, è soggetto a flusso continuo, grazie ad un sistema di aspirazione e compressione, per ridurne le contaminazioni (ad esempio da molecole di ossigeno).

Nel corso della misura in esame, il gas nelle due camere è stato mantenuto a valori di pressione di 17.5 e 48 mbar rispettivamente per la camera all'indietro e quella in avanti: ciò è dovuto al fatto che solamente le LCP vengono emesse in tutte le direzioni mentre i frammenti con $Z \geq 3$ non vengono emessi ad angoli polari coperti dalla camera all'indietro. La correlazione ΔE-E risulterebbe quindi inutile nella camera all'indietro, in quanto le LCP non vengono identificate con tale metodo, bensì attraverso l'analisi di forma *fast-slow* nei CsI(Tl). Una pressione minima di 17.5 mbar è stata comunque mantenuta come precauzione in quanto il gas contribuisce al trasporto verso l'esterno del calore generato dai preamplificatori.

2.1.2 Scintillatori a CsI(Tl)

Gli scintillatori a ioduro di cesio drogato al tallio sono stati scelti come rivelatori per l'energia residua in quanto hanno un elevata densità (4.51 g/cm^3) e elevato numero atomico medio. Ne consegue una elevata perdita di energia specifica anche per i frammenti leggeri, permettendo quindi di fermare in CsI(Tl) anche quei frammenti più penetranti prodotti alle energie di ALPI, l'acceleratore lineare in funzione a LNL. I cristalli CsI(Tl) hanno inoltre un'elevata resistenza al danneggiamento da radiazione. La percentuale di drogaggio di Tl è 1200 ppm. Ogni scintillatore è accoppiato otticamente con un fotodiodo Hamamatsu della serie S53204-05, con superficie di $18 \times 18\,\mathrm{mm}^2$ e spessore di $500\,\mu$m

Il CsI(Tl) si presta inoltre ad essere tagliato e lavorato in modo da ottenere le forme che più si adattano all'esigenza del sistema di misura. In particolare gli scintillatori utilizzati in GARFIELD hanno forma a parallelepipedo sovrapposto ad un tronco di piramide di spessore 4 cm e ognuno di essi copre un intervallo angolare ampio $\Delta\phi = 15°$ e $\Delta\theta \simeq 15°$ rispettivamente in angolo azimutale e polare. In ogni settore sono alloggiati otto scintillatori, quattro per ciascuna camera: l'angolo polare del centro della faccia d'ingresso è riportato in tabella 2.1. Da misure condotte in precedenza sull'apparato

Tabella 2.1: *Angoli polari medi degli scintillatori a CsI(Tl).*

Camera all'indietro				**Camera in avanti**			
CsI 1	CsI 2	CsI 3	CsI 4	CsI 5	CsI 6	CsI 7	CsI 8
145.3°	133.1°	119.6°	105.4°	74.6°	60.1°	46.9°	34.7°

si è trovato che la risoluzione energetica è di circa il 3-4% per particelle alfa di 5.5 MeV e del 2-3% per ioni Li e C di 8 MeV/u diffusi elasticamente da target di Au [11].

2.2 *Ring Counter*

Il *Ring Counter* (d'ora in poi RCo) è diviso in 8 settori azimutali di estensione $\Delta\phi$=45° e presenta una completa simmetria azimutale rispetto all'asse del fascio. È costituito da una camera di ionizzazione seguita, nella direzione di volo dei frammenti, da un rivelatore a silicio diviso in *strip*, a sua volta seguito da scintillatori a CsI(Tl): in particolare un settore del RCo è formato da 1 camera a ionizzazione, 1 *pad* di silicio segmentato in 8 *strip* e 6 cristalli di CsI(Tl). Nella foto del RCo di fig. 2.4, la camera a

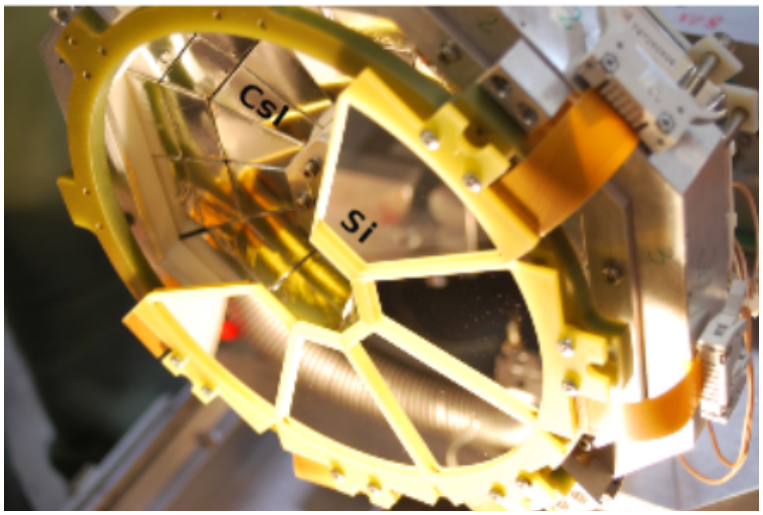


Figura 2.4: *Immagine fotografica del Ring Counter. La camera di ionizzazione è stata rimossa e sono stati montati solo cinque degli otto rivelatori a silicio: nello spaccato dovuto all'assenza dei rivelatori a silicio si possono scorgere i rivelatori a scintillazione.*

ionizzazione è stata rimossa e sono montati solo cinque degli otto silici a *strip* (ciascuno a forma di settore circolare e corrispondente ad uno degli otto settori). Dove il rivelatore a silicio è mancante, è possibile scorgere i rivelatori a scintillazione che costituiscono l'ultimo stadio della struttura a telescopio.

È anche presente un sistema di collimazione con controllo remoto che permette di anteporre differenti schermi al rivelatore stesso. In questo modo è possibile, ad esempio, "illuminare" solo il punto centrale di ciascuna *strip* per calibrazioni con *scattering* elastico, o coprire completamente il rivelatore per salvaguardarne l'integrità durante le manovre di trasporto o collimazione del fascio. Per eseguire questi spostamenti in completa sicurezza, il RCo è montato su un supporto meccanico che ne permette l'inserimento e l'estrazione rispetto alla camera in avanti di GARFIELD: come mostrato in figura 2.1 la posizione di misura è nello spacco a forma di cono presente nella camera

in avanti di GARFIELD, ad una distanza di 177 mm dal target rispetto alla superficie esterna della camera del RCo.

2.2.1 Camera a ionizzazione

La camera di ionizzazione (IC - *Ionization Chamber*) ha uno spessore di 6 cm e presenta un volume unico di gas per gli otto settori. La camera è riempita con CF_4, poiché questo gas presenta un'elevata densità (0.19 mg/cm^3 alla pressione di 50 mbar e 20°C di temperatura) e quindi un elevato potere frenante: ciò permette di ottenere una perdita di energia sufficiente per una buona identificazione pur mantenendo la pressione del gas relativamente bassa. Una bassa pressione permette di impiegare finestre di contenimento sottili, riducendo quindi gli spessori morti. Il CF_4 ha inoltre un'elevata velocità di deriva per gli elettroni in modo da ridurne il tempo di raccolta e il tasso di ricombinazione con gli ioni del gas: per valori di campo ridotto[2] attorno a quelli cui si è lavorato (1 V/cm·mbar) si hanno infatti velocità di deriva dell'ordine di 10 cm/μs. Il gas è fatto fluire continuamente all'interno della camera mantenendo la pressione costante tramite una valvola a controllo remoto; prima dell'immissione, il gas viene filtrato per rimuovere residui di ossigeno e vapore acqueo. Nella misura in esame il valore della pressione del gas era di 50 mbar.

Ogni settore presenta un anodo centrale di *mylar* bialluminato spesso 1.5 μm tenuto ad una tensione operativa di $\sim$150 V. Le finestre anteriori e posteriori, oltre a delimitare il volume del gas, costituiscono i catodi per la generazione del campo elettrico. Sono mantenute a massa, ed entrambe realizzate con *mylar* alluminato di spessore 3.5 μ. Questa configurazione permette di ottenere lo stesso campo elettrico ridotto applicando metà della tensione che sarebbe necessaria in assenza di un anodo intermedio. Inoltre, l'elettrodo ad alta tensione risulta completamente contenuto all'interno del volume, mentre gli elettrodi accessibili dall'esterno sono mantenuti a massa, minimizzando il rischio di scariche verso i materiali circostanti.

2.2.2 Rivelatori a silicio

Per ognuno degli otto settori del RCo è presente, come secondo stadio, un rivelatore di silicio di 300 μm di spessore, a forma di settore circolare (o "fetta di torta"). L'elettrodo presente sul lato corrispondente alla giunzione di ogni rivelatore è suddiviso in otto *strip*, ciascuna avente la forma di una porzione di corona circolare: dimensioni e angoli polari coperti da ogni *strip* ad una distanza di 272 mm dal bersaglio[3] sono riportati in tabella 2.2. La porzione di angolo solido coperto da una strip varia da 2 a 6 msr. La disposizione delle *strip* per ogni ciascun settore del RCo è riportata in figura 2.5 a). È opportuno ricordare come, nella misura in esame, la *strip* 8 non sia stata utilizzata, essendo stata coperta con un apposito collimatore per proteggerla da un eccessivo danneggiamento da radiazione.

[2] Il campo ridotto è il campo elettrico diviso per il valore della pressione del gas.
[3] Cioè in posizione di misura come mostrato in fig. 2.1.

Tabella 2.2: *Dimensioni e angoli polari delle strip a silicio del RCo*

Strip	**Raggio int.** [mm]	**Raggio est.** [mm]	**Angolo min.** [deg]	**Angolo max.** [deg]
1	77.95	85.03	15.99	17.36
2	70.82	77.80	14.59	15.96
3	63.70	70.67	13.18	14.56
4	56.57	63.55	11.75	13.15
5	49.45	56.42	10.30	11.72
6	42.32	49.30	8.84	10.27
7	35.20	42.17	7.37	8.81
8	26.18	35.05	5.50	7.34

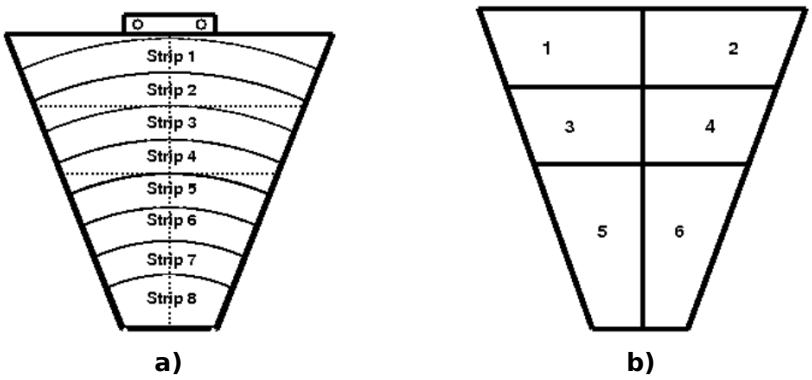


Figura 2.5: *Schema delle disposizioni delle strip a silicio [a)] e dei cristalli a CsI(Tl) [b)] di un settore RCo.*

Ogni rivelatore a silicio ha un'area attiva corrispondente a circa il 90% della superficie totale: l'area inattiva è dovuta alle regioni degli anelli di guardia (larghe circa 220 μm) presenti intorno a ciascuna *strip*. Per ciascun settore è inoltre presente un'area inattiva che si estende per 3.2 mm al di là delle dimensioni fisiche del rivelatore, dovuta al circuito stampato necessario per il supporto, l'alimentazione e l'estrazione dei segnali dal rivelatore.

I rivelatori a silicio utilizzati per il RCo sono realizzati utilizzando silicio di tipo nTD (*neutron Trasmutation Doped*) che presenta una uniformità di drogaggio migliore rispetto al silicio *float zone* normalmente impiegato. La resistività del materiale è di circa 3400 Ω cm. Un drogaggio uniforme riduce la dipendenza della forma del segnale indotto dal punto di incidenza dello ione, permettendo di ottenere migliori prestazioni di identificazione dall'analisi di forma del segnale (si veda il paragrafo 3.3.2). Sempre allo scopo di ottimizzare l'analisi di forma, i silici sono stati montati in modo che lo ione incidente entri dal lato opposto a quello della giunzione (lato di "campo debole"). Studi recenti [30] hanno mostrato migliori prestazioni di identificazione con tale configurazione. Questo montaggio comporta uno spessore morto di ingresso maggiore poiché lo spessore della finestra d'ingresso di tale lato è dell'ordine di 1.5 μm. Al contrario, lo spessore morto nel lato giunzione è inferiore ai 50 nm. Nella misura i silici sono stati polarizzati a 120 V, 20 V oltre la tensione nominale di svuotamento di 100 V per garantirne il completo svuotamento. La corrente inversa era tipicamente di circa 20 nA per la singola *strip*.

Si noti infine che per attraversare i 300 μm di spessore di ogni strip sono necessarie energie di circa 6 MeV per protoni e di 24 MeV per particelle alfa. Particelle più pesanti, per le energie in gioco nella misura in analisi, si fermano completamente in questo stadio del RCo.

2.2.3 Scintillatori a CsI(Tl)

Il terzo ed ultimo stadio del RCo è costituito da sei scintillatori a CsI(Tl) per ogni settore del RCo: in figura 2.5 b) è riportata la disposizione geometrica dei sei cristalli per un settore. La stessa disposizione è riportata, a tratteggio, anche in figura 2.5 a). Ogni scintillatore copre un angolo azimutale di 22.5° ed ha 4.5 cm di spessore. In tabella 2.3 è riportato l'intervallo di angoli polari coperti da ciascuno di essi, con il RCo posto in posizione di misura.

Tabella 2.3: *Intervallo di angoli polari coperti dai CsI(Tl) del RCo.*

CsI	Angolo min (deg)	Angolo max. (deg)
1-2	14.9	17.3
3-4	12.1	14.9
5-6	5.5	12.1

Come già per GARFIELD, il CsI(Tl) è stato scelto per l'elevata densità e quindi l'elevato potere frenante, così da fermare anche le particelle leggere più energetiche. A differenza dei cristalli utilizzati in GARFIELD, la percentuale di drogaggio di tallio è compresa tra 1500 e 2000 ppm per avere una risposta in luce migliore [31, 32]. Ognuno dei CsI(Tl) è accoppiato con un fotodiodo Hamamatsu della serie S2744-08, con superficie attiva di $10 \times 20\,\mathrm{mm}^2$.

Data la geometria del rivelatore, il RCo permette di ottenere otto correlazioni ΔE-E tra un settore della camera e le otto *strip* di silicio retrostanti. Per ogni *strip* è inoltre possibile ottenere la correlazione ΔE-E sfruttando uno dei cristalli di CsI(Tl) per un totale di 20 combinazioni. Facendo riferimento alla figura 2.5 a), infatti, si noti come siano necessarie più *strip* per coprire uno stesso scintillatore. Ad esempio, sempre in riferimento alla figura 2.5 a), per la *strip* numero 2 si possono realizzare correlazioni ΔE-E con i CsI(Tl) 1, 2, 3 e 4. Il totale, quindi, delle correlazioni ΔE-E che si ottengono per il solo RCo è di 224. Si capisce quindi come la calibrazione e la messa a punto della procedura di identificazione delle particelle siano procedimenti lunghi e complessi.

2.3 Elettronica di lettura

Per tutti i rivelatori impiegati in questo lavoro, l'energia depositata dalla particella nel volume attivo produce un impulso di corrente nel circuito di lettura. La carica associata all'impulso è, in buona approssimazione proporzionale all'energia stessa (fatta eccezione per le non linearità presenti nel CsI(Tl), di cui parleremo nel par. 3.5.1). L'impulso di corrente viene integrato sul rispettivo stadio di preamplificazione (che infatti è chiamato "preamplificatore di carica"). Il segnale in uscita dal preamplificatore viene opportunamente elaborato da una catena di elettronica dedicata e le informazioni estratte, espresse in forma numerica, sono immagazzinate su disco per la successiva analisi.

Una particolarità dell'apparato GARFIELD+RCo è che i segnali dell'intero RCo e degli scintillatori a CsI(Tl) di GARFIELD vengono digitalizzati tramite un *Analog-to-Digital Converter* (ADC) a campionamento (12 bit di risoluzione per 125 MSPS di frequenza di campionamento)[4] e analizzati da un *Digital Signal Processor* (DSP) per estrarre le grandezze fisiche rilevanti, quali ad esempio ampiezza e tempo di salita del segnale di carica. I segnali delle *microstrip* delle camere a deriva sono invece trattati con elettronica analogica (amplificatore formatore seguito da ADC di tipo *peak sensing*). Per i CsI(Tl) di GARFIELD vengono inoltre prodotti i segnali logici utilizzati per la realizzazione del *trigger* di esperimento (cfr. par. 2.3.1).

In figura 2.6 è mostrato un diagramma a blocchi di un canale di digitalizzazione. Possono essere identificati cinque componenti principali: lo stadio d'ingresso del segnale analogico, la sezione di digitalizzazione (ADC), la memoria temporanea di tipo *First In First Out* (FIFO), la sezione di *trigger* e il DSP. Lo stadio d'ingresso analogico è

[4] MSPS=*Mega Samples Per Second*, milioni di campionamenti al secondo.

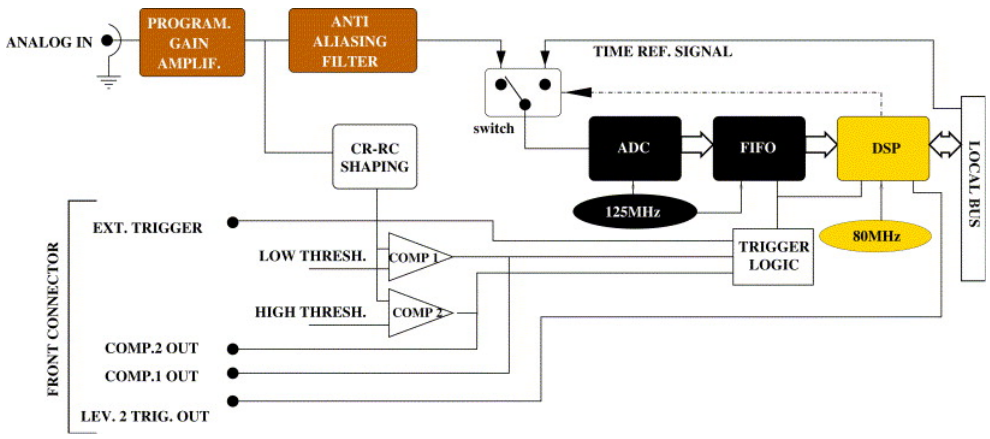


Figura 2.6: *Diagramma a blocchi di un canale di digitalizzazione.*

in grado di accettare segnali di entrambe le polarità (positive o negative), selezionabili tramite un opportuno selettore sulla scheda. Poiché l'ADC converte correttamente tensioni di ingresso fino ad un massimo di 2 V, un amplificatore a guadagno programmabile permette di adattare l'ampiezza del segnale alla dinamica dell'ADC, anche tenendo conto dell'intervallo di energia rivelata (e quindi di ampiezza dei segnali) previsto nei diversi esperimenti. Sempre nel primo stadio è presente un filtro *anti-aliasing*, cioè un filtro attivo passa basso che effettua un attenuazione di circa 30 dB in corrispondenza della frequenza di Nyquist del digitalizzatore (62.5 MHz).

I valori in uscita dall'ADC vengono scritti in una memoria temporanea di tipo FIFO, che contiene fino ad un massimo di 8192 campioni, ovvero circa 64 μs a 125 MSPS. All'interno di questa memoria è presente, inoltre, un registro a scorrimento (*Shift Register*) che può contenere fino a 512 campioni (equivalenti a circa 4 μs). Tale registro funge da *buffer* circolare e permette di memorizzare una parte del segnale precedente al *trigger* di acquisizione: il calcolo della linea di base del segnale, necessaria per l'estrazione delle varie informazioni avviene infatti sui campioni precedenti al segnale e acquisiti grazie al registro a scorrimento. All'arrivo del segnale di *trigger*, la logica di *trigger* abilita la scrittura dei dati nella parte restante della memoria FIFO. Il calcolo della linea di base viene eseguito su 256 campioni[5] memorizzati (2 μs) dei 512 campioni totali dello *Shift Register*, in modo da essere ragionevolmente sicuri che non contengano l'inizio del segnale. Una volta sottratta la linea di base al segnale, questo potrà essere analizzato dal DSP per l'estrazione delle più rilevanti informazioni.

Il segnale di *trigger*, come si nota nella sezione in basso a sinistra della figura 2.6, può essere fornito tramite un dispositivo esterno o da uno dei due comparatori presenti nella scheda che agiscono sul segnale analogico in ingresso formato tramite un filtro CR-RC ($\tau \approx$50 ns): la soglia dei comparatori è controllata tramite DSP mediante un convertitore digitale-analogico a 8 bit. La soglia del primo comparatore (*high threshold*) varia su un intervallo approssimativamente corrispondente al fondo scala dell'ADC,

[5]In particolare il calcolo della linea di base avviene dal campione numero 184 fino al numero 440.

mentre la soglia del secondo (*low threshold*) può essere regolata tra lo zero e il 10% del valore massimo dell'altra soglia. Questa scelta permette una migliore risoluzione nell'impostare la soglia per piccole ampiezze dei segnali.

Il DSP ha il compito di leggere il segnale dalla FIFO ed estrarre le informazioni di interesse. Ad esempio, per tutti i rivelatori il segnale viene filtrato mediante un formatore semi-gaussiano digitale e la massima ampiezza del segnale formato viene immagazzinata in memoria. Altri tipi di elaborazione dipendono dal particolare tipo di rivelatore connesso al digitalizzatore. Le informazioni immagazzinate nella memoria del DSP sono successivamente acquisite tramite bus VME (vedi sotto).

2.3.1 *Trigger* di esperimento

Il *trigger* di esperimento è un segnale logico prodotto in coincidenza di un evento di interesse e che ne determina l'acquisizione. La scelta della particolare logica di *trigger* risulta cruciale per ogni esperimento in quanto questa è strettamente collegata ai meccanismi di reazione che si vuole prioritariamente studiare. L'elettronica di ciascun CsI(Tl) di GARFIELD (camera in avanti) e di ciascuna *strip* di silicio del RCo è in grado di produrre un segnale logico se il segnale in ingresso supera una soglia fissata (al di sopra del livello del rumore elettronico). La realizzazione di un *trigger* principale è possibile attraverso l'imposizione di condizioni logiche realizzate mediante i segnali in uscita dai singoli rivelatori. Ad esempio, nell'esperimento descritto in questo lavoro, si è realizzato un *trigger* principale che privilegiasse eventi di fusione-evaporazione, cioè nei quali si ha la formazione di un nucleo composto con successivo decadimento tramite emissione di LCP e IMF.

Andando in maggior dettaglio, ciascun segnale analogico in uscita dai CsI(Tl) di GARFIELD (della sola camera in avanti) è inviato ad un discriminatore a frazione costante (CFD - *Constant Fraction Discriminator*): le uscite logiche di tutti i CFD vengono sommate insieme (operazione di OR) a formare un unico segnale detto "OR GARF". Questo costituisce il *trigger* "di GARFIELD", ovvero un segnale che diventa vero quando almeno un CsI(Tl) di GARFIELD ha rivelato un frammento.

Il *trigger* del RCo, invece è ottenuto a partire dal segnale di *trigger* prodotto dalle singole *strip* di silicio. In questo caso i segnali logici sono prodotti dai comparatori "*low threshold*" delle schede digitalizzatrici. Per mantenere l'informazione angolare e ridurre al tempo stesso il numero di segnali logici, i segnali logici associati a *strip* con lo stesso numero (e quindi corrispondenti ad un intervallo di angolo polare) sono sommati insieme (OR logico), creando così 8 segnali denominati "*Strip* #", con #=1,...,8. Il *trigger* complessivo del RCo è ottenuto sommando "*Strip* #" da 1 a 7.

Oltre ai segnali di OR vengono prodotti segnali logici di molteplicità (molteplicità cesi di GARFIELD maggiore di 2 o 3 e molteplicità delle *strip* del RCo maggiore di 2) che possono contribuire a produrre il *trigger* di esperimento.

I segnali elementari necessari a produrre il *trigger* vengono inviati ad una scheda VME (CAEN V1495), detta *trigger box*, che, tramite l'utilizzo di una logica programmabile, produce non uno solo, ma vari *trigger* di esperimento. Quando uno dei *trigger*

di esperimento viene accettato, la *trigger box* produce un segnale logico che abilita l'acquisizione e la memorizzazione dei segnali di tutti i rivelatori. Durante l'esperimento, è possibile abilitare tutti o una parte di questi *trigger*, e per ciascuno di essi impostare un fattore di riduzione o escluderlo completamente. Scopo dell'eventuale riduzione è diminuire la frequenza di acquisizione degli eventi più probabili, a causa di sezioni d'urto elevate (come ad esempio la diffusione elastica), ma di minor interesse fisico rispetto allo scopo della misura.

Poiché lo scopo della misura in analisi è lo studio delle reazioni di fusione-evaporazione, come *trigger* principale di misura si è scelto l'AND logico tra i *trigger* dei due componenti principali dell'apparato, GARFIELD e RCo. Con buona probabilità, infatti, un evento di fusione tra bersaglio e proiettile, con conseguente decadimento del CN, produrrà la coincidenza di un ER nel RCo e di una LCP in GARFIELD.

In tabella 2.4 è riportata la lista dei diversi *trigger* prodotti dalla *trigger box*. Ciascun segnale è associato ad un bit di una parola a 8-bit che viene acquisita per ciascun evento in modo da mantenere memoria della particolare condizione di *trigger* grazie alla quale l'evento è stato acquisito. Oltre ai vari *trigger* di misura (quello principale già menzionato è il bit 2) si noti come sia presente anche un *trigger* associato ai segnali inviati un impulsatore (bit 6). Durante un esperimento che si protrae per più giorni,

Tabella 2.4: *Possibili trigger principali, con relativi fattori di riduzione e descrizioni, selezionabili dalla trigger box.*

Bit	Canale	Riduzione	Descrizione
0	OR *Strip* 8	50	OR delle *strip* 8 del RCo
1	OR GARF	10	OR degli scintillatori di GARFIELD
2	RCo & GARF	1	AND tra *trigger* 1 e 7
3	GARF molt$\geq$2	1	Almeno 2 CsI(Tl) di GARFIELD
4	RCo molt$\geq$2	1	Almeno 2 *strip* di GARFIELD
5	Plaino	120	Scintillatore plastico
6	Pulser	-	Impulsatore
7	OR *Strip* 1-7	10	OR delle *strip* 1-7 del RCo

infatti, è opportuno controllare la stabilità delle catene elettroniche, per poter in sede di analisi sommare tutta la statistica acquisita o, eventualmente, apportare correzioni per tenere conto delle instabilità nella risposta dell'elettronica. I segnali, di ampiezza nota e stabile nel tempo, di un impulsatore permettono di verificare la risposta della catena di elettronica di ogni rivelatore in diversi momenti dell'arco di tempo dell'esperimento.

Si noti, infine, (bit 5), la possibilità di acquisire un segnale da uno scintillatore plastico posto ad un angolo polare inferiore all'angolo di *grazing* per rivelare eventi di diffusione elastica, al fine di normalizzare il numero di conteggi al valore assoluto della sezione d'urto.

Capitolo 3

Metodi di identificazione e calibrazioni

Nell'esperimento in analisi in questo lavoro di tesi si è fatto ricorso ad ODIE, un pacchetto *software* che permette di per passare dai dati grezzi, acquisiti durante la misura, ai dati calibrati, completi di identificazione e calibrazione in energia. ODIE è basato sulla programmazione ad oggetti in ambiente ROOT del CERN, ed è stato sviluppato dalla sezione di Firenze per la collaborazione NUCL-EX. In questo capitolo, dopo aver descritto le caratteristiche essenziali di ODIE, illustreremo i metodi impiegati per l' identificazione dei frammenti e accenneremo ad alcune problematiche legate alla calibrazione in energia.

3.1 ODIE: un *software* per calibrazione ed identificazione

Il flusso dei dati attraverso le diverse parti di ODIE è definito attraverso un *file* di tipo XML (*eXtensible Markup Language*) tramite il quale viene ordinata una struttura gerarchico-funzionale "a livelli" di oggetti detti *worker*. Ogni *worker* riceve i dati in ingresso da *worker* di livello inferiore e produce dati in uscita per *worker* di livello superiore. Tutti i parametri di calibrazione (righe di identificazione nelle correlazioni, calibrazioni in energia, etc...) sono inseriti in un *database* di calibrazione (basato su sqlite3 [33]) accessibile ad ogni singolo *worker* e possono essere distinti per intervalli di *run*.

All'interno di un *worker*, si possono definire 3 parti funzionali:

1. Init() è la parte eseguita una sola volta all'inizio dell'esecuzione per creare i singoli oggetti *worker*, definendone gli *input*, gli *output* ed eventuali paramentri di calibrazione e/o istogrammi;

2. InitRun() viene eseguito all'inizio di ogni *run* analizzato; in questa parte sono caricati i parametri necessari al funzionamento del *worker* stesso;

3. ProcessData() è la parte che viene eseguita per ogni evento da analizzare ed è quella dove, partendo dai dati in ingresso, si calcolano e definiscono i valori delle variabili in uscita.

Uno dei vantaggi di questo tipo di struttura risiede nel fatto che qualora un ingresso necessario al funzionamento del *worker* non sia presente, la parte relativa a ProcessData() non viene mai eseguita, con ovvi benefici in termini di tempo macchina. Ogni singolo *worker* rappresenta un oggetto ed esiste un modo per clonarli, in modo da creare oggetti nominalmente uguali tra loro ma indipendenti perché legati ad *input* diversi. Poiché l'apparato GARFIELD+RCo è un apparato a simmetria azimutale quasi completa, è naturale immaginare che lo stesso *worker* possa essere applicato più volte variando il settore di riferimento. Infatti, grazie al *file* XML citato prima, che definisce anche i nomi degli *input* e degli *output* dei singoli *worker*, è possibile applicare lo stesso codice C++ più volte, sfruttando le simmetrie dell'apparato. Questa caratteristica dei linguaggi orientati all'oggetto semplifica notevolmente il lavoro di programmazione.

La procedura di calibrazione in ODIE avviene in due passi: nel primo si producono le correlazioni necessarie alle varie identificazioni possibili (tipicamente ΔE-E o PSA) basandosi su variabili non calibrate. Successivamente, come verrà descritto nel paragrafo 3.3, un apposito programma interfacciato con ODIE permette di produrre le cosiddette "linee di identificazione" che vengono poi introdotte nel *database* di ODIE, in modo che possano essere sfruttate opportunatamente dai vari *worker*. Una volta che tutti i parametri di identificazione e calibrazione sono stati determinati, è possibile eseguire tutta la struttura di ODIE fino agli ultimi *worker* nei quali viene riempito un oggetto tipo TTree, in cui ciascuna "*entry*" corrisponde ad un evento, e contiene per ogni particella i valori del numero atomico (Z), del numero di massa (A), degli angoli polare e azimutale (θ e ϕ) e dell'energia cinetica (E).

Uno dei punti critici del programma è la ricostruzione dell'identità delle singole particelle. Se si pensa alla struttura a telescopio a più stadi dell'apparato sperimentale, è evidente come una particella possa essere identificata attraverso più correlazioni indipendenti. Ad esempio, nel RCo una particella α che si ferma nel silicio potrà essere identificata mediante la correlazione camera a ionizzazione vs. silico (ICvsSi), oppure tramite la PSA nel silicio. Analogamente, qualora si arresti in cesio, potrà essere identificata mediante la correlazione Silicio-Cesio (SivsCsI) o mediante la PSA in cesio. Dal momento che ogni singola identificazione viene fatta in un *worker* diverso, è evidente come le informazioni ottenute dalle singole correlazioni debbano poi essere messe insieme per stabilire in maniera univoca la carica, e se possibile la massa, della singola particella. Questo implica, quindi, di stabilire una gerarchia tra le diverse identificazioni e di introdurre un fattore di qualità di identificazione che permetta di mantenere traccia del risultato delle singole identificazioni: il valore del parametro di qualità sarà massimo se tutte le correlazioni identificano la particella nella stessa maniera, e minore qualora siano in disaccordo tra loro. L'ordine di priorità nei metodi di identificazione impostato nel programma è il seguente:

– Per il RCO

  - Correlazione SivsCsI
  - PSA in Silicio
  - Correlazione ICvsSi
  - PSA in CsI(Tl)
- Per GARFIELD
  - Correlazione *microstrip*-CsI
  - PSA in CsI(Tl)

Sulla base di questo metodo di identificazione della singola particella e della successiva calibrazione, ODIE è in grado di generate un TTree finalizzato all'estrazione di informazioni di interesse fisico, che viene analizzato da altri programmi (cfr. par. 4.3), fornendo i risultati sperimentali discussi nel Capitolo 5.

3.2 Controllo della stabilità dei guadagni

Prima di eseguire le procedura di identificazione e calibrazione tramite ODIE, è importante assicurarsi che durante tutto il periodo della misura il comportamento delle catene elettroniche dell'intero apparato sia rimasto stabile. Disporre di catene elettroniche stabili, infatti, oltre a permettere di utilizzare gli stessi parametri di calibrazione per tutti i dati acquisiti durante l'esperimento, garantisce che sia l'energia che gli altri parametri di interesse (e.g. numero atomico e numero di massa dei frammenti) vengano determinati con la massima risoluzione possibile all'apparato, senza peggioramenti dovuti a variazioni nel tempo nella risposta dell'elettronica. Per quanto la risposta della parte elettronica dell'apparato GARFIELD+RCo si sia sempre dimostrata sufficientemente stabile nei precedenti esperimenti, anche nella presente misura è stato utilizzato un impulsatore al fine di verificare la stabilità dei guadagni e dei livelli di riferimento. Durante l'esperimento sono stati acquisti alcuni *run* di controllo interrompendo il fascio ed attivando l'impulsatore, opportunamente separato ed inviato su tutti i canali di elettronica nell'ingresso di test del preamplificatore. Per ciascun *run* vengono prodotte le distribuzioni delle ampiezze degli impulsi misurate da ciascuna catena elettronica. La procedura di controllo prevede l'individuazione dei centroidi dei picchi associati a ciascun impulso di differente ampiezza: mediante *fit* gaussiano è possibile determinare il valore espresso in canali corrispondente a ciascuna ampiezza. A tal scopo si impiega una procedura automatica che ricerca i picchi e li fitta, basata sul pacchetto MINUIT di ROOT sviluppato al CERN [34]. È stato quindi calcolato il coefficiente di calibrazione in Volt/canale e se ne è verificata la stabilità per tutti i *run* di impulsatore eseguiti durante l'esperimento.

Le ampiezze dei segnali inviati in uscita dall'impulsatore variano tra 20 mV e 8 V: per avere un valore di riferimento ben riconoscibile, il picco corrispondente all'ampiezza di 1 V viene acquisito per un tempo doppio rispetto agli altri (essendo la frequenza degli impulsi fissata, il picco risulta riconoscibile dalla maggiore statistica). Un esempio del risultato della procedura automatica per un canale canale dotato di lettura tramite elettronica digitale è mostrato in figura 3.1: nell'istogramma di fig. 3.1 a), in rosso sono

riportati i centroidi individuati dal *fit* gaussiano e le corrispondenti ampiezze in Volt. Nei canali di elettronica digitale, il valore della linea di base viene automaticamente sottratto evento per evento. I canali di elettronica digitale, quindi, non hanno *offset*. In realtà, per comodità nella presentazione degli istogrammi bidimensionali, viene aggiunto un *offset* fisso di 500 canali di cui bisogna tener conto. Fissato l'*offset* al valore

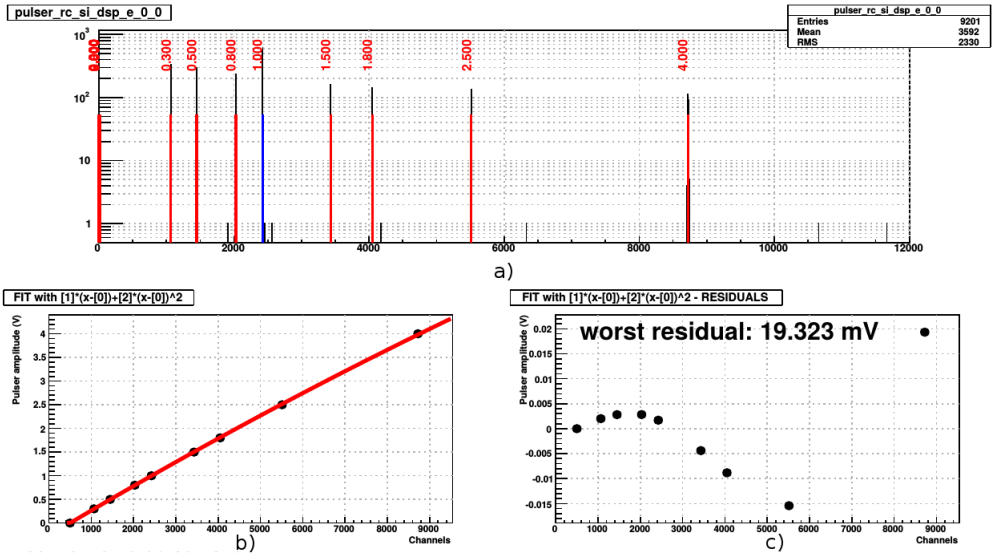


Figura 3.1: *a) Spettro di impulsatore in canali con associate a ciascun picco le relative tensioni nominali. Si noti il picco di integrale doppio relativo a 1 V. b) Tensioni nominali in funzione della posizione dei centroidi dei picchi in canali c) Andamento degli scarti rispetto alla curva di calibrazione in funzione dell'ampiezza.*

noto di 500 canali, per il canale di elettronica digitale si è adottata una relazione di conversione da canali a Volt polinomiale del secondo ordine:

$$v = p_1(x - 500) + p_2(x - 500)^2 \tag{3.1}$$

dove v è l'ampiezza nominale dell'impulsatore, x il valore del centroide in canali dei picchi d'impulsatore e p_1, p_2 rispettivamente i coefficienti dei termini del primo e del secondo ordine. Come mostrato nel riquadro b) di figura 3.1 la procedura di *fit* fornisce i valori di calibrazione p_1 e p_2: la costanza di questi due parametri per i diversi *run* di impulsatore eseguiti nell'arco dell'esperimento garantisce la stabilità del guadagno della catena elettronica. Nel caso dell'elettronica analogica necessaria alla lettura delle *microstrip* il parametro di *offset* viene lasciato libero e determinato dal *fit*. Nel riquadro c) di figura 3.1 è riportato infine l'andamento degli scarti dei residui rispetto alla curva di calibrazione: si può notare come gli scarti siano sempre inferiori all'1%.

Nel corso dell'esperimento sono state eseguiti tre *run* di impulsatore per i canali dei rivelatori a silicio e due *run* per i CsI(Tl) e le *microstrip*. Occorre sottolineare che la misura in analisi in questo lavoro di tesi ha avuto una durata temporale inferiore alle 36 ore: dato l'arco temporale dell'esperimento relativamente breve, non si è ritenuto

necessario un controllo frequente dei guadagni delle catene elettroniche se non ad inizio e alla fine. Per brevità di esposizione non si riportano i valori dei parametri di calibrazione per le singole catene elettroniche per ogni *run*, limitandosi a segnalare che tutte le catene elettroniche si sono dimostrate molto stabili, con variazioni massime inferiori all'1%.

3.3 Metodi di identificazione

L'identificazione delle particelle prodotte è un aspetto saliente all'interno dello studio delle reazioni nucleari. Per indagare le proprietà di una reazione (come ad esempio il popolamento dei vari canali di reazione) risulta evidente come sia necessario identificare in Z (e dove possibile pure in A) i frammenti prodotti. Allo stesso tempo una corretta identificazione degli ioni prodotti risulta necessaria per un corretta stima dell'energia persa dai vari ioni nell'attraversamento degli spessori morti dell'apparato. Per quest'ultimo motivo si è quindi ritenuto opportuno eseguire la procedura di identificazione prima delle calibrazioni energetiche.

I metodi che sono stati utilizzati a tale scopo sono la tecnica ΔE-E e l'analisi della forma del segnale (PSA). Nel seguito si introdurranno queste tecniche, in particolare riferendosi all'apparato sperimentale GARFIELD+RCo.

3.3.1 La tecnica ΔE-E

Una delle più comuni tecniche utilizzate per l'identificazione delle particelle è la correlazione ΔE-E, dove si utilizzano le energie depositate da una particella in due rivelatori, posti in successione, nell'ipotesi che la particella si fermi nel secondo. Tale configurazione di rivelatori è detta "a telescopio". Il principio di funzionamento si basa sul meccanismo di perdita di energia di una particella ionizzante nell'attraversamento di un materiale. La perdita di energia per unità di lunghezza (*stopping power*) è ben descritta, tranne che per velocità del frammento vicine a zero, dalla formula di Bethe-Block [35]. Un sistema di due rivelatori posti in successione, dove lo spessore del primo sia sufficientemente sottile[1] da essere attraversato, permette l'identificazione in carica della particella. Se siamo in regime non relativistico (nella misura in analisi il proiettile ha velocità $\beta \simeq 0.13$), la formula di Bethe-Block può essere approssimata come

$$\frac{dE}{dx} \simeq C\frac{Z^2}{v^2} \tag{3.2}$$

dove dE è l'energia persa dalla particella nello spessore infinitesimo dx, Z e v sono rispettivamente il numero atomico e velocità della particella e C una costante che

[1] Rispetto all'energia della particella incidente.

dipende dal materiale. Inoltre, siccome si è in regime non relativistico, vale:

$$E = \frac{1}{2}Mv^2 \tag{3.3}$$

dove E è l'energia cinetica della particella ed M la sua massa. Sostituendo l'eq. (3.3) nell'eq.(2.1) si ottiene:

$$E\frac{dE}{dx} = kMZ^2 \tag{3.4}$$

dove $k = C/2$. Se si produce, quindi, un grafico di correlazione tra l'energia persa nell'attraversamento del primo rivelatore (ΔE) e l'energia E_{res} depositata nel secondo rivelatore[2] si ha che al variare dell'energia le particelle si dispongono lungo curve distinte per diversi valori del prodotto MZ^2. In effetti, come previsto dall'equazione (3.4), fissato il numero atomico dello ione incidente si ha un pure una separazione che dipende dalla massa. Tuttavia, solo se i rivelatori impiegati nel telescopio (in particolare quello che misura ΔE) hanno una risoluzione energetica sufficientemente buona è possibile identificare le particelle sia in carica che in massa. In figura 3.2 sono riportate due

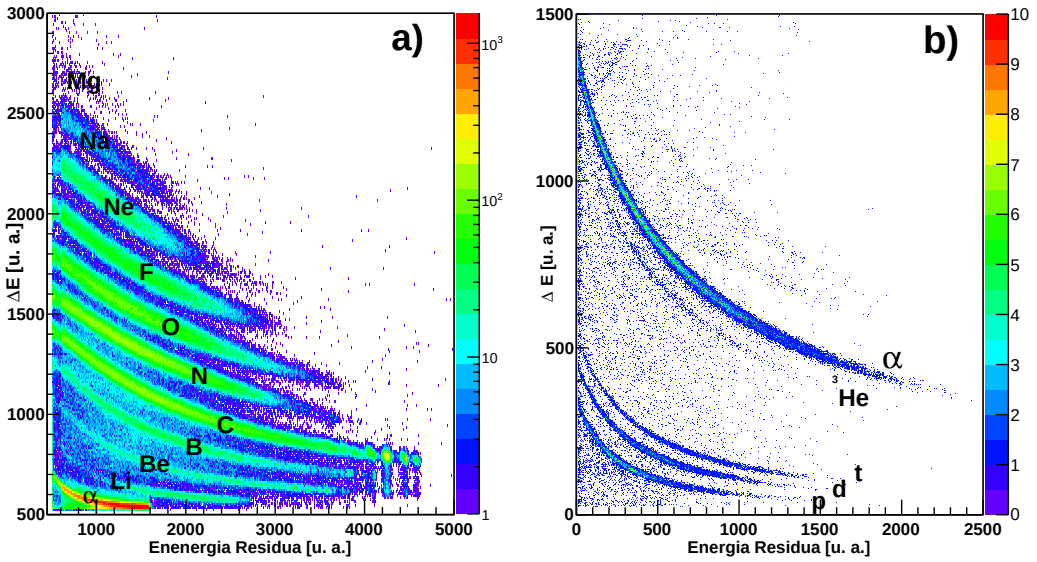


Figura 3.2: *Esempi di correlazione ΔE-E. In figura a) è mostrata una correlazione ottenuta con un telescopio IC-Si. In figura b) è mostrata una correlazione ottenuta con un telescopio Si-CsI. Entrambe le correlazioni si riferiscono al RCo.*

correlazioni ΔE-E ottenute con due telescopi differenti del RCo: in particolare si può osservare nel riquadro a) che la correlazione IC-Si non permette la separazione delle masse degli ioni, mentre nel riquadro b) la correlazione Si-CsI permette la separazione

[2]Supponendo che la particella si fermi nel secondo rivelatore si ha infatti E_{res}=E-ΔE

fra gli isotopi dell'idrogeno e dell'elio. Il modo in cui è possibile assegnare, evento per evento, il numero atomico (ed eventualmente il numero di massa) dei diversi frammenti sarà descritto nel paragrafo 3.4.

3.3.2 Analisi della forma del segnale

Il metodo di identificazione ΔE-E risulta inapplicabile se lo ione si ferma nel primo stadio del telescopio. Rivelatori a silicio e CsI(Tl), tuttavia, permettono, almeno in un intervallo limitato di energia e numero atomico, l'identificazione delle particelle attraverso un'analisi della forma del segnale indotto dalla particella stessa nel rivelatore.

PSA in silicio

Nei rivelatori a silicio una delle correlazioni solitamente utilizzate per l'identificazione delle particelle ionizzanti è la correlazione "Energia vs Tempo di salita del segnale di carica". Sperimentalmente, infatti, si è constatato come il tempo di salita del segnale di carica sia diverso per ioni con (Z,A) diversi, anche se depositano nel rivelatore la stessa energia.

Qui non si intende presentare una discussione dettagliata dei meccanismi che consentono l'identificazione e di quelli che ne limitano l'applicazione e la risoluzione. Tuttavia, si esporrà in breve il principio alla base del metodo dell'analisi di forma. Una particella, nell'attraversamento del volume sensibile del rivelatore a silicio, genera una densità lineare di carica lungo il suo percorso. Per frammenti nucleari, tale densità può essere così elevata che la cosiddetta "colonna di ionizzazione" si comporta come plasma di elettroni e lacune. Solo gli elettroni e le lacune più prossimi alla superficie della "colonna di ionizzazione" risentono del campo elettrico presente nella regione di carica spaziale e migrano verso gli elettrodi: è necessario quindi un tempo finito affinché il campo elettrico penetri all'interno della regione di plasma e faccia migrare tutti gli elettroni e le lacune verso gli elettrodi. Tale tempo è definito "tempo di plasma". Il tempo necessario affinché tutte le cariche libere prodotte dallo ione incidente siano raccolte dagli elettrodi definisce il "tempo di salita del segnale di carica". Si noti inoltre che, poiché gli ioni si fermano completamente all'interno del rivelatore, il profilo di densità di carica segue la curva di Bragg, ovvero si ha massima densità di cariche libere a fine *range*. Per questa ragione si è soliti far incidere lo ione sul lato opposto a quello dove si sviluppa la giunzione, cioè sul lato di campo debole: siccome ioni aventi stessa energia ma (Z,A) differenti hanno *range* differenti, si vengono a creare regioni di densità di carica differenti in regioni in cui si ha un intensità del campo elettrico differente [30]. In particolare, in questa configurazione, uno ione pesante, che ha quindi un *range* minore rispetto ad uno ione più leggero, genera al suo passaggio una regione di densità di carica elevata proprio là dove il campo elettrico ha intensità minore: si avrà così un tempo di raccolta delle cariche maggiore rispetto ad uno ione più leggero, che ha un *range* maggiore, e genera un plasma di elettroni e lacune di densità inferiore in una regione dove il campo elettrico ha intensità maggiore.

Un esempio tipico di una correlazione "Energia vs Tempo di salita del segnale di carica" è mostrato in figura 3.3. Si riescono a identificare ioni da Z=2 fino a Z=8: per Be, B, C si ha inoltre separazione isotopica, ovvero è possibile separare frammenti con lo stesso numero atomico e diverso numero di massa. Si noti la discontinuità

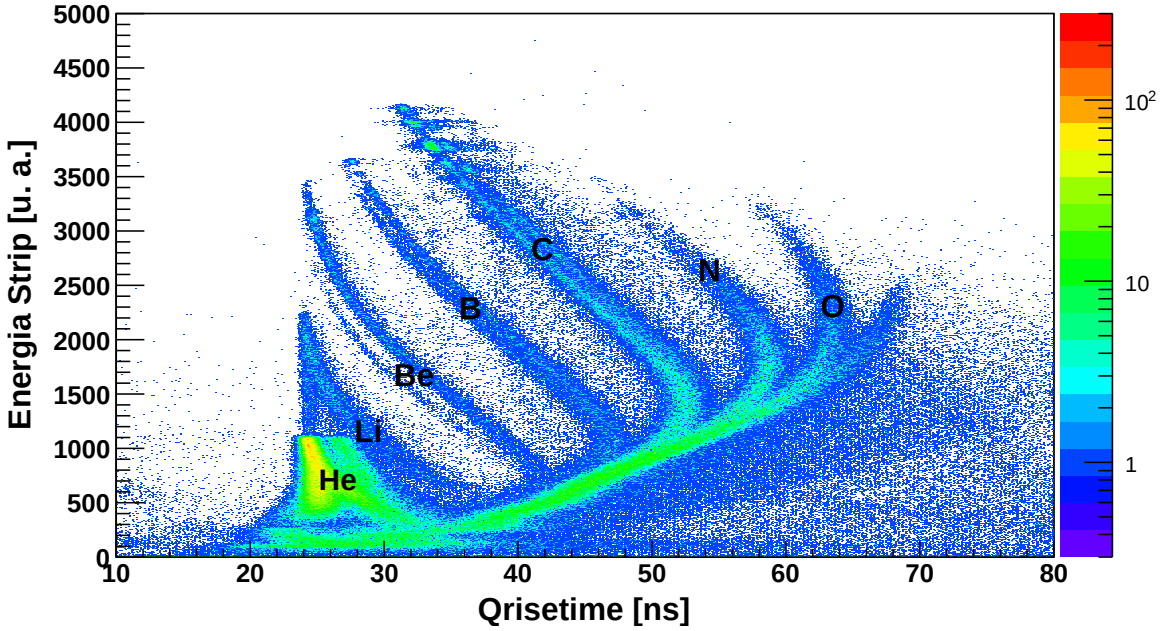


Figura 3.3: *"Energia vs Tempo di salita del segnale di carica" per la strip 4 del settore 2 del RCo. Si noti come per Be, B, C si abbia separazione isotopica.*

presente nel luogo di punti associato all'He alle energie di 1200 u. a. (unità arbitrarie): questa corrisponde alla cosiddetta energia di *punch throught* per le particelle di He, cioè l'energia massima che queste possono avere per fermarsi completamente in una *strip* di silicio. Ioni con energia superiore all'energia di *punch through* possono essere identificati attraverso la correlazione Si-CsI.

PSA in CsI(Tl)

Nel caso dei rivelatori a CsI(Tl) l'identificazione delle particelle leggere è resa possibile dal fatto che l'andamento temporale della luce di scintillazione dipende dall'energia, nonché da Z ed A. L'intensità della luce emessa dai siti attivati dall'energia depositata dallo ione, infatti, può essere descritta come somma di due componenti con andamento esponenziale nel tempo: una "veloce", con costante di tempo τ_v dell'ordine di 1 μs, e una "lenta", con costante di tempo τ_l di alcuni μs. Sia il valore delle due costanti di tempo sia la ripartizione dell'intensità totale tra le due componenti dipendono dallo Z ed A dello ione oltre che dalla sua energia. In particolare, a parità di luce totale emessa, si ha che l'intensità della componente veloce dipende dallo Z ed A dello ione assorbito

mentre quella lenta risulta sostanzialmente costante. L'intensità di scintillazione al tempo t è data da:

$$I(t) = \frac{L_l}{\tau_l} e^{-\frac{t}{\tau_l}} + \frac{L_v}{\tau_v} e^{-\frac{t}{\tau_v}} \tag{3.5}$$

dove $I(t)$ è l'intensità della luce emessa al tempo t, L_l, L_v la luce emessa complessivamente, rispettivamente per la componente lenta e quella veloce. Una riproduzione della risposta in luce di uno scintillatore in funzione del tempo in cui la componente lenta è stata separata da quella veloce è riportata in figura 3.4.

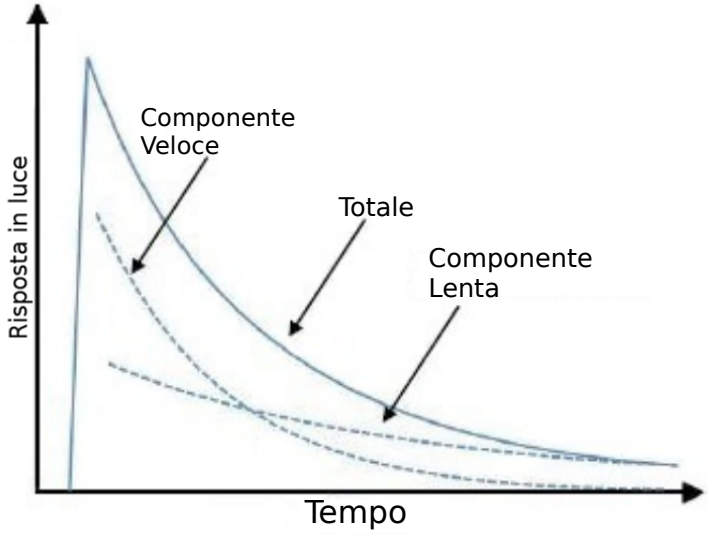


Figura 3.4: *Risposta in luce di uno scintillatore in funzione del tempo. Le componenti lenta e veloce della risposta in luce sono state separate per mostrare il rispettivo contributo alla risposta totale.*

Il segnale di corrente, prodotto dalla luce di scintillazione di un cristallo a CsI(Tl) nel fotodiodo, viene integrato in modo ottenere un segnale a gradino in cui la forma del fronte di salita del segnale di carica dipende dalla particella. Trattando quest'ultimo segnale con due formatori con diversi tempi di formazione, rispettivamente confrontabili con τ_v e τ_l, si ottengono informazioni su Z ed A della particella fermata. Nel nostro caso, il primo formatore è un semigaussiano con tempo di picco di 2.5 μs, la cui ampiezza viene correlata con quella di un altro formatore semigaussiano con tempo di picco 5 μs, che fornisce l'informazione sulla intensità complessiva della luce emessa[3]. Le ampiezze massime di uscita dei due formatori (calcolati evento per evento dal DSP) sono dette "*Fast*" e "*Slow*" rispettivamente per il formatore da 2.5 μs e quello da 5 μs.

Il valore restituito dal formatore con tempo di picco di 5 μs risente, tuttavia, anche della componente veloce del segnale di carica e quindi risulta proporzionale alla somma delle due componenti. I valori *Fast* e *Slow* risultano quindi piuttosto correlati fra loro

[3]Con la scelta di un tempo di picco dell'ordine di 5 μs non si integra tutta la componente lenta (occorrerebbe un tempo di picco di 20 μs o superiore) ma solo una parte.

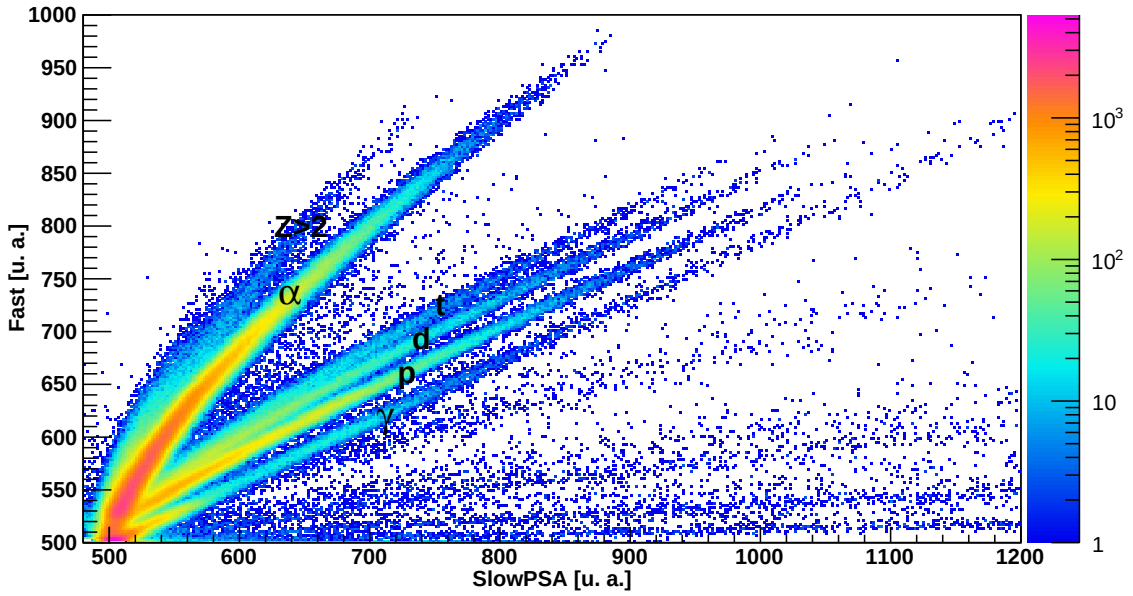


Figura 3.5: *Correlazione Fast vs SlowPSA per lo scintillatore CsI(Tl) 8 del settore 1 di GARFIELD. In particolare, in ascissa è riportata la componente slow a cui è stato sottratto 4·Fast per esaltare la separazione.*

e i punti corrispondenti in una matrice "*Fast* vs *Slow*" si presenterebbero abbastanza concentrati lungo una diagonale. Per questo motivo, si è soliti definire una nuova variabile detta *SlowPSA*, pari a *Slow* - 4·*Fast*, ed utilizzare quest'ultima variabile nel processo di identificazione, avendo constatato che in questo modo si ha una migliore separazione tra i crinali associati alle particelle. In figura 3.5 è riportata, infatti, una tipica matrice di correlazione "*Fast* vs *SlowPSA*" in cui sono ben separati i tre isotopi dell'idrogeno e le particelle alfa. Si noti come sotto ai protoni sia visibile una ulteriore linea, corrispondente a radiazione γ, mentre particelle più pesanti delle α non sono discriminabili con questo tipo di correlazione in GARFIELD. La separazione tra i vari crinali tende a scomparire per valori di *Fast* e *SlowPSA* che tendono a zero, mentre, per Z>2, si ha una saturazione della componente veloce di scintillazione, che diventa indipendente dal tipo di frammento.

3.3.3 Procedura di identificazione delle particelle

La procedura descritta in questo paragrafo è parte essenziale della procedura di identificazione dei frammenti ed in particolare della linearizzazione delle correlazioni utilizzate. Quanto si riporta nel seguito è una tecnica che si può riferire senza perdita di generalità sia ad una correlazione ottenuta mediante telescopio ΔE-E sia ad una correlazione per la PSA (in silicio o in CsI(Tl)).

Utilizzando correlazioni come quelle mostrate nelle figure 3.2, 3.3 e 3.5, nelle quali i luoghi (curve) corrispondenti alle diverse particelle sono ben separati, si possono tracciare le cosiddette linee di identificazione, le quali passano per alcuni punti individuati direttamente sull'istogramma ed in particolare sulle diverse "creste" che corrispondono alle varie particelle. Ad ogni linea spezzata tracciata si assegna un valore di PI (*Particle Identification*): questo è un valore numerico (non intero) scelto in maniera arbitraria. Ad esempio per una correlazione ΔE-E in Si-CsI, come quella mostrata in figura 3.6, il valore di PI assegnati alle diverse curve/particelle sono quelli riportati in in tabella 3.1. I punti delle linee spezzate definite sugli istogrammi vengono utilizzati per definire

Tabella 3.1: *Valori di PI assegnati alle diverse curve/particelle per correlazione ΔE-E in Si-CsI.*

Curve/Particelle	p	d	t	^{3}He	α
PI	11	12	14	21	22

delle curve continue fino alla derivata seconda: ovvero una spline cubica[4]. Si ha così per ogni correlazione un insieme di curve continue definite da y=f(x,PI). Per ogni linea

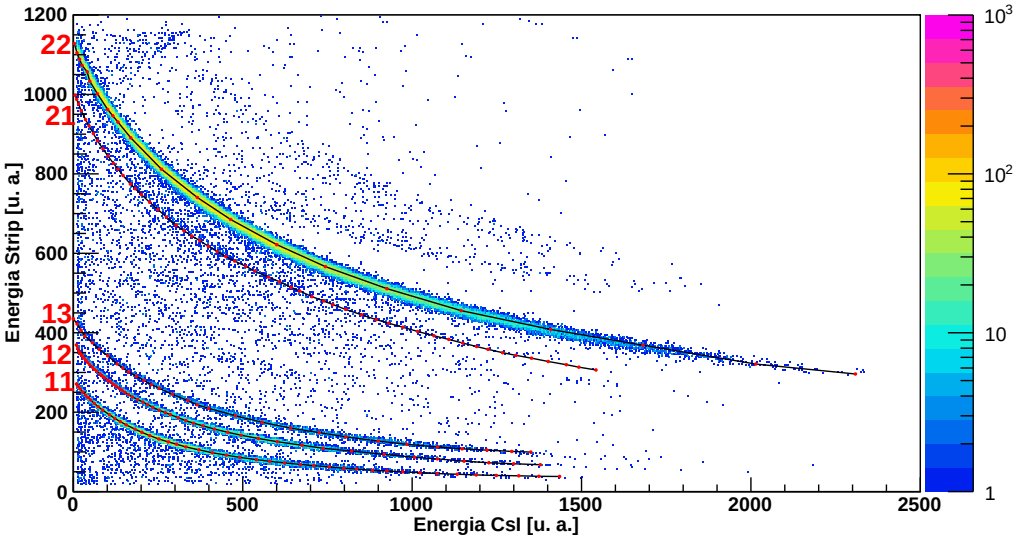


Figura 3.6: *Correlazione ΔE-E tra strip 1 e CsI 1 del settore 1 del RCo. In rosso sono mostrate le linee associate alle creste delle particelle identificate con relativo valore di PI.*

spezzata le coordinate dei punti e relativo valore di PI vengono salvati nel *database* di ODIE. All'interno di ODIE, per identificare un frammento, si associa al frammento stesso un punto (x_0, y_0) nell'opportuna correlazione (ad esempio x_0 è l'energia residua e y_0 è l'energia ΔE per una correlazione del tipo mostrato in fig.3.6, oppure x_0=E e

[4]Una spline cubica è un polinomio di ordine tre regolare a tratti.

y_0="Tempo di salita del segnale di carica" per l'identificazione basata sulla PSA). Il programma assegna al frammento un valore di PI interpolando fra i valori associati alle curve più vicine. E' possibile scegliere se interpolare sulla base della distanza dalla curva oppure sulla base del valore delle ordinate. Quest'ultimo è il metodo più comunemente adottato. In pratica, detti PI_1 e PI_2 i valori associati alle due curve che comprendono il punto sperimentale (x_0,y_0), il parametro di identificazione è calcolato come:

$$PI_0 = PI_1 + \frac{(y_0 - y_1)(PI_2 - PI_1)}{y_2 - y_1} \tag{3.6}$$

dove y_1 e y_2 sono le ordinate delle intersezioni delle curve più vicine a (x_0, y_0), con PI pari a PI_1 e PI_2, con la retta x=x_0.

La procedura descritta equivale ad una "linearizzazione" delle curve mediante una trasformazione del piano: riportando, come nel pannello in alto della figura 3.7, la correlazione del valore PI con l'energia, i punti sperimentali si dispongono intorno a rette, corrispondenti ai diversi valori di PI. Proiettando la correlazione sull'asse delle ascisse, si ottiene lo spettro di identificazione mostrato in basso in fig. 3.7: si noti come siano visibili tre picchi sulla sinistra, associati ai tre isotopi dell'idrogeno, e due picchi a destra, associati agli isotopi con A=3 e A=4 dell'elio. Sulla base della distribuzione del parametro di identificazione si associano diversi valori di Z ed A a diversi intervalli in PI: se una data correlazione non permette la risoluzione isotopica delle varie particelle, ad esse viene assegnata massa A=-1[5].

La qualità dell'identificazione ottenuta dipende anche dalla cura con cui sono state tracciate le linee lungo i "crinali" negli istogrammi di correlazione: infatti, per una corretta identificazione in Z ed A di una particella, le correlazioni ottenute dalla linearizzazione devono essere più separate e verticali possibile così da ottenere picchi ben separati nella distribuzione di PI e poter assegnare Z ed A con la minore ambiguità possibile.

3.3.4 Soglie di identificazione

Un elemento chiave della presente analisi è l'identificazione dei residui di evaporazione del nucleo composto prodotto e delle LCP emesse nelle catene evaporative di diseccitazione nella reazione ^{12}C+^{13}C. Si ricorda, come accennato nel paragrafo 2.3.1, che gli ER, per motivi cinematici sono rivelati ad angoli coperti dal RCo mentre, negli angoli coperti da GARFIELD si osservano solamente particelle leggere, cioè con Z<3.

Per tale motivo, siccome per particelle leggere l'identificazione mediante PSA in CsI(Tl) risulta migliore rispetto a quella ottenuta dalla correlazione ΔE-E *microstrip*-CsI(Tl), si è scelto di utilizzare solo la PSA in CsI(Tl) per l'identificazione delle parti-

[5]In un secondo momento,per il calcolo dell'energia della particella si porrà A=2Z per poter fare uso delle tabelle di perdita di energia in cui è necessario conoscere anche la massa della particella: si noti comunque che per ioni leggeri (a parte l'idrogeno) la scelta di porre il numero di massa un valore pari a 2Z coincide col selezionare la specie isotopica più abbondante.

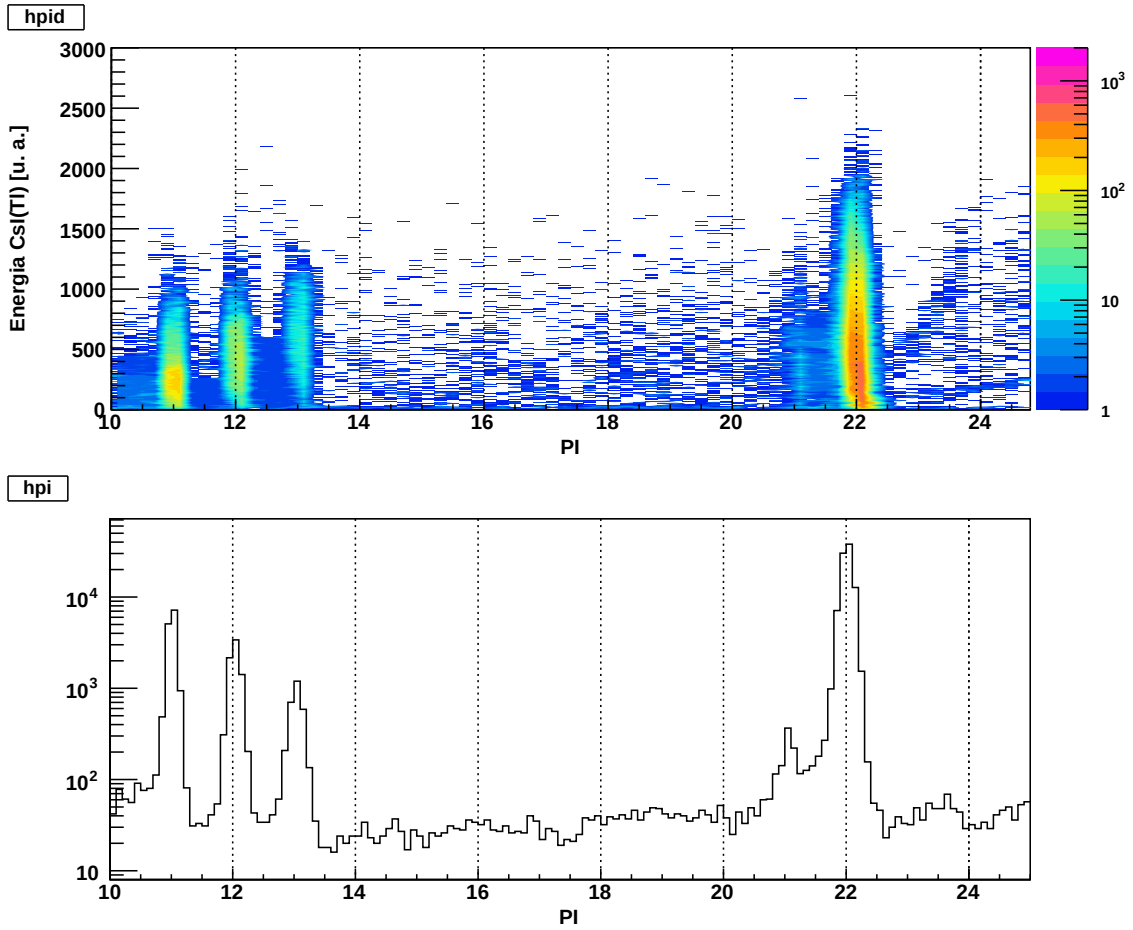


Figura 3.7: *In alto: correlazione "Energia vs PI" ottenuta dalla correlazione di fig. 3.6. Nel riquadro in basso è riportata la relativa Particle Identification Distribution.*

celle rivelate da GARFIELD: in tabella 3.2 si riportano i metodi di identificazione con le rispettive soglie energetiche per ogni particella identificata.

Tabella 3.2: *Metodi di identificazione e soglie di identificazioni per GARFIELD.*

Tecnica	Z	Isotopo	Intervallo Energetico
PSA in CsI(Tl)	1	p	$> 3\,\mathrm{MeV}$
		d	$> 6\,\mathrm{MeV}$
		t	$> 9\,\mathrm{MeV}$
	2	α	$> 5\,\mathrm{MeV}$
ΔE-E *microstrip*-CsI(Tl)	Non utilizzata		

Sfruttando le correlazioni tra i rivelatori del RCo, invece, è possibile identificare sia LCP che ER. Essendo l'RCo un rivelatore a tre stadi si avranno, per ogni particella, differenti soglie energetiche di identificazione. Ad esempio, affinché una particella possa essere identificata mediante la correlazione ΔE-E (IC-Si o Si-CsI(Tl)) occorre che abbia energia tale da attraversare il primo stadio del telescopio e arrestarsi nel secondo. Inoltre una particella può essere identificata mediante la PSA in silicio se ha un *range* in silicio superiore a $30\,\mu$m (questo corrisponde a ioni con energie superiori a $2.5\,\mathrm{MeV/u}$) e si arresta completamente nello spessore attivo di una *strip* ($300\,\mu$m). Per questi motivi ioni con $Z \geq 3$ sono identificabili sfruttando i primi due stadi del RCo, ovvero le correlazioni ΔE-E IC-Si e la PSA in silicio, in quanto non hanno energia sufficiente a superare $300\,\mu$m di silicio. Le LCP che arrivano fino allo scintillatore possono essere identificate sia sfruttando il telescopio Si-CsI(Tl) che la PSA in CsI(Tl), mentre per energie inferiori (ovvero quando si fermano nel silicio) possono essere identificate mediante il telescopio IC-Si o la PSA in silicio. In tabella 3.3 sono riportati i vari metodi con le rispettive soglie di identificazione al variare dello Z della particella.

3.4 Accorgimenti di identificazione

In questo paragrafo si espongono alcuni ulteriori dettagli delle procedure di identificazione utilizzate per le correlazioni ΔE-E (IC-Si e Si-CsI(Tl)) e per la PSA in silicio e CsI(Tl).

Telescopio IC-Si

Per la realizzazione della correlazione tra l'energia persa nello spessore di gas e l'energia depositata dello strato di silicio da una particella ionizzante si è richiesto che non vi fossero hit multipli di settore, ovvero che un segnale della IC fosse associato ad una ed una sola *strip*.

Tabella 3.3: *Metodi di identificazione e soglie di identificazione per il RCo. Dove sono presenti più isotopi si riporta la soglia energetica di identificazione solo per la specie più abbondante.*

Tecnica	Z	Isotopo	Intervallo Energetico
IC-Si	1	-	-
	2	-	> 5 MeV
	3-12	-	> 1.5 MeV/u
PSA in Si	1	-	-
	2	-	da 12 MeV a 24 MeV
	3-8	-	> 2.5 MeV/u
Si-CsI(Tl)	1	p,d,t	> 6 MeV
	2	^{3}He,α	> 24 MeV
	≥ 3	-	-
PSA in CsI(Tl)	1	p,d,t	> 6 MeV
	2	^{3}He,α	> 24 MeV
	≥ 3	-	-

Un esempio di correlazione ΔE-E così ottenuta è mostrata in figura 3.8: in particolare è mostrata la correlazione tra la IC e la *strip* 1 del settore 1 del RCo. Il valore

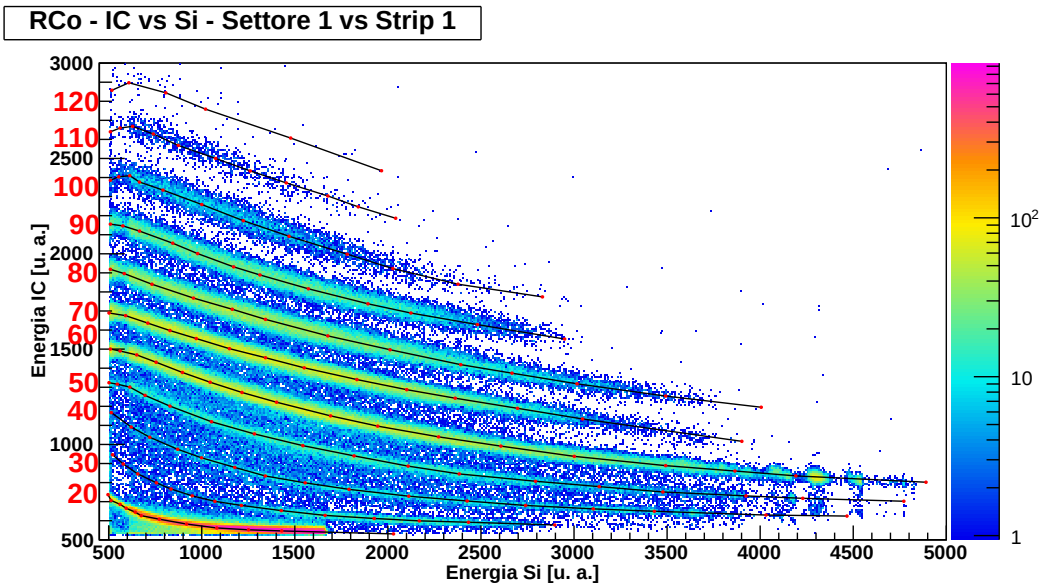


Figura 3.8: *Esempio di correlazione ΔE-E per il telescopio IC-Si. In nero sono evidenziate le linee di PI con i rispettivi valori (in rosso).*

di PI scelto per ogni specie identificata è PI=10·Z. Attraverso la procedura di linearizzazione descritta nel paragrafo 3.3.3 si ottengono la correlazione "Energia vs PI" e la PID (PI *Distribution*) riportate in fig.3.9. Come si può ben notare dalle figure 3.8

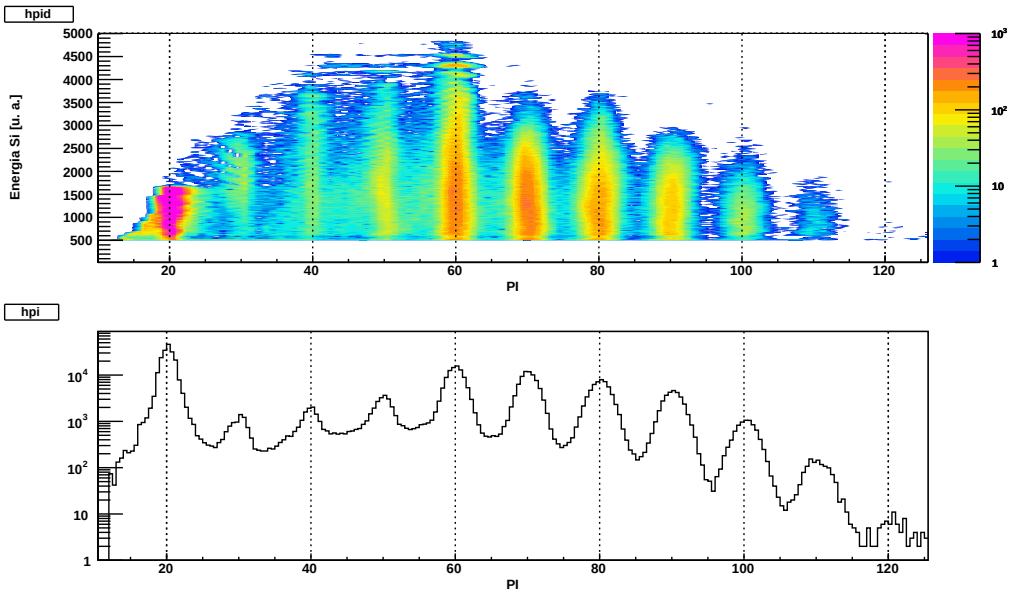


Figura 3.9: *Spettri di identificazione da telescopio IC-Si. Nel riquadro in alto è riportata la correlazione "Energia vs PI"; nel riquadro in basso è mostrata la distribuzione di PI (PID).*

e 3.9 la IC non ha risoluzione tale da permettere di identificare in massa i prodotti di reazione. L'utilizzo di una camera a ionizzazione come primo stadio di identificazione permette comunque di ottenere delle soglie energetiche di identificazione relativamente basse e di identificare i residui evaporativi più pesanti e meno energetici, sebbene senza risoluzione isotopica. Dalla PID mostrata nel riquadro in basso di figura 3.9 si noti come siano identificabili residui evaporativi fino a Z=12, cioè corrispondenti a fusione completa.

PSA in silicio

In figura 3.3 abbiamo mostrato il tipico spettro di identificazione che si ottiene da una correlazione "Energia vs Tempo di salita del segnale carica". Ai fini della procedura di identificazione, tuttavia, occorre che per una data curva di PI ci sia una sola ordinata associata ad un valore dato dell'ascissa. Per questo motivo, la correlazione impiegata per l'identificazione ha gli assi invertiti rispetto a quella già mostrata in figura 3.3. Viene inoltre richiesto che la particella sia stata fermata dal rivelatore a silicio, imponendo che l'energia misurata dal CsI(Tl) retrostante sia ragionevolmente piccola, compatibile con il livello di rumore.

In figura 3.10 è mostrata la correlazione "Tempo di raccolta di carica vs Energia depositata" per la *strip* 4 del settore 2 con evidenziate le linee di PI e i valori di PI assegnati (in nero): i valori di PI scelti sono tali che PI=Z*10+(A-2Z). La regione racchiusa nel contorno grafico in rosso è stata esclusa dal processo di identificazione mediante PSA per mancanza di risoluzione: questa regione corrisponde a ioni con

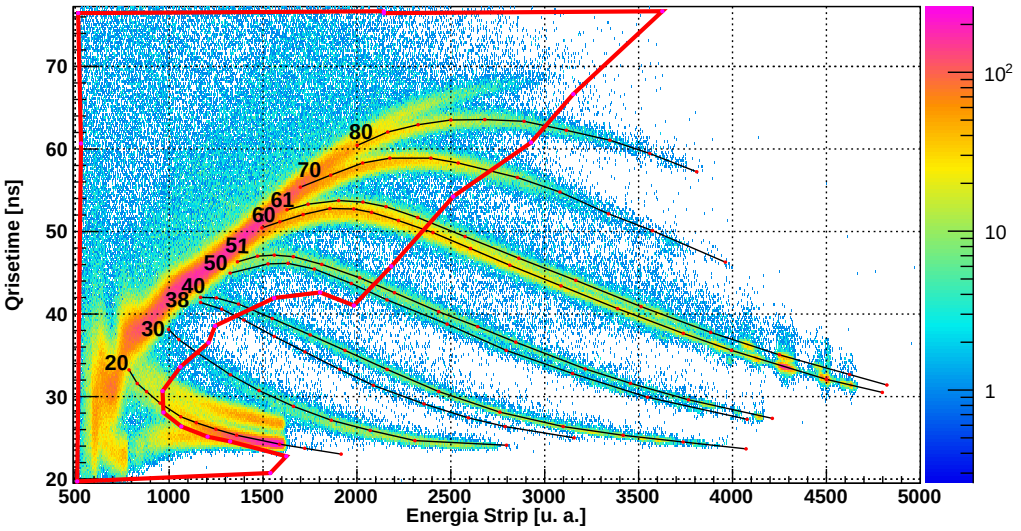


Figura 3.10: *Correlazione "Tempo di raccolta di carica vs Energia" per la strip 4 del settore 2 del RCo. In nero sono evidenziate le linee di PI con i rispettivi valori. La regione di spazio racchiusa nel contorno grafico in rosso è stata esclusa dal processo di identificazione.*

energie inferiori alla soglia di identificazione riportata in tabella 3.3 nel paragrafo 3.3.4. Ioni con energie così basse sono tuttavia identificati mediante la correlazione IC-Si che ha soglie di identificazione inferiori rispetto alla PSA in silicio. Al fine di ottimizzare il processo di linearizzazione e identificazione, si è deciso di estendere la regione di esclusione includendo anche la parte iniziale delle curve e limitando l'identificazione mediante PSA alla regione in cui i "crinali" assumono un andamento più rettilineo.

Per ioni Be, B e C, al fine di cercare di esaltare la separazione in massa visibile in figura 3.10, si è scelto di tracciare una linea di PI per ogni crinale isotopico. Dalla linearizzazione, eseguita sulla porzione di piano al di fuori della regione di esclusione, si ottengono la correlazione "Energia vs PI" e la PID mostrate in figura 3.11. Dalla distribuzione di PI si nota un'ottima separazione tra ioni con Z diversi. Per quanto riguarda la risoluzione isotopica, ad eccezione della separazione tra ^{7}Be e ^{9}Be, questa non è affatto buona: come si può vedere dalla PID nel riquadro in basso di figura 3.11, i picchi associati a ^{10}B e ^{13}C non sono infatti separati in modo netto dai picchi di ^{11}B e ^{12}C. La contaminazione di ^{12}C sul picco associato al ^{13}C è di circa il 50%. Per queste ragioni, vista l'impossibilità di definire intervalli di PI da associare univocamente agli isotopi, si è scelto di non assegnare il valore del numero di massa in fase di identificazione. In fase di analisi, a questi frammenti verrà assegnato A=2Z. È opportuno ricordare che, siccome alcuni ioni posso essere identificati sia tramite tecnica ΔE-E IC-Si sia tramite tecnica PSA in silicio, in caso di doppia identificazione si è scelto di utilizzare il valore del numero atomico ottenuto tramite PSA a causa della migliore risoluzione di questo metodo.

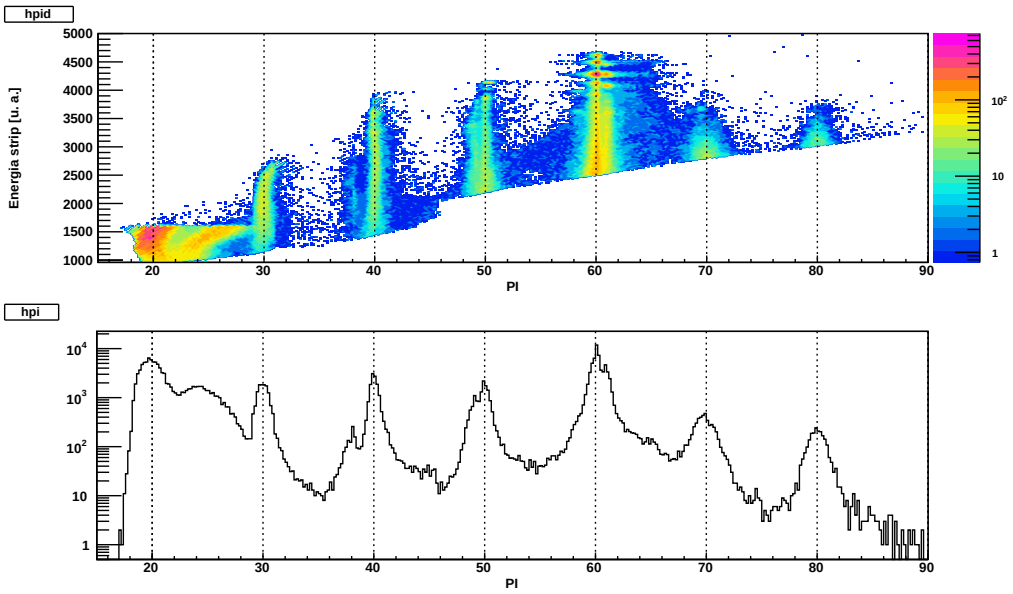


Figura 3.11: *Spettri di identificazione di PSA in silcio per la strip 4 del settore 2. Nel riquadro in alto è riportata la correlazione "Energia vs PI"; nel riquadro in basso è mostrata la distribuzione di PI (PID).*

Telescopio Si-CsI(Tl)

Per la descrizione di questa correlazione si rimanda al paragrafo 3.3.3, in quanto è stata utilizzata come esempio per la descrizione della procedura di identificazione delle particelle. È opportuno solo aggiungere che, poiché la geometria del RCo (paragrafo 2.2) permette la sovrapposizione di più di un CsI(Tl) con la stessa *strip*, per la realizzazione di una correlazione ΔE-E Si-CsI(Tl) si è richiesto che il segnale di una *strip* fosse associato ad uno ed un solo CsI(Tl). Inoltre, dalla PID riportata nel riquadro in basso di figura 3.7 si noti come sia possibile definire intervalli di PI per l'identificazione degli isotopi dell'idrogeno e dell'elio, senza che ciò comporti (tranne che per ^{3}He a causa dell'elevata statistica del picco di ^{4}He) un eccessiva probabilità di errata identificazione, e questo grazie all'ottima separazione dei diversi picchi.

PSA in CsI(Tl)

La stessa procedura di identificazione per l'identificazione delle LCP è stata utilizzata sia per gli scintillatori CsI(Tl) di GARFIELD che per quelli RCo. In figura 3.12 si riportano le correlazioni "*Fast* vs *SlowPSA*" ottenute per tre cristalli di CsI(Tl) delle camere di GARFIELD, uno della camera C1 (riquadro a)) e uno della camera C2 (riquadro b)), e del RCo (riquadro c)).

In figura 3.13 è riportata, a titolo di di esempio, la correlazione ottenuta dal CsI(Tl) 8 del settore 1 della camera C2. Per individuare all'interno della correlazione "*Fast* vs *Slow*PSA" la regione popolata da particelle con Z<3 (vedi paragrafo 3.3.2), è opportuno

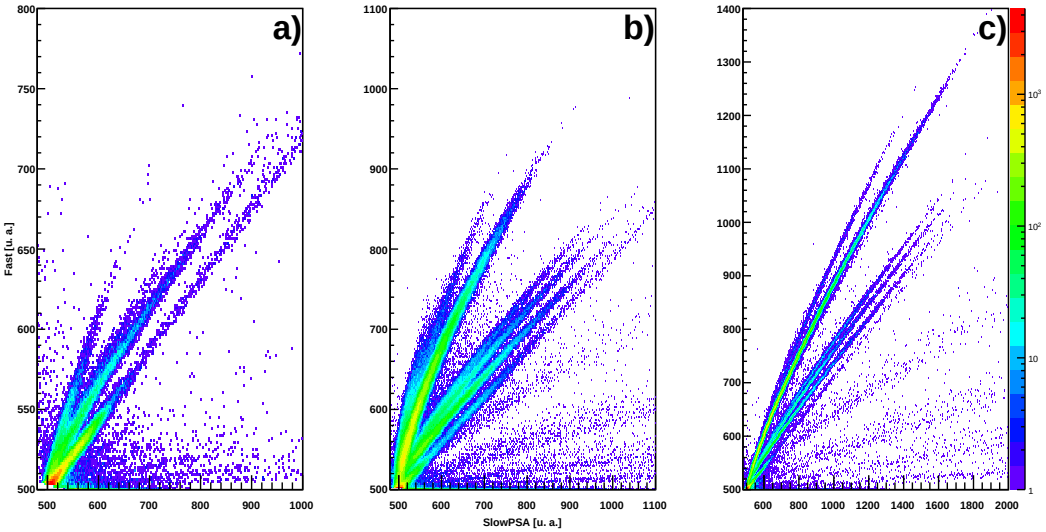


Figura 3.12: *Correlazioni "Fast vs SlowPSA" per gli scintillatori delle camere di GARFIELD (rispettivamente per le camere C1 e C2 nei riquadri a) e b)) e del RCo (riquadro c)).*

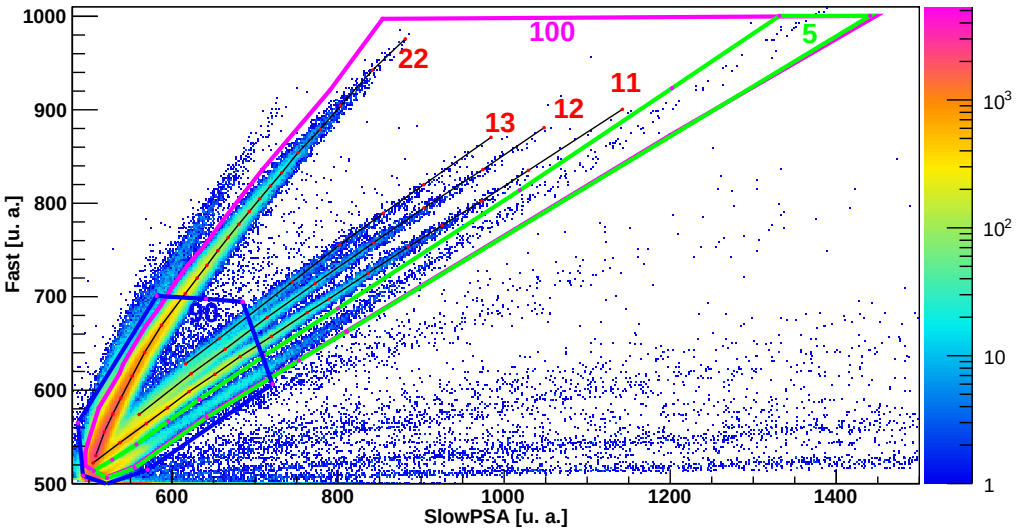


Figura 3.13: *Correlazione "Fast vs SlowPSA" per il CsI(Tl) 8 del settore 1 di GARFIELD. Il contorno 100 (in magenta) rappresenta la regione di eventi che vengono considerati per l'identificazione; in nero le linee di PI con rispettivi valori di PI in rosso; il contorno 90 (in blu) definisce la regione di piano in cui non viene applicata la linearizzazione; il contorno 5 (in verde) definisce gli eventi etichettati come "radiazione gamma".*

definire un taglio grafico nella correlazione di figura 3.13 (contorno 100): all'interno di tale regione le linee di PI possono essere tracciate facilmente, in corrispondenza delle regioni di massima densità. Al convergere dei crinali, tuttavia, la procedura di linearizzazione è soggetta a maggiore contaminazione. Si è scelto quindi di introdurre un taglio grafico (contorno 90) per escludere dal processo di linearizzazione la regione di piano in cui i crinali tendono a convergere. Dalla linearizzazione della regione di piano compresa all'interno del contorno 100, esclusa la zona del contorno 90, si ottengono gli spettri di identificazione riportati in figura 3.14. Dalla PID si possono definire gli

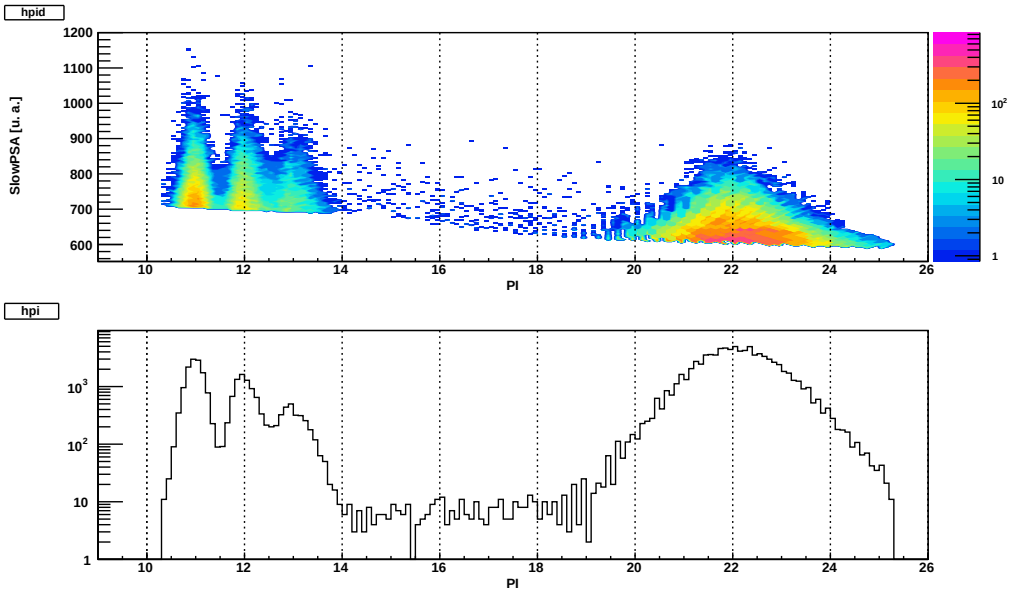


Figura 3.14: *Spettri di identificazione da tecnica PSA in CsI(Tl). Nel riquadro in alto è riportata la correlazione "SlowPSA vs PI"; nel riquadro in basso è mostrata la distribuzione di PI (PID)*

intervalli di identificazione in Z ed A riportati in tabella 3.4.

Tabella 3.4: *Intervalli di PI assegnati alle diverse particelle per correlazione "Fast vs SlowPSA".*

Particelle	p	d	t	α
PI	10.5-11.5	11.5-12.5	12.5-13.5	19-25

Per identificare le particelle che nella correlazione 3.13 all'interno del contorno di esclusione si ricorre a ulteriori contorni grafici: ad ogni particella vengono assegnati Z ed A a seconda del contorno che contiene la corrispondente coppia (*Fast*, *Slow*). In figura 3.15 è riportata una visione espansa, intorno all'origine, della correlazione di figura 3.13: i contorni di valore 11, 12, 13 e 22 identificano rispettivamente p, d, t e particelle α.

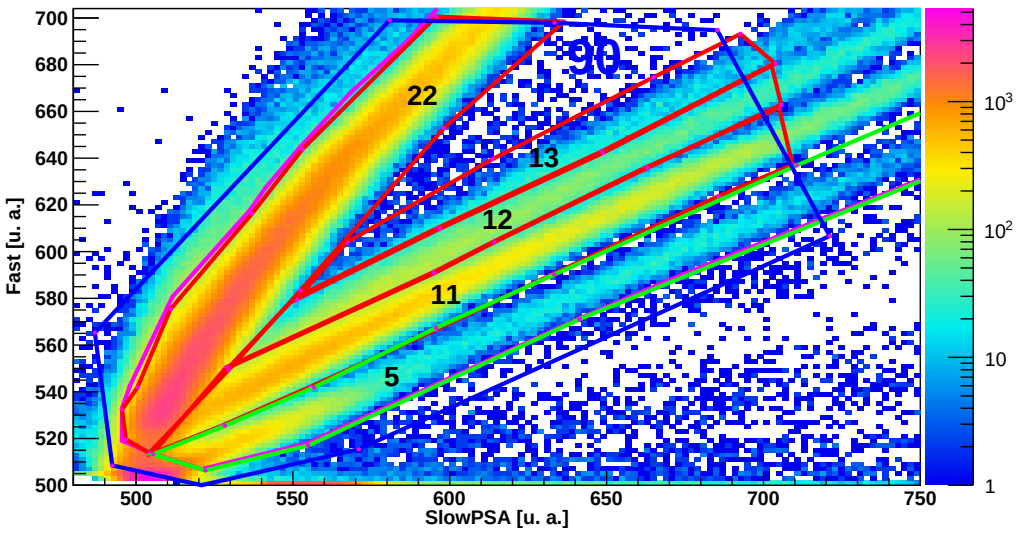


Figura 3.15: *Visione espansa della correlazione di figura 3.13: si notino i contorni in rosso ai quali sono associati i valori di PI 11,12,13 e 22, corrispondenti rispettivamente a p, d, t e α. Il contorno 5 (in verde) definisce gli eventi etichettati come "radiazione gamma".*

Occorre infine notare che nelle figure 3.13 e 3.15 è presente una riga appena al di sotto di quella dei protoni: questa corrisponde alla rivelazione della luminescenza prodotta dall'interazione con la radiazione gamma. Quest'ultima può provenire direttamente nei processi di diseccitazione dai frammenti nucleari prodotti nella reazione o da reazioni di tipo (n, γ) avvenute nel materiale circostante (ad esempio negli stessi scintillatori) per effetto dei neutroni emessi per evaporazione dal nucleo composto. Si è introdotto quindi nelle figure 3.13 e 3.15 un apposito contorno (contorno 5) per raggruppare questa famiglia di eventi.

3.5 Calibrazioni energetiche

Avendo messo a punto le procedure di identificazione dei frammenti rivelati si può procedere alla calibrazione in energia dei rivelatori dell'apparato. Rivelatori come la camera a deriva di GARFIELD, la camera di ionizzazione e le *strip* di silicio del RCo hanno una risposta che è lineare con l'energia depositata. Per questo tipo di rivelatori la calibrazione in energia necessita di poche coppie (al limite una sola) di valori di energia, nelle quali un valore sia in unità non calibrate e l'altro sia la corrispondente energia in MeV. Per ottenere picchi monoenergetici nella distribuzione di energia, si fa ricorso alla diffusione elastica coulombiana del fascio da parte un bersaglio di oro. La perdita di energia nei diversi spessori attivi dell'apparato può essere determinata dall'energia nota del fascio, dalla fisica della diffusione coulombiana (noto l'angolo di diffusione) e dalle tavole di perdita di energia (che permettono di calcolare le perdite di energia degli

ioni del fascio diffusi nei diversi spessori morti) In questo modo è possibile ricavare il fattore di conversione MeV/canale. Per acquisire reazioni di diffusione elastica, durante il periodo di misura, in *run* dedicati si utilizza, come già accennato, un bersaglio di ^{197}Au in modo da aumentare l'angolo di *grazing* della reazione affinché gli ioni ^{12}C del fascio siano diffusi elasticamente nel massimo numero di rivelatori possibili.

Al contrario dei rivelatori a gas ed a silcio, i cristalli di CsI(Tl) non hanno un risposta proporzionale all'energia depositata. Nel seguito daremo una breve descrizione delle procedure adottate per la calibrazione energetica degli scintillatori di GARFIELD e del RCo.

3.5.1 Calibrazione dei CsI(Tl)

La risposta in luce di scintillazione (LO - *Light Output*) dei cristalli di CsI(Tl) non è proporzionale all'energia depositata nel rivelatore e quindi non si può avere un semplice fattore di conversione da LO a energia depositata: questa inoltre dipende anche dalla carica Z e (in maniera minore) della massa A dello ione interagente, anche a parità di energia depositata.

La collaborazione NUCL-EX utilizza una formula semi-empirica, ricavata da misure effettuare proprio per investigare la risposta energetica dei cristalli di CsI(Tl) [36]. Tramite tale formula è possibile esprimere il legame tra l'ampiezza in canali della luce di scintillazione e l'energia depositata dalla particella al variare di Z ed A. In particolare si pone

$$LO(Z_{eff}, E) = (d_1 + d_2 e^{-d_3 Z_{eff}})(1 + d_4 Z_{eff}) E^{d_5 - d_6 \exp(-d_7 Z_{eff})} \tag{3.7}$$

I parametri d_i con $i = 1..7$ sono stati fissati attraverso misure di diffusione elastica con fasci di ioni da Z=1 a Z=28, mentre il parametro $Z_{eff} \equiv (AZ^2)^{1/3}$ serve per tener conto della dipendenza della LO dal numero atomico e dal numero di massa dello ione incidente.

Nella procedura di calibrazione, si assume che la risposta in luce non calibrata del CsI, così come ottenuta dal sistema di acquisizione, segua la (3.7) a meno di un fattore moltiplicativo (legato al guadagno della catena elettronica e del formatore calcolato dal DSP). Avendo a disposizione un campione di eventi di energia nota (ad esempio eventi di diffusione elastica) dal rapporto fra il valore calcolato con la (3.7) ed il valore di ampiezza sperimentale si determina il fattore moltiplicativo (detto *β-factor* nel gergo della collaborazione). Sebbene la formula (3.7) sia stata in origine ottenuta per i CsI di GARFIELD, essa è impiegata anche per gli scintillatori del RCo. Tuttavia, mentre per GARFIELD sono disponibili eventi di diffusione elastica in cui viene depositata energia in CsI, nel caso del RCo, a causa dei 300 μm di silicio interposti, gli ioni del fascio diffusi elasticamente non arrivano allo scintillatore. Si è quindi adottata, per il RCo, una diversa procedura. Avendo calibrato in energia le strip di silicio, per ogni ione che arriva in CsI(Tl), è stato calcolato il valore di energia (in MeV) persa in silicio, da cui, noti gli spessori morti attraversati, attraverso calcoli di perdita di energia, è stato possibile calcolare il valore dell'energia depositata in CsI(Tl). Tramite

l'equazione (3.7) si è quindi calcolato il valore di LO corrispondente in modo da poterlo correlare con il valore misurato. Si ottiene così una distribuzione di punti (fig. 3.16) che, nel caso Z=1, è stata *fittata* tramite una parabola, mentre per Z>1 con una retta: i parametri restituiti dal *fit* corrispondono ai β-*factor* per il RCo. L'andamento

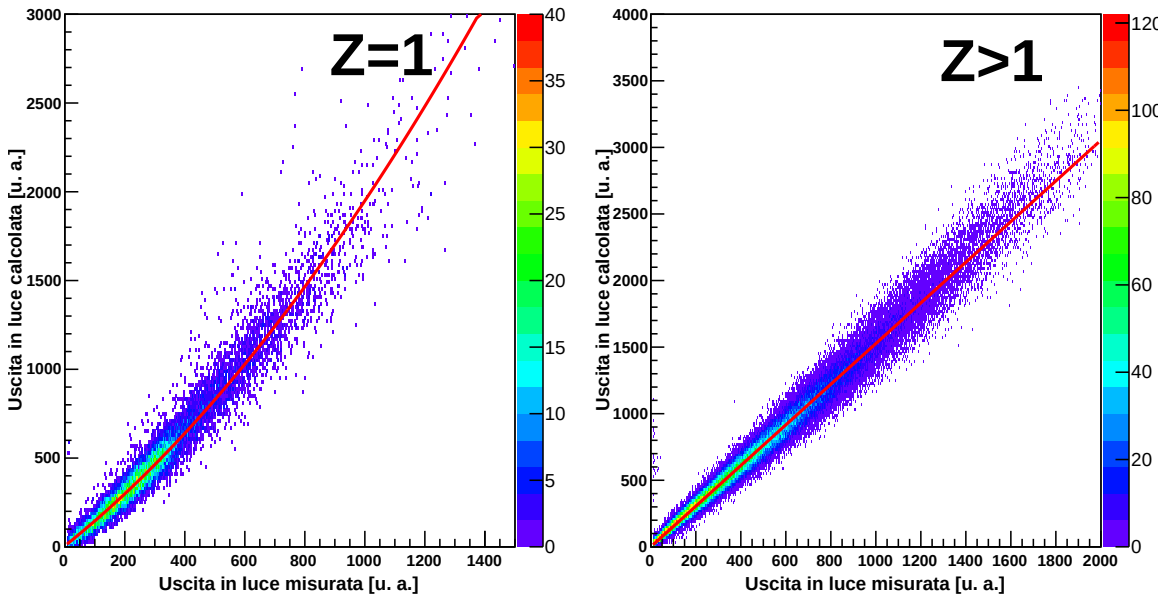


Figura 3.16: *Correlazione "LO calcolata vs LO misurata" per i cristalli di CsI(Tl) del RCo. Nel riquadro di sinistra si mostra la correlazione ottenuta per gli ioni con Z=1 mentre nel riquadro di destra per ioni con Z>1: per entrambe le figure si riporta, in rosso, l'andamento della funzione utilizzata per il calcolo dei parametri di correzione alla L.O misurata.*

lievemente parabolico ottenuto per di Z=1 è dovuto al fatto che si è assunta una funzione di conversione (eq. 3.7) canali-luce universale per tutti gli ioni. In letteratura [36], infatti, è ben noto che la risposta in luce per Z=1 differisce da quella di ioni più pesanti, dove, all'aumentare dell'energia depositata nel cristallo, gioca un ruolo significativo il fenomeno dello smorzamento dei centri di fluorescenza (il cosiddetto fenomeno di *quenching*). Infine, si sottolinea come la trasformazione parabolica trovata sia comunque dominata dal termine lineare, in quanto questo risulta quattro ordini di grandezza superiore rispetto al termine parabolico.

Capitolo 4

Codici di simulazione e di analisi

I dati sperimentali analizzati in questo lavoro di tesi sono relativi al decadimento di un CN eccitato prodotto in reazioni nucleari di fusione. Uno degli approcci più comuni per descrivere la catena evaporativa di un CN è quello di generare campioni di eventi attraverso codici di simulazione Montecarlo basati sul modello statistico: in questo lavoro si è fatto uso sia del codice GEMINI++ [12], ampiamente utilizzato da decenni nel campo della fisica nucleare degli ioni pesanti, sia di un codice chiamato HFl (Hauser-Feshbach light [13]), sviluppato all'interno della collaborazione NUCL-EX ed ottimizzato per i sistemi leggeri. Entrambi i codici si basano sul formalismo di Hauser-Feshbach che descrive l'evaporazione da nuclei eccitati con momento angolare intrinseco non nullo. HFl, essendo specificamente dedicato all'analisi di sistemi leggeri, cura in maniera più dettagliata la densità dei livelli e contiene al suo interno tutti i livelli discreti eccitati conosciuti per nuclei leggeri. In questo capitolo illustreremo le caratteristiche salienti dei codici impiegati e daremo anche qualche informazione essenziale sulla procedura di analisi dati, che è stata applicata in ugual modo sia agli eventi simulati sia a quelli sperimentali. Nel caso dei modelli non si intende fornire una trattazione esaustiva, poiché il dettaglio dei loro principi base e del loro funzionamento non ha costituito oggetto di questo lavoro di tesi.

4.1 GEMINI++

GEMINI++ è un codice Montecarlo che descrive il decadimento di un nucleo composto attraverso una serie di decadimenti binari fino a che ulteriori decadimenti risultano vietati dalla legge di conservazione dell'energia. Essendo stato originariamente sviluppato per l'analisi del decadimento di nuclei composti ottenuti in reazioni di fusione tra ioni pesanti, GEMINI++ considera esplicitamente l'effetto di elevati valori del momento angolare sul decadimento del CN: ad esempio, il modello contempla anche il canale di fissione che domina ad alti spin in nuclei pesanti. Data la marginale probabilità che nuclei composti leggeri decadano attraverso fissione, in questo lavoro si considererà solamente il canale di decadimento evaporativo.

Nel formalismo di Hauser-Feshbach, l'ampiezza di decadimento parziale dell'evaporazione della particella i-esima da un nucleo composto di energia d'eccitazione E^* e momento angolare totale J_{CN} è [12]

$$\Gamma_i(E^*, J_{CN}) = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, J_{CN})} \int d\varepsilon \sum_{J_d=0}^{\infty} \sum_{J=|J_{CN}-J_d|}^{J_{CN}+J_d} \sum_{l=|J-S_i|}^{J+S_i} T_l(\varepsilon)\rho_d(E^* - B_i - \varepsilon, J_d) \tag{4.1}$$

dove J_d è il momento angolare totale del nucleo prodotto nel decadimento (nucleo figlio); S_i, J e l sono rispettivamente lo spin, il momento angolare totale e quello orbitale della particella evaporata; ε e B_i sono rispettivamente la sua energia cinetica e la sua energia di separazione; T_l è il suo coefficiente di trasmissione; ρ_d, ρ_{CN} sono rispettivamente la densità dei livelli del nucleo figlio e del nucleo composto. Le sommatorie contengono tutti i possibili accoppiamenti di momenti angolari tra gli stati iniziali e finali. In GEMINI++ il formalismo è implementato per possibili emissioni di n, p, d, t, ^{3}He, α, ^{6}He, $^{6-8}$Li e $^{7-10}$Be.

Un'approssimazione per le densità dei livelli presenti nell'equazione 4.1 può essere ottenuta utilizzando l'espressione del gas di Fermi [37] (ρ_{FG}), derivata tramite il modello a particelle indipendenti per un nucleo sferico con livelli di singola particella costanti [12]. Si ha quindi:

$$\rho_{FG}(E^*, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3} e^S \tag{4.2}$$

$$S = 2\sqrt{aU} \tag{4.3}$$

dove S è l'entropia del nucleo, a il parametro di densità dei livelli. U è l'energia interna del nucleo

$$U = E^* - E_{rot}(J) \quad \text{con} \quad E_{rot} = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2I_{rig}} \tag{4.4}$$

calcolata come differenza tra l'energia d'eccitazione e l'energia di rotatore rigido $E_{rot}(J)$, in cui I_{rig} è il momento d'inerzia di un rotatore rigido con la stessa densità del nucleo; $\sigma = I_{rig}T$, dove T è la temperatura nucleare, è detto termine *spin cut-off*. U può essere interpretata come l'energia di eccitazione termica, ottenuta da quella totale sottraendo l'energia di rotazione del nucleo.

GEMINI++ generalizza l'equazione 4.4 sostituendo $E_{rot}(J)$ con la linea Yrast, $E_{yrast}(J)$, calcolata tramite modelli che tengono conto del comportamento collettivo dei nucleoni all'interno del nucleo. La forma della distribuzione energetica delle particelle evaporate dipende così

- dal parametro di densità dei livelli e dall'energia d'eccitazione del nucleo,
- dal coefficiente di trasmissione,
- dalla dipendenza di $E_{yrast}(J)$ dal momento angolare totale J.

Il parametro di densità dei livelli influenza l'andamento della coda esponenziale dello spettro delle particelle evaporate, mentre il coefficiente di trasmissione agisce principalmente sulla forma dello spettro in prossimità della barriera coulombiana.

Il coefficiente di trasmissione T_l nei modelli statistici è determinato a partire dai dati disponibili per la reazione inversa. L'effettiva reazione inversa dell'evaporazione, tuttavia, corrisponderebbe all'assorbimento di una particella da parte di un nucleo caldo e rotante, mentre i dati disponibili si riferiscono ad assorbimento di particelle da parte di nuclei "freddi". Per tenere quindi in considerazione eventuali fluttuazioni termiche della superficie nucleare, in GEMINI++ il coefficiente di trasmissione viene calcolato come media di tre coefficienti di trasmissione ottenuti attraverso il metodo IWBC (*Incoming Wave Boundary Condition*) [38] per tre differenti raggi del potenziale nucleare, R_0, $R_0 - \delta r$ e $R_0 + \delta r$:

$$T_l(\varepsilon) = \frac{T_l^{R_0-\delta r}(\varepsilon) + T_l^{R_0}(\varepsilon) + T_l^{R_0+\delta r}(\varepsilon)}{3} \tag{4.5}$$

dove δr è un parametro direttamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura T del nucleo figlio e R_0 il raggio originale del potenziale nucleare.

La dipendenza da $E_{yrast}(J)$, infine, ha una forte influenza sulle particelle evaporate più pesanti, come le particelle α, le quali possono "rimuovere", dal nucleo emettitore, una considerevole frazione del momento angolare totale J. Per queste particelle, la forma funzionale di $E_{yrast}(J)$ può portare a significative modifiche alle rese e alla forma degli spettri energetici, sia nella coda esponenziale della distribuzione che nella regione della barriera *coulombiana*.

4.2 HFl

Il codice HFl assomiglia a GEMINI++ nella sua struttura, essendo anche questo un codice per l'implementazione di un modello evaporativo con formalismo di Hauser-Feshbach. Presenta quindi una parametrizzazione dell'ampiezza di decadimento parziale simile a quella riportata nell'equazione (4.1), anche se le espressioni del coefficiente di trasmissione $T_l(\varepsilon)$ e della densità dei livelli $\rho(\varepsilon)$ sono diverse. Nel seguito si cercherà di mettere in risalto le differenze salienti tra i due codici: per ulteriori dettagli si veda [13].

L'autore di HFl ha scelto una semplice espressione analitica per i coefficienti di trasmissione seguendo la Ref. [39],

$$T_l(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{V_b - \varepsilon}{\delta - V_b}\right)}} \tag{4.6}$$

dove V_b è la somma tra il potenziale coulombiano e il termine centrifugo dipendente da

l. La sua espressione completa è:

$$V_b = \frac{1.44}{r_Z}\frac{Z_p(Z-Z_p)}{(A-A_p)^{1/3}+A_p^{1/3}} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2r_Z^2}\frac{\frac{A}{A_p(A-A_p)}}{[(A-A_p)^{1/3}+A_p^{1/3}]^2} \tag{4.7}$$

con (Z,A) e (Z_p,A_p) rispettivamente numero atomico e di massa del CN e della particella evaporata, δ e r_Z parametri liberi ottimizzati per riprodurre il decadimento di risonanze discrete [39]. La scelta di non tenere in considerazione le fluttuazioni termiche della superficie nucleare, come invece fa GEMINI++, è dovuta al fatto che per nuclei composti leggeri il contributo dovuto alla barriera coulombiana è relativamente piccolo: quindi, può essere trascurato senza gravi conseguenze, assumendo una semplice parametrizzazione analitica per $T_l(\varepsilon)$.

Con particolare attenzione è stata invece affrontata la problematica della densità dei livelli. È stato adottato l'approccio del modello BSFG (*Back-Shifted Fermi Gas*) [40], in cui si tiene conto dello spostamento dei livelli energetici di ciascun nucleo dovuto all'interazione di *pairing*[1]. Alla base della procedura vi è una formula analitica per la densità dei livelli (eq. 4.9) in cui compaiono, fra le altre variabili, lo spostamento ed il parametro di densità dei livelli. Nel metodo BSFG si utilizza la formula analitica come funzione di *fit*, con lo spostamento ed il parametro di densità come parametri liberi, e la si applica ai livelli sperimentali noti di un dato nucleo, utilizzando come database di riferimento NUDAT2 [41]. Così facendo si determinano, nuclide per nuclide, i valori di spostamento e parametro densità che meglio riproducono i livelli sperimentali noti mediante la suddetta formula analitica. Non potendo fornire una trattazione esaustiva, per la quale si rimanda a [13], ci limiteremo a introdurre la strategia utilizzata a tal scopo.

Supponiamo che un CN con energia d'eccitazione E^* evapori una particella di energia ε. Si ha quindi un residuo evaporativo di un dato numero atomico Z, numero di massa A e energia d'eccitazione E^*_{ER} pari a:

$$E^*_{ER} = E^* - Q - \varepsilon \tag{4.8}$$

dove Q è l'energia di eccitazione minima necessaria per l'emissione spontanea della particella (Q-valore). Dal confronto con i livelli energetici contenuti in NUDAT2 si può dedurre se il residuo evaporativo ha energia E^*_{ER} tale da popolare la regione di livelli discreti del suo spettro. Infatti, se si riporta in grafico il numero di livelli misurati contenuti in NUDAT2, al variare dell'energia d'eccitazione di un dato isotopo (grafico in blu in figura 4.1), si può sistematicamente trovare un'energia limite ($E_{match}(Z,A)$) oltre la quale il numero di livelli misurati decresce: ciò è dovuto alla crescente difficoltà sperimentale di risolvere i singoli livelli energetici all'aumentare dell'energia d'eccitazione. Il valore di $E_{match}(Z,A)$ viene quindi utilizzato nella procedura di *fit* per discriminare tra

[1] L'interazione di *pairing* riflette la tendenza di un nucleo autoconiugato (pari-pari) ad accoppiarsi a momento angolare totale nullo,riducendo così la densità dei livelli rispetto ai nuclei più prossimi con numero Z o N dispari.

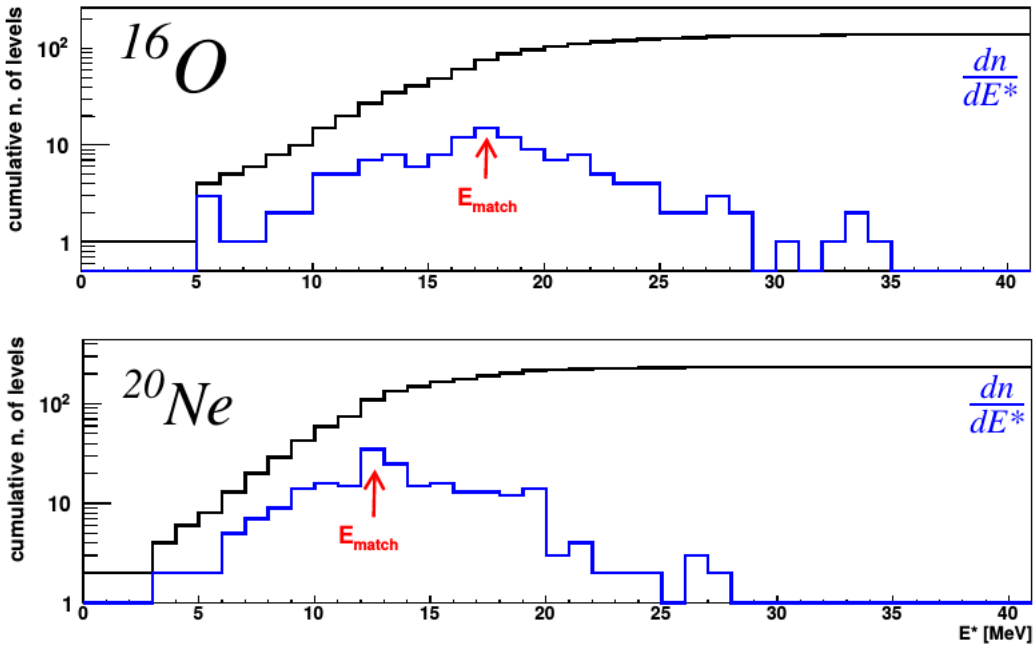


Figura 4.1: *Numero di livelli misurati contenuti in NUDAT2 (in blu) al variare dell'energia d'eccitazione E^* per ^{16}O e ^{20}Ne: si riporta inoltre la corrispettiva distribuzione cumulativa (in nero) [13].*

la regione discreta e quella continua di livelli dell'ER. In particolare, detta $E_{last}(Z, A)$, l'energia del più alto livello presente in NUDAT2 per ogni isotopo si ha:

- la regione discreta; per $E^*_{ER} < E_{match}$ l'ER ha energia tale da popolare un livello discreto;
- la regione continua; per $E^*_{ER} > E_{last}$ l'ER popola uno dei suoi stati nel continuo;
- la regione "ibrida"; per $E_{match} < E^*_{ER} < E_{last}$ si hanno solo alcune misure, che non esauriscono tutti i livelli esistenti. Se si ha una misura di uno o più stati eccitati, questi vengono popolati con probabilità data dal rapporto tra la densità dei livelli della sola regione discreta e la densità dei livelli totale (ovvero includendo anche la regione continua); se non si hanno informazioni sui libelli, si assume che l'ER popoli uno dei suoi stati nel continuo.

Quindi, tornando al problema del *fit*, l'espressione che viene utilizzata in HFl per la densità dei livelli non solo deve essere tale da poter permettere il *fit* nella regione discreta, ma deve poter essere utilizzabile anche nella regione continua. Tale compromesso viene raggiunto utilizzando la seguente espressione:

$$\rho(E^*) = \frac{\exp[2\sqrt{a(E^* - E_2)}]}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E^* - E_2)^{5/4}} \tag{4.9}$$

in cui però viene introdotto esplicitamente uno "spostamento energetico" E_2. E_2 rappresenta lo *shift* dovuto all'interazione di *pairing* ed è lasciato come parametro libero durante il *fit* insieme al parametro di densità dei livelli a. Si noti come nell'equazione 4.9 all'energia d'eccitazione totale E^* non viene sottratto il contributo dell'energia di rotatore rigido: a differenza di GEMINI++ (eq. 4.4) in cui si può assumere che U rappresenti la sola energia d'eccitazione termica, in HFl $E^* - E_2$ (ovvero U, nella notazione di GEMINI++) rappresenta l'energia d'eccitazione totale del nucleo. Per la procedura di *fit*, infatti, è necessario conoscere l'energia totale d'eccitazione di un nucleo e non la sola componente termica. Nel codice, tuttavia, è presente un controllo affinché, per ogni passo della catena evaporativa, l'energia rotazionale si mantenga sempre inferiore al valore dell'energia totale d'eccitazione: quest'ultimo controllo influisce nella scelta del J_{max} durante la catena evaporativa, modificando di conseguenza le rese e le forme degli spettri delle LCP emesse.

4.3 Il programma di analisi

Il campione di dati fornito in uscita dalle simulazioni Montecarlo, per essere confrontato in sede di analisi con i dati sperimentali, deve essere filtrato, via *software*,mediante un'accurata replica della funzione di risposta dell'apparato sperimentale. In figura 4.2 si mostra una rappresentazione schematica della procedura eseguita per il trattamento dei dati.

Innanzitutto occorre tener conto della geometria dell'apparato, eliminando le particelle generate ad angoli non coperti da rivelatori. Oltre a questo, si tiene conto della perdita di energia della particella nel passare attraverso i vari spessori (inerti e non). Quest'ultimo calcolo si basa su formule e tabelle di perdita di energia incluse nel programma di analisi.

Successivamente, calcolata l'energia che una particella rilascia in ogni strato di rivelazione, si tiene conto delle soglie energetiche di identificazione, ovvero dell'energia minima che una particella deve avere per essere identificata sperimentalmente. Si introducono, inoltre, delle fluttuazioni energetiche, al fine di riprodurre la risoluzione energetica sperimentale: in particolare, all'energia di ogni particella viene aggiunto un valore distribuito casualmente con distribuzione gaussiana centrata sullo zero e larghezza a metà altezza tale da riprodurre la risoluzione di ciascun rivelatore.

Come ultimo passo, infine, dato che sperimentalmente i vari settori del rivelatore non danno una precisa informazione sulla posizione ma solo l'angolo polare e azimutale medio, la direzione di volo di ciascuna particella viene distribuita casualmente e uniformemente su tutto l'angolo solido sotteso dal rivelatore, in modo da ottenere delle distribuzioni angolari che non risentano della granularità dell'apparato. Questa procedura di ridistribuzione geometrica sui rivelatori viene effettuata anche sul campione di particelle sperimentali prodotto in uscita da ODIE (fig. 4.2). Si noti come sia possibile analizzare i dati anche senza passare attraverso il filtro sperimentale (la cosiddetta analisi non filtrata o a "4π").

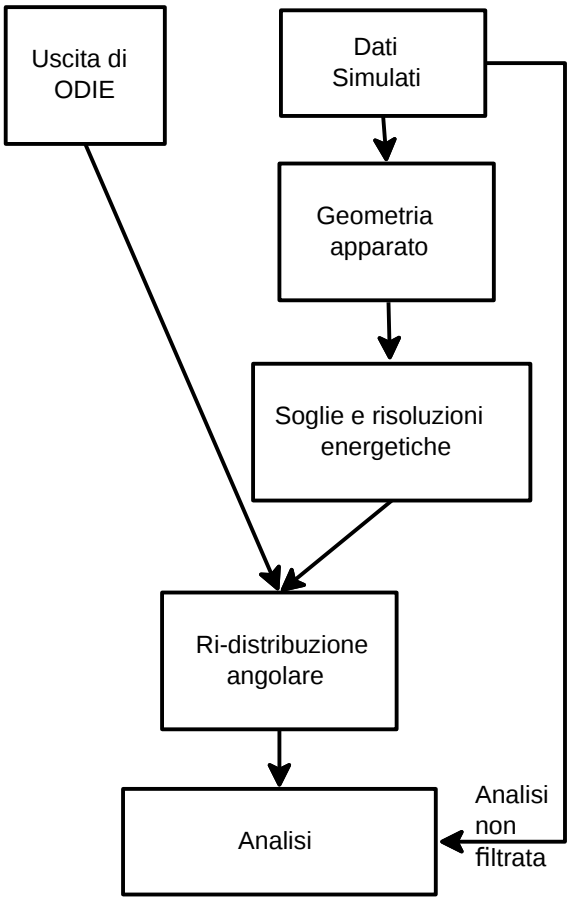


Figura 4.2: *Diagramma di flusso delle varie procedure a cui sono sottoposti i dati sperimentali e simulati prima di essere analizzati.*

I dati sperimentali e simulati sono, a questo punto, compatibili tra loro e possono essere confrontati in sede di analisi, costruendo istogrammi e correlazioni tra le grandezze fisiche di interesse. In particolare, si producono variabili globali di evento (ad esempio le molteplicità di particelle), ed è possibile selezionare, tramite opportune condizioni, il campione di eventi per cui produrre gli istogrammi. È importante sottolineare come all'interno della *routine* di analisi non si faccia distinzione tra dati sperimentali e dati simulati dai codici Montecarlo: entrambe le tipologie di dati possono essere quindi analizzate evento per evento utilizzando le medesime selezioni di variabili. Il programma di analisi è scritto in linguaggio C++ e consta di tre classi distinte denominate

Evento, Geo e Analisi. Nella classe Evento viene definita la struttura comune sia ai dati sperimentali che ai dati simulati: all'interno di questa struttura sono contenute, per ciascun evento, le principali grandezze richieste nell'analisi per selezionare l'evento d'interesse, come ad esempio numero atomico Z, numero di massa A ed energia cinetica E nel laboratorio dei singoli prodotti di reazione. Inoltre, viene calcolata la molteplicità di particelle cariche per ogni evento, ovvero il numero di particelle cariche prodotte nella reazione. Infine, siccome nei Montecarlo si producono solo dati riferiti al s.d.r. del centro di massa, nell'analisi dei dati di GEMINI++ e HFl, all'interno della classe Evento, si esegue la trasformazione di questi dati dal s.d.r. del centro di massa a quello del laboratorio. Nella classe Geo si ha l'implementazione del filtro sperimentale per i Montecarlo e avviene la procedura di ridistribuzione angolare. La classe Analisi, infine, è quella che contiene il ciclo principale dell'analisi e produce, sulla base delle selezioni richieste, il *file* di uscita, contenente gli istogrammi desiderati.

Capitolo 5

Analisi Dati

In questo capitolo, i dati sperimentali saranno confrontati con i risultati ottenuti dai codici Montecarlo introdotti nel capitolo 4. Questi ultimi sono stati utilizzati sia come guida per una corretta selezione di eventi di fusione-evaporazione, sia come riferimento per eventuali deviazioni dei dati sperimentali rispetto al modello di evaporazione statistico (cfr. par. 1.1):

In tabella 5.1 si riportano nuovamente le stime della sezione d'urto di reazione (σ_{reac}) e di fusione (σ_{fus}), ottenute dal programma di calcolo PACE4 [14], dal modello di Bass [15] e da quello di Gupta [42]: i valori ottenuti sono in buon accordo reciproco.

Tabella 5.1: *Stime della sezione d'urto di reazione e fusione*

	$\sigma_{\mathbf{reac}}$ **[mb]**	$\sigma_{\mathbf{fus}}$ **[mb]**	$\sigma_{\mathbf{fus}}/\sigma_{\mathbf{reac}}$
PACE4	1440	780	0.541
Bass		683	
Gupta	1667	627	0.376

Dai valori di σ_{fus}, riportati nella tabella 5.1, si ottiene un valore massimo della distribuzione triangolare di *spin* del CN pari a J_{max}=20 $\hbar$ (escluso). Il valore di J_{max} scelto risulta consistente con sistematiche presenti in letteratura [43] e con quanto già scelto in precedenza dalla collaborazione per sistemi analoghi [8]. Per HFl si assumono solo valori di J semi-interi, in quanto i livelli del ^{25}Mg, composto da un numero dispari di fermioni, possono avere solo momento angolare semi-intero; per GEMINI++ si ha, invece, una distribuzione di soli valori interi tra 0 e J_{max}. In entrambi i Montecarlo sono generati solo eventi con decadimenti di tipo evaporativo. L'inclusione nell'analisi anche del piccolo contributo di eventi di fissione non altera i risultati che sono di seguito riportati.

La statistica a disposizione per l'analisi era la seguente: circa 90 milioni di eventi complessivi misurati sperimentalmente, 3 milioni e circa 9 milioni di eventi di eventi di decadimento evaporativo prodotti rispettivamente con HFl e GEMINI++.

5.1 Selezione di eventi con ER

Come spiegato nel paragrafo 2.3.1, una prima selezione degli eventi sperimentali è già avvenuta al momento della misura, sulla base del *trigger* di esperimento. In fase di analisi, viene applicata un'ulteriore selezione per eliminare dagli eventi acquisiti il contributo di reazioni più periferiche, che non portano alla formazione di un nucleo composto. Escluso il canale di decadimento in cui il residuo evaporativo ha lo stesso numero atomico del CN, al termine del decadimento evaporativo di un CN, si deve avere, per definizione, almeno una LCP e un ER, ovvero l'evento deve avere molteplicità di particelle cariche maggiore di 1. Sperimentalmente, questa richiesta è ottenuta dalla coincidenza di due rivelatori distinti, in uno dei quali sia stato rivelato un ER e nell'altro una LCP. Per la selezione dei residui evaporativi si è scelto di considerare ioni con Z>4, e come LCP sono stati presi solo gli isotopi di idrogeno ed elio (cfr. par. 1.1). Riassumendo la selezione, chiamata da qui in avanti "Selezione ER", coincide quindi con un evento con un solo residuo evaporativo (Z>4), in coincidenza con almeno una LCP.

5.1.1 Distribuzione di carica e molteplicità medie

In figura 5.1 è mostrata la distribuzione del numero atomico Z dei frammenti rivelati per la "Selezione ER". In particolare nel seguito, salvo laddove diversamente specificato, si riporteranno in nero i risultati sperimentali, mentre in rosso e in verde rispettivamente i risultati ottenuti dai codici Montecarlo HFl e GEMINI++. Si è scelto di normalizzare le distribuzioni al numero di ER sperimentali in modo da mettere in risalto le differenze nelle rese relative tra simulazioni e dati sperimentali. La distribuzione risulta nettamente separata in una "zona delle LCP" corrispondente agli isotopi dell'idrogeno e dell'elio evaporati dal nucleo fuso ed in una "zona degli ER", per Z>4, associata a quanto resta del nucleo fuso dopo l'evaporazione. Rispetto ai dati sperimentali, entrambi i codici MC riproducono bene la regione in Z associata agli ER sebbene non riproducano in maniera esatta le rese sperimentali. La distribuzione sperimentale ha il massimo per Z=6 e poi decresce lentamente all'aumentare di Z. La resa ottenuta con il codice HFl ha un andamento simile a quello ottenuto sperimentalmente, sebbene sembri esserci un eccesso di conteggi per Z=10 e un difetto per Z=6 e Z=5. GEMINI++ invece produce una distribuzione pressoché piatta tra Z=7 e Z=10 sottostimando le rese per Z<8 e sovrastimandole per Z>8. L'abbondanza degli eventi sperimentali con Z=5,6 suggerisce il persistere nella "Selezione ER" di eventi dovuti a reazioni periferiche. Ciò risulta ragionevole, considerando che si possono avere reazioni dissipative in cui il quasi-proiettile e/o il quasi-bersaglio emettono particelle cariche: il quasi-proiettile va in avanti nel laboratorio e ha una distribuzione di carica che si sovrappone a quella dei residui. Ad esempio, può avvenire la reazione ^{13}C(^{12}C,p+^{13}C)^{11}B, in cui si ha uno scambio di un deutone dal bersaglio al proiettile e la successiva emissione da $^{14}N^*$ di un protone: in questo caso si rivela il protone come "LCP" e ^{13}C come "ER", sebbene non si tratti di prodotti di un decadimento evaporativo di un CN.

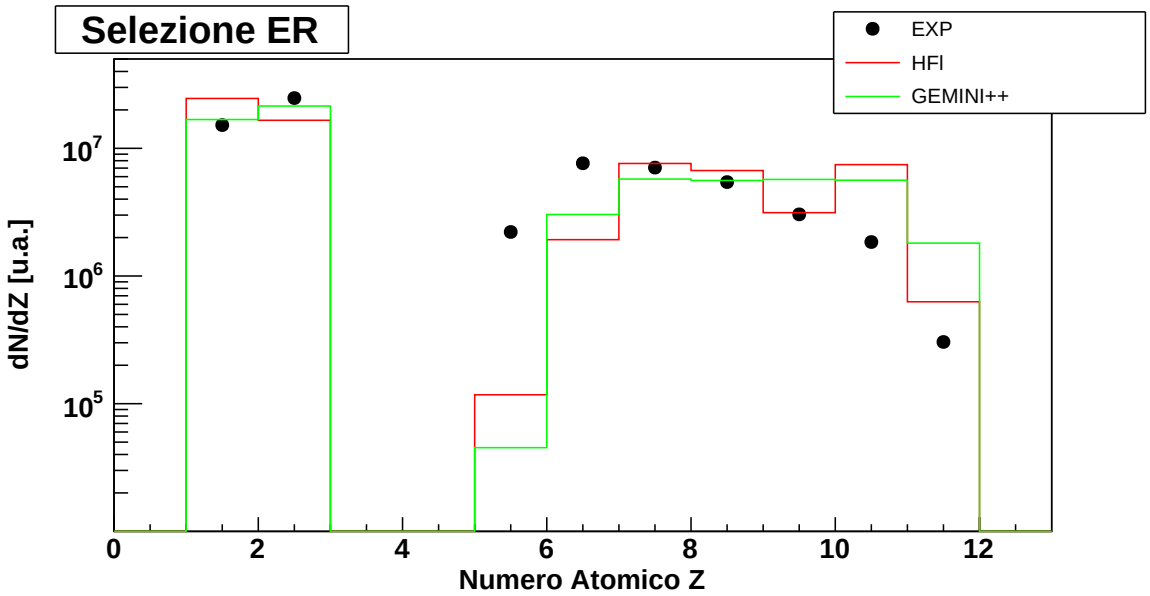


Figura 5.1: *Distribuzione di Z per selezione ER: normalizzazione al numero di ER sperimentali. Si riportano (in nero) i risultati sperimentali, (in rosso) i risultati ottenuti da HFl, (in verde) i risultati ottenuti da GEMINI++.*

Pur consapevoli che il campione "Selezione ER" potrebbe essere parzialmente inquinato da reazioni periferiche, procediamo con il confronto relativo alle LCP misurate e simulate per evidenziare deviazioni dai modelli statistici. La fig. 5.2 mostra la distribuzione angolare, $dN/d\theta_{lab}$, al variare dell'angolo polare nel s.d.r. del laboratorio (θ_{lab}) per p, d, t e α: ogni distribuzione è normalizzata al numero di ER sperimentali. Sotto i 20 gradi le particelle sono rivelate dal RCo; tutte le altre sono rivelate in GARFIELD. In effetti, circa l'85% delle LCP totali viene rivelata dalle camere di GARFIELD, di cui circa il 90% nella camera C2. Infatti, sebbene l'emissione di LCP avvenga in maniera simmetrica avanti-dietro nel s.d.r. del CM, il CN si muove con velocità prossima a quella del CM[1]: le particelle evaporate risultano quindi focalizzate lungo la direzione del fascio nel laboratorio. Per questo motivo non si osservano deutoni negli angoli polari coperti dal CsI 1 (θ>140 °) né tritoni nella camera C1 di GARFIELD. Come si può notare in figura 5.2, non si ha un perfetto accordo tra le rese dei risultati sperimentali e simulati. Il codice HFl sovrastima protoni e deutoni emessi ad angoli inferiori a 90°, mentre sottostima per gli stessi angoli la produzione di particelle alfa. Una simile tendenza a sovrastimare p e d si ha anche in GEMINI++, ma solo per θ_{lab}<20°, mentre per il resto si ottiene un migliore accordo complessivo con i dati sperimentali. La produzione di tritoni, tuttavia, risulta sovrastimata da GEMINI++, in particolar modo per angoli polari coperti dalla camera C2 di GARFIELD, mentre HFl è in ottimo accordo con la distribuzione sperimentale. Entrambi i codici Montecarlo sovrastimano le abbondanze di LCP per gli angoli polari maggiori di 90°.

[1]La velocità del CM è di 18.7 mm/ns.

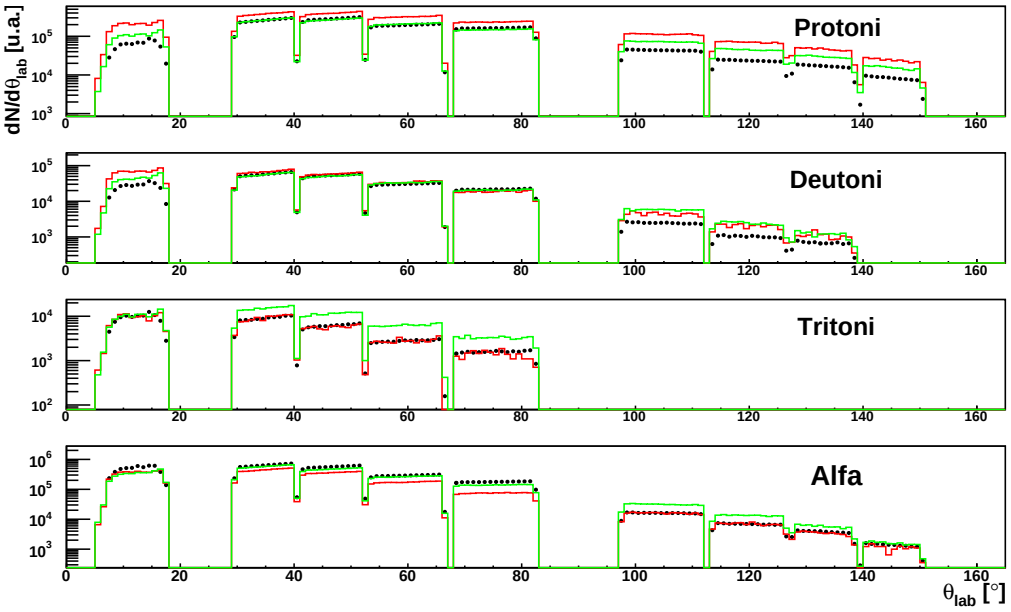


Figura 5.2: *Distribuzioni angolari, per "Selezione ER", di p, d, t e α. Le distribuzioni sono normalizzate al numero di ER sperimentali.*

Le molteplicità per evento delle LCP integrate su tutta la distribuzione di ER sono riportate in tabella 5.2 e confrontate con quelle ottenute dai modelli. Le incertezze

Tabella 5.2: *Molteplicità medie di LCP per "Selezione ER". È inoltre riportato il numero di ER sia nel caso sperimentale che per entrambi i Montecarlo: per gli errori sistematici sulle molteplicità sperimentali si veda il testo; gli errori statistici sono trascurabili.*

	EXP	**HFl**	**GEMINI++**
ER	$28{\cdot}10^6$	$0.85{\cdot}10^6$	$2.3{\cdot}10^6$
p	0.45	0.77	0.51
d	0.08	0.10	0.09
t	0.011	0.011	0.018
α	0.89	0.59	0.75

associate alle molteplicità sperimentali possono essere statistiche (in questo caso trascurabili) o sistematiche. Queste ultime sono associate alle possibili errate identificazioni, ovvero a quei casi in cui una particella di un dato numero di massa e numero atomico viene classificata con il numero di massa ed il numero atomico di una delle correlazioni ad essa adiacenti nel piano ΔE-E o *Fast-SlowPSA*. In particolare, l'85% delle LCP viene identificato dai CsI(Tl) di GARFIELD ed il restante 15% da correlazioni ΔE-E Si-CsI o PSA in Si (per le sole α). La fonte d'incertezza dominante sarà dovuta ai "travasi di conteggi" dovuti alle code nella distribuzione di PI ottenuta dai CsI(Tl) (fig. 3.14): infatti dal confronto visivo tra la distribuzione di PI ottenuta da *Fast-SlowPSA* (fig.

3.14) e quella ottenuta da ΔE-E (fig. 3.7), si nota immediatamente come in quest'ultima le distribuzioni di PI dei singoli isotopi siano nettamente più separate, e quindi l'incertezza sistematica è minore rispetto a quanto si ha da correlazioni *Fast-SlowPSA*. Si ottiene, quindi, una stima del 2%, 5% e 9% rispettivamente per p, d e t. Per le particelle alfa, poiché nella distribuzione di PI non si ha "travasi di conteggi" da distribuzioni di isotopi "vicini", si è valutato l'errore di conteggi dovuto all'inquinamento di ^{3}He, stimato dalla distribuzione di PI di Si-CsI(Tl): la stima è del 2%. Si osserva che il codice HFl sovrastima i protoni e sottostima le particelle alfa rispetto ai valori sperimentali. Il codice GEMINI++ si avvicina maggiormente alle rese sperimentali. Questo scarto tra molteplicità di LCP misurate e simulate potrebbe in parte essere dovuto alla non perfetta selezione del canale di fusione. Come si è detto prima, infatti, nel campione di eventi sperimentali selezionato come "Selezione ER" possono essere ancora presenti eventi non classificabili come fusione, come suggerito dalla distribuzione di carica di figura 5.1. Un aiuto per evidenziare eventuali contaminazioni può venire dalle distribuzioni di energia: le energie cinetiche di frammenti (Z>4) provenienti da reazioni non di fusione sono infatti distribuite diversamente rispetto a quelle dei residui evaporativi. Quest'analisi sarà oggetto del prossimo paragrafo.

5.1.2 Inquinamento da reazioni non di fusione

Per quanto riguarda il possibile inquinamento da reazioni in cui non si formi il CN, concentriamo l'analisi sui frammenti con Z=5-8, in quanto non solo questi eventi possono essere inquinati da particelle del proiettile diffuse elasticamente dal bersaglio (Z=6), ma essi possono anche essere facilmente prodotti con un scambio di uno ione idrogeno (Z=5,7) o di uno ione elio (Z=8) tra proiettile e bersaglio: al contrario frammenti con Z>8 non possono che essere, già in "Selezione ER", i residui evaporativi del ^{25}Mg.

Affrontiamo il problema riportando in figura 5.3 le distribuzioni energetiche dei frammenti con 5≤Z≤8 rivelati dal RCo. Le tre colonne della figura 5.3 corrispondono a tre diverse selezioni. La colonna di sinistra è ottenuta senza imporre alcuna selezione. La colonna di mezzo è ottenuta con la "Selezione ER" già descritta nel par. 5.1. La colonna di destra è ottenuta con la selezione "COMP" (da completo) di cui parleremo in seguito (par. 5.2). Per ora ci limiteremo a discutere le prime due colonne. La figura mostra anche, con il consueto codice di colori, le distribuzioni prodotte dalle simulazioni, le quali contemplano solo reazioni di fusione-evaporazione. In assenza di selezioni (colonna sinistra), le distribuzioni sperimentali si estendono fino ad energie vicine a quella del fascio ed evidentemente non sono compatibili con le distribuzioni simulate, che sono associate a sole reazioni di fusione. La "Selezione ER" (colonna centrale) riduce di molto le componenti di alta energia; tuttavia, anche se per Z=7 e 8 esse sono soppresse, per il canale Z=5 e ancor più per il canale Z=6 restano ancora ben presenti[2]. Si può quindi affermare che nel campione selezionato con "Selezione ER"

[2]Per brevità espositiva non si mostrano gli spettri energetici per Z>8. Per questi canali di decadimento si ha un ottimo accordo tra distribuzioni di energia sperimentali e simulate, in accordo con

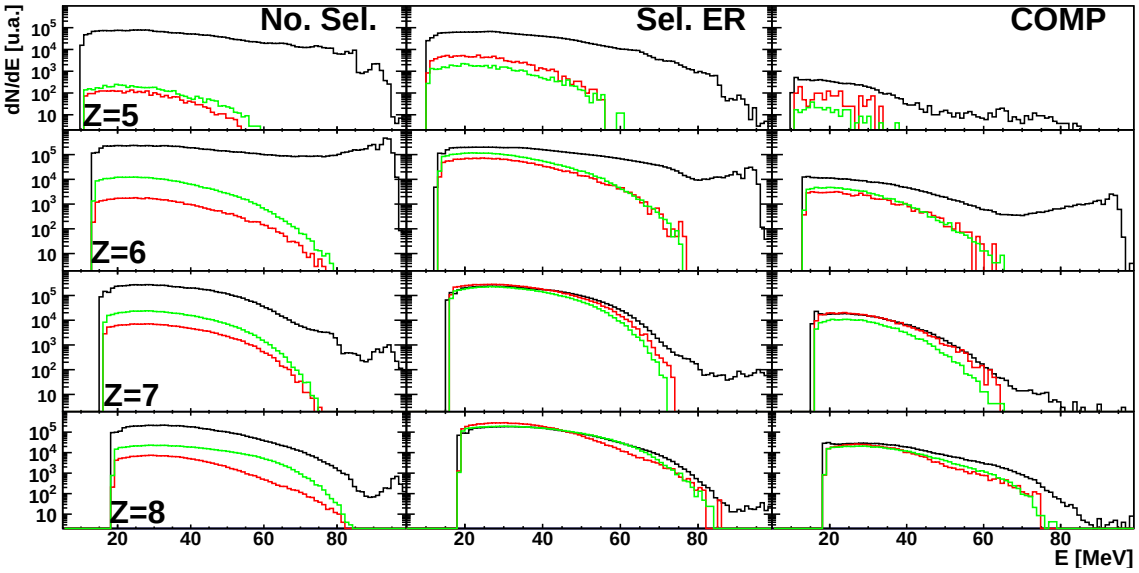


Figura 5.3: *Spettri energetici nel laboratorio integrati su tutto l'angolo solido del RCo per frammenti con Z=5-8. Nella prima colonna si riportano gli spettri energetici ottenuti senza nessuna selezione, nella seconda colonna si riportano gli spettri per la "Selezione ER" e nella terza colonna gli spettri per selezione "COMP", questi ultimi normalizzati al numero totale di ER sperimentali completi in carica.*

sono ancora presenti, in particolare per Z=5 e 6 eventi non di fusione: in tabella 5.3 si riporta la percentuale a cui ammonta ciascun canale rispetto al totale degli eventi di "Selezione ER" con le rispettive percentuali di inquinamento. Esse sono state stimate come quella frazione di eventi in cui l'ER ha energia superiore al valore limite calcolato dai Montecarlo, per ogni Z dell'ER. Complessivamente l'inquinamento dovuto a questo

Tabella 5.3: *Percentuali di eventi di "Selezione ER" associate ai canali con Z_{ER}=5-7 e rispettive percentuali di inquinamento.*

Z	% **di "Sel. ER"**	% **di inquinamento relativamente al numero di eventi con dato Z in Sel. ER**
5	8	4
6	28	6
≥7	64	<1

tipo di eventi è minore del percento, se ci si limita agli ER con Z>6. Se si includono nell'analisi anche gli eventi con Z dell'ER pari a 5 e 6, per i quali l'inquinamento è rispettivamente il 4% e il 6%, l'inquinamento complessivo sale a circa il 2%, ma è comunque ancora contenuto. Nel campione "Selezione ER" rimane un contributo non

l'ipotesi che essi corrispondano solo a processi di fusione.

trascurabile di eventi non centrali, specie nei canali in cui l'ER ha carica vicina a quella del proiettile; essi possono tuttavia essere eliminati con una selezione più restrittiva ed esclusiva degli eventi, come verrà esposto nel seguito.

5.2 Eventi con ER e completi in carica

Un evento si definisce "completo in carica" quando la somma delle cariche (Z_{tot}) di tutti i frammenti rivelati è pari alla carica totale del sistema collidente, che per la reazione in analisi è Z_{sis}=12. La richiesta della completezza in carica in aggiunta alla "Selezione ER" riduce ovviamente la statistica a disposizione. Tuttavia, a causa dell'elevata efficienza geometrica dell'apparato GARFIELD + RCo, il campione così selezionato mantiene una statistica sufficiente per la nostra analisi. Solo l'11% degli eventi appartenenti a "Selezione ER" risulta completo in carica: questi dunque corrispondono al 3.5% degli eventi totali, ovvero a 3.2 milioni di eventi disponibili per l'analisi. Da qui in avanti chiameremo "COMP" il campione di eventi con un solo ER (Z>4), in coincidenza con almeno una LCP (Z=1, 2), tali che Z_{tot}=12.

In figura 5.3 (colonna destra) si mostrati gli spettri energetici per Z=5-8 ottenuti dagli eventi che soddisfano la selezione "COMP"[3]. Rilevanti discrepanze fra le previsioni di modello e distribuzione sperimentale si hanno solo per Z=6. Ricordiamo che si tratta di eventi completi in carica ed in cui sono state rivelate anche LCP. D'altra parte Z=6 è il numero atomico del proiettile e la distribuzione sperimentale sembra mostrare una intensa componente proprio ad energie vicine a quella del fascio (95 MeV). Una possibile interpretazione per questa parte ad alta energia dello spettro del carbonio è che si tratti di coincidenze spurie, ovvero che l'evento rivelato sia in realtà somma di due eventi. Per uno di tali eventi, un evento di fusione, sono state rivelate le LCP ma non l'ER (avente comunque Z=6), probabilmente per motivi di efficienza geometrica dell'apparato. L'altro evento è un evento binario, elastico o quasi-elastico, del quale è stato rivelato il frammento associato al proiettile. In questo modo si ha che le condizioni per la selezione "COMP" risultano soddisfatte, ma l'energia dell'ER non è compatibile con una reazione di fusione. Questa ipotesi, inoltre, è supportata dal fatto che, sebbene la figura 5.3 mostri spettri integrati su tutto l'angolo solido, un'analisi delle distribuzioni energetiche al variare dell'angolo polare ha evidenziato come il numero di eventi con ER di carbonio ed energie prossime a quelle del fascio aumentino per le *strip* più interne del RCo, in accordo con l'ipotesi di coincidenza "spuria" tra tre particelle alfa e uno ione Z=6 diffuso elasticamente. Per minimizzare, nella successiva analisi, la contaminazione dovuta a questo tipo di eventi, si è deciso di introdurre sull'energia del frammento un valore di energia limite per separare eventi

[3]Per Z>8 non si riportano le distribuzioni di energia cinetica: già in "Selezione ER" si aveva un ottimo accordo tra distribuzioni sperimentali e simulate, in quanto il frammento non può che essere il residuo evaporativo di un ^{25}Mg. Per questo motivo anche in "COMP" si ha un ottimo accordo per Z>8.

associati a reazioni non di fusione da quelli di fusione-evaporazione. Il taglio imposto rimuove circa il 7.4% del totale degli eventi con Z=6 in "COMP".

Gli altri canali di decadimento, infatti, presentano deboli contaminazioni da parte di reazioni non di fusione o eventi fuori tempo: in particolare si è stimata una contaminazione dell'ordine dell'1% per il canale con Z=5 e inferiore all'1% per Z≥7. Una condizione ragionevole ed atta a ridurre la contaminazione potrebbe essere il richiedere che l'impulso misurato non sia superiore a quello totale. Questa condizione è stata impiegata in precedenza in altri articoli della collaborazione NUCL-EX [8]. Una condizione equivalente può essere imposta richiedendo che l'energia del frammento sia inferiore ad una data energia limite. In questo lavoro, in accordo con quanto ottenuto dai codici Montecarlo, abbiamo allora richiesto, affinché un evento sia incluso nell'analisi, l'energia sia minore di 70 MeV per Z=5-7 e di 80 MeV per Z=8-11. Questi valori limiti di energia corrispondono sostanzialmente a imporre una condizione sull'impulso del tipo sopra accennato [4].

5.2.1 Distribuzioni di carica e molteplicità medie

In figura 5.4 si riporta la distribuzione di Z per eventi completi in carica: le distribuzioni simulate sono normalizzate al numero di ER sperimentali completi in carica. Adesso

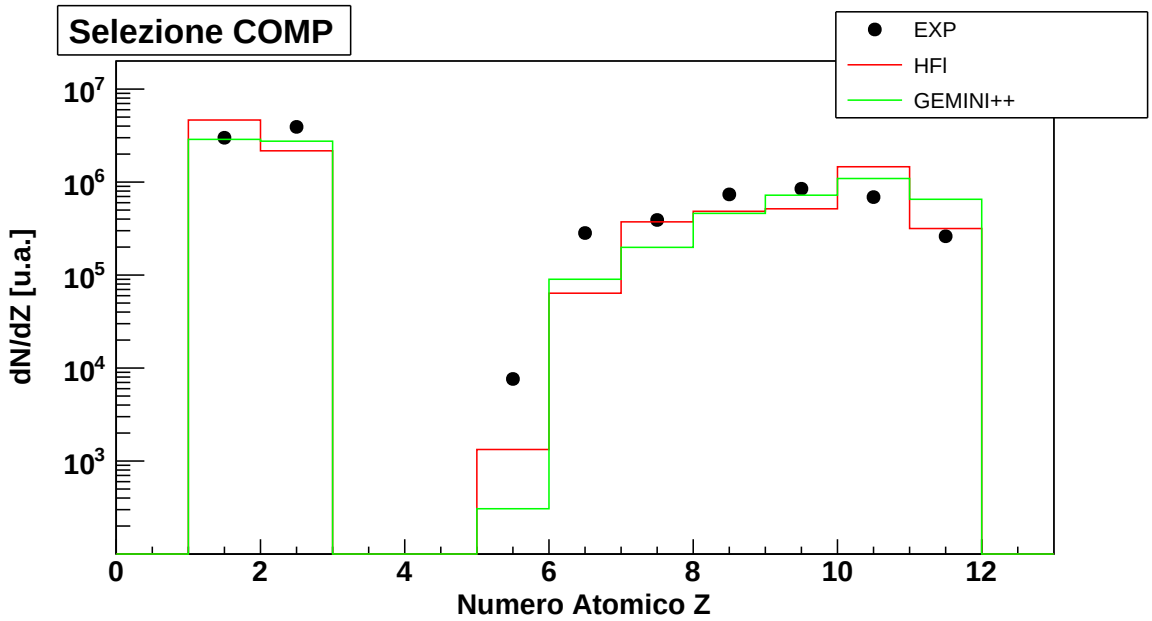


Figura 5.4: *Distribuzione di Z per "Selezione COMP": normalizzazione al numero di ER sperimentali. Si riportano (in nero) i risultati sperimentali, (in rosso) i risultati ottenuti da HFl, (in verde) i risultati ottenuti da GEMINI++.*

la forma della distribuzione sperimentale per Z>4 è più fedelmente riprodotta dai

[4] Ciò è stato verificato producendo la correlazione "Impulso totale vs Energia dell' ER".

codici Montecarlo. Il cambiamento in forma delle distribuzioni di Z, sperimentali e simulate, rispetto a quelle mostrate in figura 5.1, è dovuto alla selettività del campione "COMP": i dati sperimentali sono stati ripuliti dalle contaminazioni dovute ad eventi non di fusione, mentre i dati simulati risento maggiormente degli effetti di efficienza geometrica. Le differenze tra dati sperimentali e simulati, quindi, possono essere essere dovute ad un decadimento non completamente statistico del nucleo composto rispetto a quello implementato nei codici Montecarlo. Si nota che entrambe le simulazioni, ed in particolar modo HFl, tendono a produrre un eccesso di Z=10. Al contrario si nota una sottostima dei modelli per i canali con Z=6 e 8. Le rese delle LCP, invece, sono complessivamente non ben riprodotte dai modelli: in particolare si osserva come HFl, ed in misura minore pure GEMINI++, produca un numero superiore di Z=1 ed inferiore di Z=2 rispetto a quanto osservato sperimentalmente.

Al fine di indagare la differenza fra rese sperimentali e simulate delle LCP, può essere utile studiare la loro distribuzione angolare nel laboratorio (particelle rivelate per unità di angolo polare ($dN/d_{\theta_{lab}}$) vs θ_{lab}) riportata in fig. 5.5. Ciascuna distribuzione è normalizzata al numero di ER sperimentali completi in carica. Si noti come la

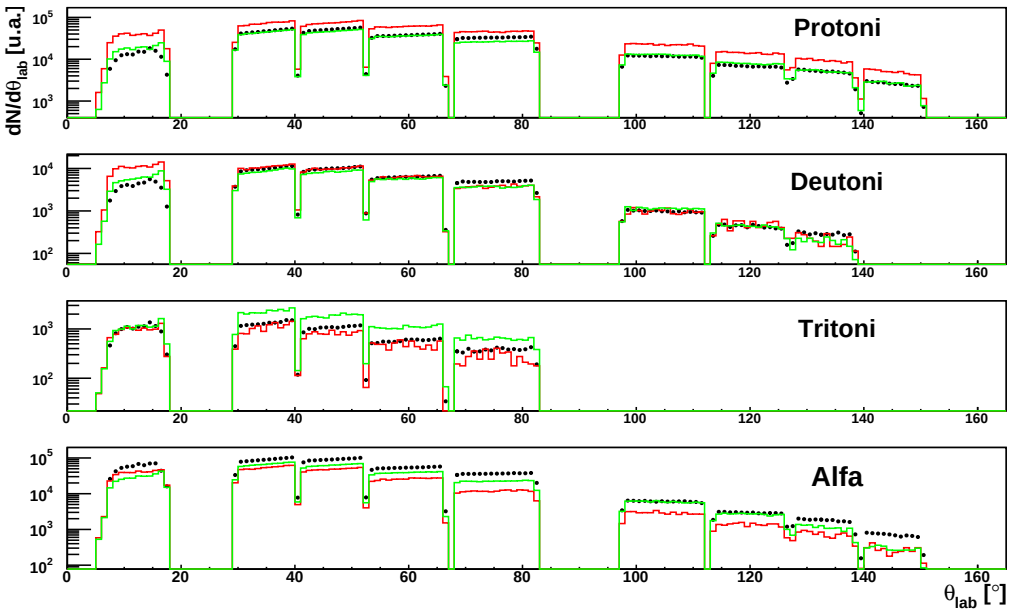


Figura 5.5: *Distribuzioni angolari, per "COMP", di p, d, t e alpha: normalizzazione al numero di ER sperimentali completi in carica.*

forme delle distribuzioni siamo molto simili a quanto già osservato in figura 5.2: questo significa che la selezione "COMP", per quanto stringente sia, non introduce una polarizzazione nel campione rispetto ad una selezione più blanda, ma semplicemente fornisce un campione meno inquinato da confrontare con i modelli. Si nota quindi nuovamente che il codice HFl tende a sovrastimare il numero di protoni prodotti e a sottostimare il numero di particelle alfa e questo avviene per tutti gli angoli polari, mentre GEMINI++ ben riproduce la distribuzione dei protoni ma, per angoli θ_{lab}<90°, sottostima

anch'esso le rese di particella alfa. Le distribuzioni angolari di deutoni e tritoni sono in generale ben riprodotte da entrambi i codici Montecarlo, ad eccezione delle rese di deutoni simulate da HFl ad angoli polari sotto <20° e dele rese di tritoni simulate da GEMINI++ ad angoli polari della camera C2 di GARFIELD (<90°).

Sommando le abbondanze per p, d, t e α su tutto il campo di angoli misurati si ottengono i valori medi di molteplicità mostrati in tabella 5.4, insieme al numero di ER sperimentali e simulati. I risultati ottenuti sono analoghi a quanto visto per la "Se-

Tabella 5.4: *Molteplicità medie con "Selezione COMP". È inoltre riportato il numero di ER sia nel caso sperimentale che per entrambi i Montecarlo.*

	EXP	**HFl**	**GEMINI++**
ER_{COMP}	$3.2 \cdot 10^6$	$0.19 \cdot 10^6$	$0.75 \cdot 10^6$
p	0.77	1.28	0.76
d	0.13	0.15	0.12
t	0.015	0.012	0.024
$\boldsymbol{\alpha}$	1.22	0.65	0.80

lezione ER" nel paragrafo 5.1.1. Si nota come HFl sovrastimi la produzione di protoni e sottostimi quella di particelle α; GEMINI++, invece, sottostima le molteplicità delle particelle α ma prevede il corretto valore di molteplicità dei protoni.

5.2.2 Spettri di energia cinetica di LCP

Fino ad adesso non abbiamo considerato le distribuzioni in energia delle LCP ma solo quelle degli ER. D'altra parte, le distribuzioni in energia degli LCP costituiscono una delle osservabili più sensibili per il nostro studio: vogliamo confrontare la produzione di LCP negli eventi sperimentali, possibilmente influenzata da effetti di *clustering*, con le previsioni di modelli puramente statistici, nei quali il *clustering* non è contemplato. Le distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio per le diverse LCP sono riportate in figura 5.6: gli spettri energetici mostrati sono ottenuti integrando su tutto l'angolo solido coperto da GARFIELD (in alto) e RCo (in basso). Si è scelto di normalizzare ciascuno spettro ad area unitaria per evidenziare eventuali differenze in forma. Poiché gli spettri mostrati sono ottenuti non solo integrando su tutto l'angolo solido ma anche su tutte le catene evaporative, si nota un buon accordo per gli spettri energetici di protoni, deutoni e tritoni, sia in GARFIELD che nel RCo con entrambi i modelli. Questo evidenzia come il modello statistico, nel suo complesso, ben descriva la globalità dei decadimenti, mentre eventuali discrepanze siano da ricercarsi in canali più dedicati e selettivi. Qualche differenza, infatti, si vede sui tritoni in GARFIELD, ma le maggiori discrepanze si osservano per le particelle α: si ha nei Montecarlo un difetto di α nella parte a più alta energia dello spettro, in particolare, per HFl questo accasa sia GAR-

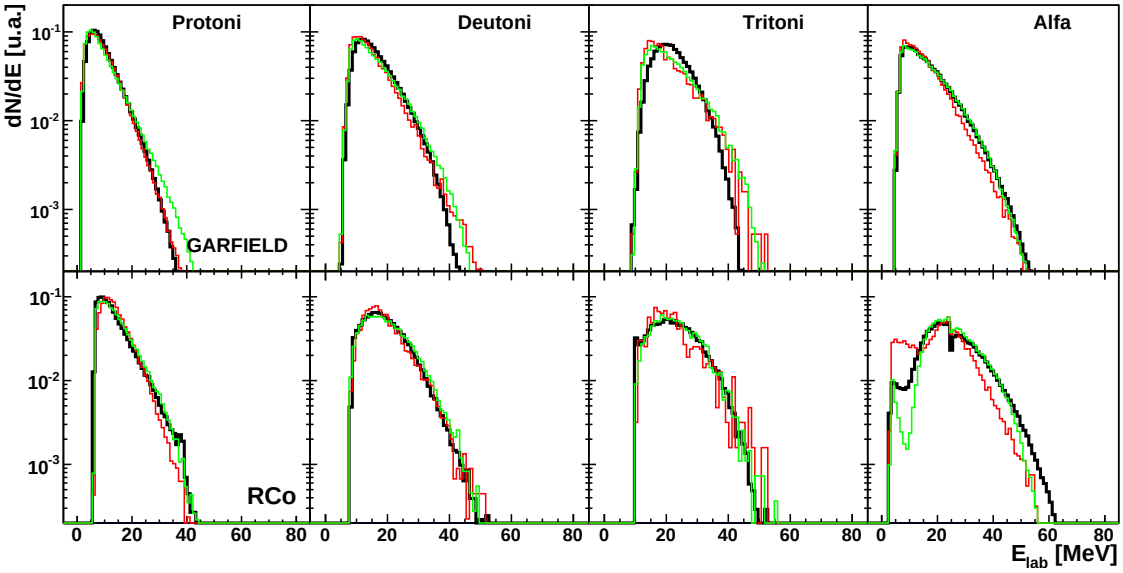


Figura 5.6: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio per p, d, t e α: gli spettri mostrati sono ottenuti integrando separatamente su tutto l'angolo solido coperto da GARFIELD (in alto) e dal RCO (in basso). Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

FIELD che nel RCo[5], mentre per GEMINI++ accade solo in RCo. Si nota, infine, un netto disaccordo tra i modelli per particelle alfa con energia inferiore a 15 MeV nel RCo: lo studio del diverso comportamento dei due modelli per particelle alfa di queste energie esula dal lavoro di questa tesi e sarà oggetto di futuri sviluppi dell'analisi.

Le differenze osservate tra dati sperimentali e simulati possono essere dovute sia a processi fisici non inclusi nella modellizzazione dei due codici, sia a una non corretta scelta dei valori di alcuni parametri di modello. Anche in base a recenti risultati del gruppo su sistemi simili [8,9], è ragionevole pensare che possano esistere dei contributi di processi non ascrivibili alla schematizzazione Hauser-Feschbach (cfr. par. 1.1). Si vuole quindi studiare più in dettaglio queste differenze attraverso variabili più selettive sfruttando la qualità e la completezza dei dati, che è uno dei punti di forza della nostra misura, oltre ad essere un elemento di novità rispetto a quanto pubblicato in letteratura. Ci si può chiedere, tuttavia, se il confronto appena mostrato fra modelli ed esperimento possa essere condizionato da qualche parametro di modello. Ad esempio è noto in letteratura che alcune caratteristiche dell'evaporazione dipendono dalla distribuzione del momento angolare [12,44,45] ed in particolare dal suo valore massimo J_{max}. Anche in questo lavoro abbiamo riscontrato tale dipendenza, ma si è anche constatato che i valori di J_{max} usati per *default* in GEMINI e HFl sono quelli che meglio riproducono i

[5]La discontinuità presente a 25 MeV (energia di *punch-through* delle alfa in silicio) nello spettro energetico delle particelle alfa in RCo è dovuta al cambio di modalità di identificazione tra PSA in silicio e ΔE-E in Si-CsI: si noti comunque che questa, seppure in parte minore, è presente anche negli spettri simulati ad indicare che le soglie di rivelazione ed identificazione sono state correttamente introdotte nel filtro geometrico.

dati sperimentali (si veda a tale proposito l'App. A). Tali valori sono stati impiegati per tutte le distribuzioni finora mostrate e per quelle che saranno mostrate nel seguito.

5.3 Distribuzioni di energia delle LCP per diversi Z_{ER}

Come già accennato, nel seguito del lavoro cercheremo di mettere a frutto i dettagli dell'informazione fornita dal nostro apparato di misura. Possiamo, infatti, distinguere gli spettri di energia delle LCP rivelate a seconda del tipo di ER in coincidenza con esse, per poi valutare come i decadimenti del ^{25}Mg si suddividano fra i diversi canali possibili (ovvero studiare i cosiddetti *branching ratios*). Tutto questo al fine di un più stringente confronto tra risultati sperimentali e simulati,

Le figure 5.7 e 5.8 mostrano per ciascun valore Z_{ER} (numero atomico dell'ER rivelato in coincidenza) la distribuzione di energia cinetica inclusiva di protoni (riga superiore), deutoni (riga centrale) e tritoni (riga inferiore). La figura 5.9 riporta la stessa informazione per le particelle alfa. Poiché l'80% delle LCP sono rivelate in GARFIELD (cfr. par. 5.1.1), per semplici motivi statistici gli spettri energetici mostrati d'ora in avanti, eccetto dove diversamente specificato, sono ottenuti integrando su tutto l'angolo solido coperto da GARFIELD e con normalizzazione ad area unitaria per rendere più evidenti le differenze in forma tra spettri sperimentali e simulati.

Per gli isotopi dell'idrogeno, si osserva un generale buon accordo tra dati sperimentali e simulati. Una considerazione particolare merita il canale con Z_{ER}=11 e Z_{LCP}=1 (colonna di destra in fig. 5.8): in questo caso particolare, infatti, siamo sicuri che la LCP rivelata, avente Z=1, è la sola LCP emessa nel decadimento, essendo Z_{sis}=12. Siccome l'energia d'eccitazione totale del CN è 65.7 MeV e i Q-valori dei tre decadimenti (p, d e t) sono compresi tra -12 e -23 MeV[6], si ha in ogni caso una elevata energia disponibile per emissione di neutroni e gamma. In questo canale di decadimento è quindi possibile l'emissione di un non piccolo numero di neutroni così che, per stimare l'energia di eccitazione del nucleo al momento dell'emissione della LCP, sarebbe necessario conoscere l'esatta sequenza della catena evaporativa. Questo aspetto merita un studio più dettagliato, che non è stato possibile condurre nell'ambito di questo lavoro di tesi, ma che ne costituirà un naturale proseguimento.

Quanto all'emissione di particelle α, in generale si ha un buon accordo di forma tra gli spettri misurati e simulati (fig. 5.9). Le maggiori discrepanze si osservano nel caso del decadimento con residuo di ossigeno e, sebbene in misura minore, anche in quello con il carbonio, e questo sia nella coda ad alta energia della distribuzione che in prossimità della barriera *coulombiana*.

Le differenze di forma potrebbero anche essere associate, come già messo in evidenza in [8], a differenze nei *branching ratio* dei decadimenti fra dati sperimentali e simulazioni. Infatti, ci si attende che canali di decadimento distinti siano associati a distribuzioni di forma diversa, in modo tale che la forma degli spettri mostrati, che

[6] Per il calcolo dei Q-valori, qui e nel seguito, si è fatto ricorso ad un'applicazione disponibile *online* (cfr. [46]).

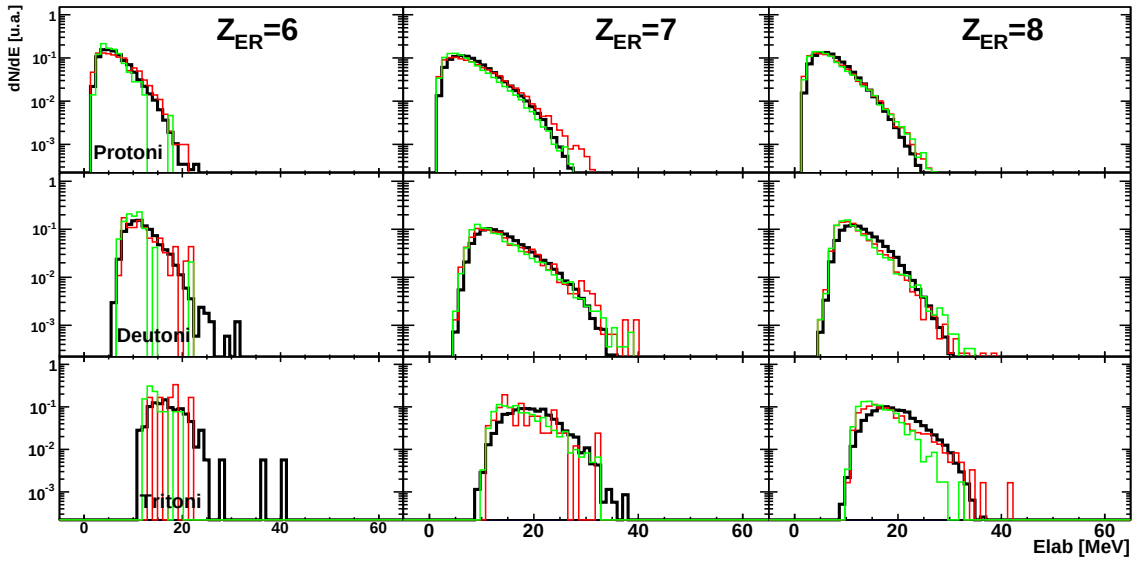


Figura 5.7: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio di p (riga superiore), d (riga centrale), t (riga inferiore) per Z_{ER}=6-8 in coincidenza Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

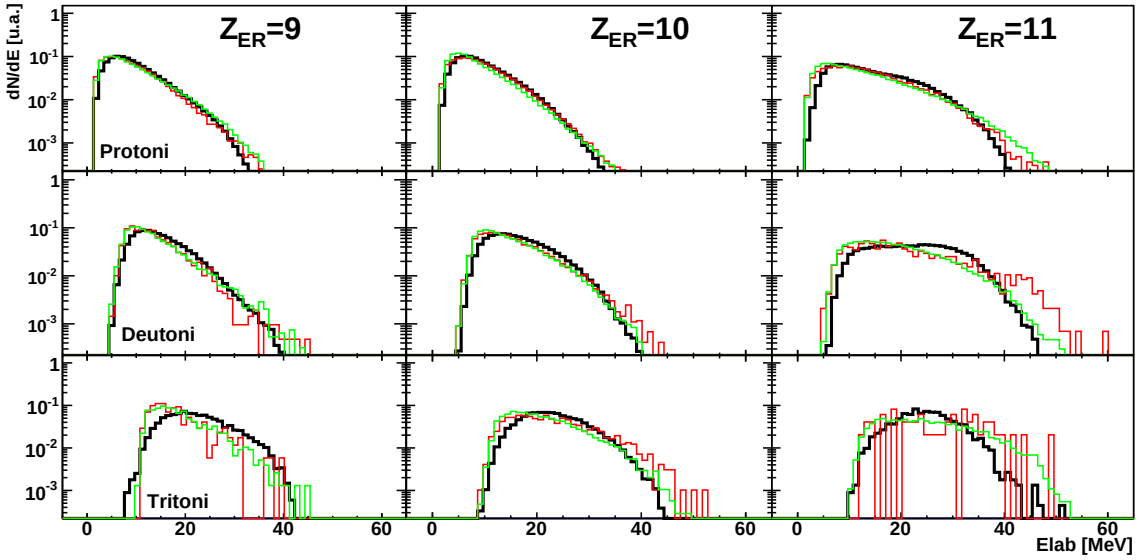


Figura 5.8: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio di p (riga superiore), d (riga centrale), t (riga inferiore) per Z_{ER}=9-11 in coincidenza Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

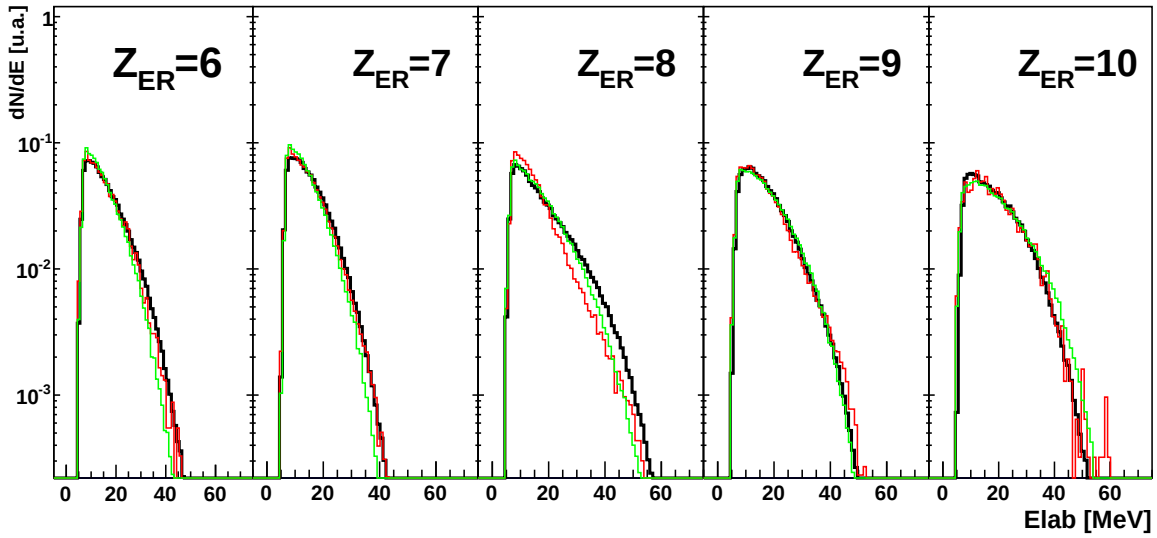


Figura 5.9: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio delle particelle alfa per Z_{ER}=6-10 in coincidenza. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

sono inclusici, ossia integrati su tutti i possibili decadimenti, dipenda dalle probabilità relative dei diversi canali possibili. Seguendo quanto fatto in [8], si è quindi voluto identificare, per ciascuno Z_{ER}, quale sia il canale misurato più probabile, stimandone il "*Branching Ratio*" (BR) e paragonandolo a quello ricavato dai modelli. Abbiamo constatato che in alcuni casi (come per Z_{ER}=6) un canale è prevalente (Z_{ER}=6 si raggiunge quasi sempre via emissione di tre particelle α), mentre in altri (come Z_{ER}=10) la prevalenza di una data catena è meno marcata. I BR ottenuti sono riportati nella tabella 5.5. I dati sono affetti da errori sistematici associati alla procedura di identificazione dei protoni (2%) e all'inquinamento di ^{3}He nel campione di particelle α (2%); il contributo statistico all'errore è trascurabile.

Si nota che i BR dei principali canali di decadimento sono in genere ben riprodotti

Tabella 5.5: *Canali di decadimento sperimentalmente più popolato e BR per ogni Z_{ER}. Confronto dei risultati sperimentali con i risultati dei modelli.*

Z_{ER}	Canale	EXP [%]	HFl [%]	GEMINI++ [%]
11	$^{24-x}$Na+xn+p	83±2	91	80
10	$^{23-x}$Ne+xn+2p	50±1	77	37
9	$^{20-x}$F+xn+p+α	88±4	92	93
8	$^{17-x}$O+xn+2α	71±2	34	77
7	$^{15-x}$N+xn+p+2α	85±49	91	85
6	$^{13-x}$C+xn+3α	97±2	62	71

dai modelli sebbene siano presenti delle discrepanze per alcuni canali con Z_{ER} pari. Ad esempio per il neon, Z_{ER}=10, il canale sperimentalmente più probabile è ^{A}Ne+2p, ma il BR stimato (50%) non viene riprodotto né da HFl né da GEMINI++, i quali rispettivamente attribuiscono a questo canale il 77% e il 37%. In particolar modo HFl sovrastima la probabilità di decadimento in ^{A}Ne+2p, producendo solo il 3% di ^{A}Ne+α, contro un BR sperimentale pari al 25%. Per l'ossigeno, il canale sperimentale più probabile è ^{A}O+2α con BR del 71%, mentre HFl stima come canale più probabile ^{A}O+α+2H (dove con H si intende un qualsiasi isotopo dell'idrogeno); GEMINI++, al contrario, sovrastima leggermente la percentuale di decadimenti con due particelle alfa. Per il residuo di carbonio, entrambi i codici Montecarlo sono in accordo con i dati sperimentali stimando come canale più probabile ^{A}C+3α, sottostimando però i valori di BR.

5.3.1 Decadimenti O+2α e C+3α

Possiamo ulteriormente raffinare l'analisi cercando di verificare se le discordanze di forma degli spettri energetici siano effettivamente associate a discordanze nel valore dei BR. In questo lavoro ci limiteremo a due canali rappresentativi, quelli con residuo di carbonio e ossigeno. In fig. 5.10, confrontiamo gli spettri di energia sperimentali e simulati per particelle α in coincidenza con carbonio (riga inferiore) e ossigeno (riga

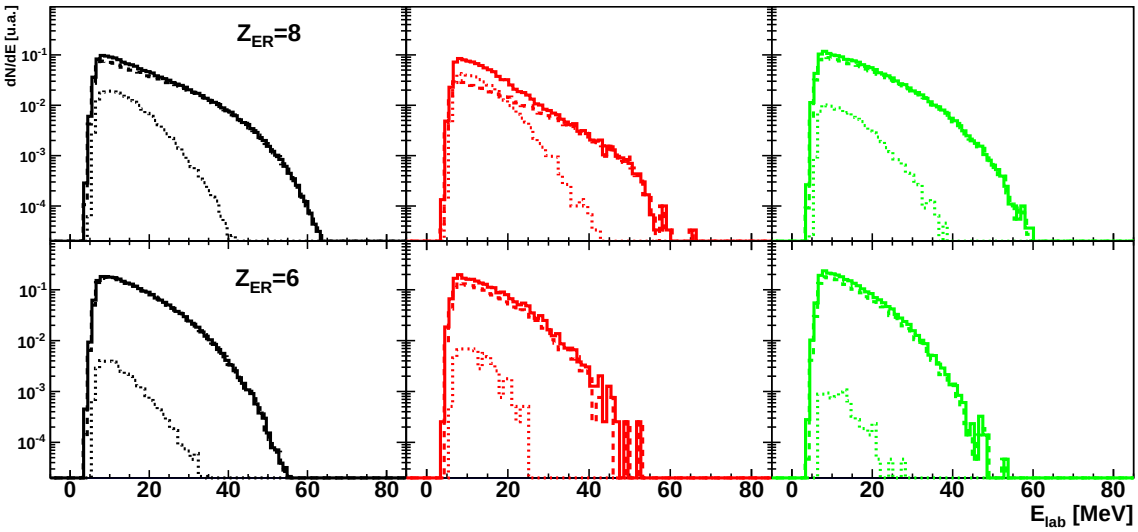


Figura 5.10: *Spettri energetici delle particelle α sperimentali (sinistra), prodotte da HFl (centro), e prodotte da GEMINI++ (destra). L'ER è ossigeno (in alto) o carbonio (in basso). In ogni vignetta la linea continua rappresenta lo spettro totale, quella tratteggiata lo spettro per il canale con il massimo numero di α (2 per il residuo di ossigeno, 3 per il residuo di carbonio) e quella puntiforme i decadimenti a α+2p (per residuo di ossigeno) e 2α+2p (per residuo di carbonio).*

superiore), sia senza distinzione di canale (curve continue) che limitatamente ai due canali di decadimento più popolati (si veda la didascalia per i dettagli). Nel caso del residuo di ossigeno, secondo HFl il decadimento in α+2H è quasi altrettanto probabile del decadimento in 2 particelle α (decadimento 2α nel seguito), come si nota nella colonna centrale, coerentemente con quanto riportato in tabella 5.5, dove HFl sottostima il BR sperimentale del canale 2α. La distribuzione di energia delle particelle α emesse nel canale α+2H è meno estesa e più spostata verso energie basse, rispetto a quella del canale 2α. Nel caso di HFl e del residuo di ossigeno, quindi, è molto probabile che la differenza di forma rispetto allo spettro sperimentale sia dovuta semplicemente alle differenze di BR. Per quanto riguarda GEMINI++, invece, sembra che la differenza nella coda della distribuzione sia proprio dovuta alla differente distribuzione di energia per il canale di decadimento 2α e non a diversi BR (si veda a tale proposito la fig. 5.11 nel seguito). Nel caso del carbonio si ha un migliore accordo con entrambi i modelli, ma di nuovo il canale a sole alfa (decadimento 3α nel seguito) è sottostimato da entrambi i modelli, in accordo con quanto riportato in tabella 5.5.

Le già accennate differenze in forma sono ben visibili nella riga superiore della figura 5.11. Nella figura, per il canale con Z_{ER}=8, si confrontano le distribuzioni energetiche e angolari delle particelle α, sperimentali e simulate, relative alle due catene di decadimento prevalenti: O+2α e O+α+2H. Il decadimento del canale α+2H risulta ben riprodotto da entrambe le simulazioni, sia per quanto riguarda la distribuzione energetica che la distribuzione angolare, mentre nel canale a 2α (colonna sinistra) non si ha una perfetta sovrapposizione degli spettri simulati con quanto ottenuto sperimentalmente: in particolare GEMINI++, tende a sottostimare la parte a più alta energia della distribuzione. La distribuzione angolare di particelle è invece ben riprodotta da HFl, mentre GEMINI++ presenta per il canale 2α (in basso a sinistra in figura 5.11) una sottostima della resa, in particolar modo per angoli polari θ_{lab} >90°.

Nella fig.5.12 proponiamo lo stesso tipo di analisi della fig.5.11, ma stavolta per decadimenti con residuo di carbonio. Come atteso sulla base dell'accordo tra le forme inclusive (cfr. fig. 5.9 per Z_{ER}=6), si ha un migliore accordo tra i modelli e i risultati sperimentali, ma si può anche notare come, nel decadimento 3α (in alto a sinistra), GEMINI++, e lievemente pure HFl, sottostimino la "coda" ad alte energie. Come per Z_{ER}=8, la distribuzione angolare è ben riprodotta da HFl ma non da GEMINI++, che presenta una marcata sottostima ad angoli polari θ_{lab} >90°.

Una possibile spiegazione delle discrepanze tra i due modelli può essere ricercata nella diversa informazione sui nuclei in essi contenuta. In particolare GEMINI++, poiché al suo interno non contiene nessuna informazioni dettagliata sui livelli discreti dei nuclei ma solo un andamento medio della densità in energia (cfr. par. 4.1), attribuisce alle particelle evaporate un'energia non corretta. HFl, al contrario, tenendo conto della struttura discreta dei livelli dei nuclei (cfr. par. 4.2), produce per evaporazione particelle con energia più realistica vicina al campione sperimentale.

Le differenze fino a qui riscontrate, nei decadimenti con residuo di C e O, possono effettivamente indicare, come spiegato nel Capitolo 1, che il decadimento del CN ^{25}Mg non è pienamente compatibile con una descrizione puramente statistica. In partico-

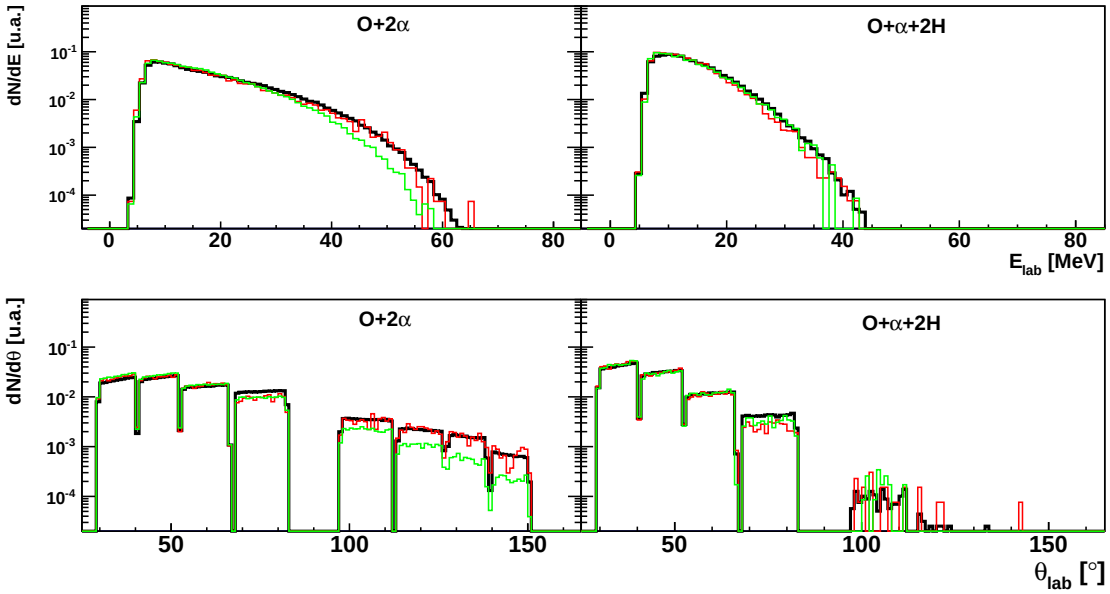


Figura 5.11: *Spettri energetici e distribuzioni angolari delle particelle α per il canale O+2α (sinistra) e O+α+2H (destra).*

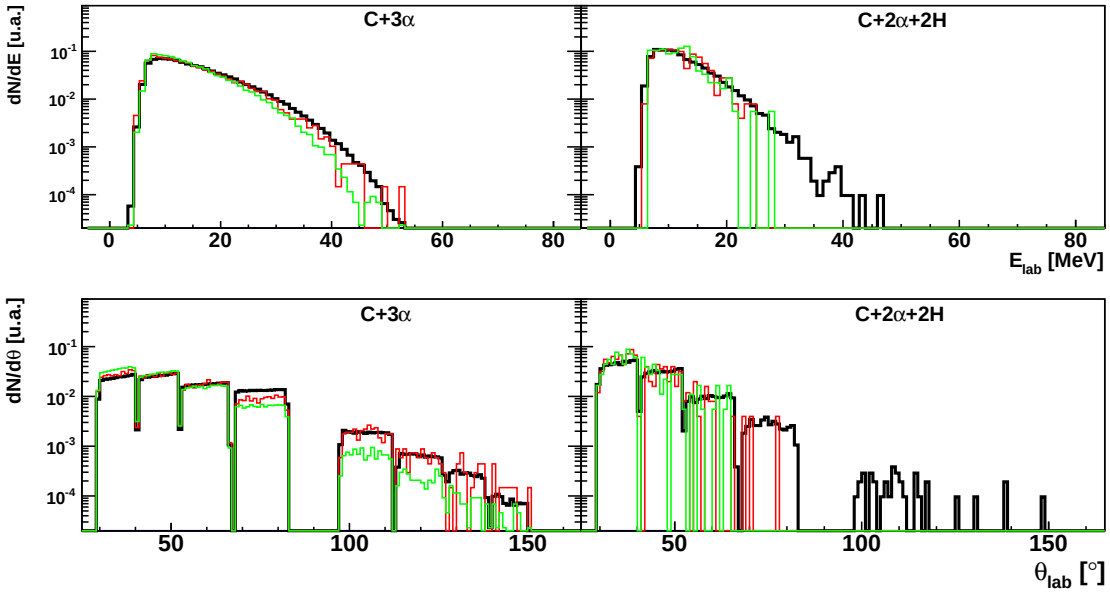


Figura 5.12: *Spettri energetici e distribuzioni angolari delle particelle α per il canale C+3α (sinistra) e C+2α+2H (destra).*

lare, l'eccesso di emissioni multi-alfa, per i canali α-O e α-C, rispetto ad un modello di decadimento puramente statistico, potrebbe spiegare le deviazioni osservate negli spettri inclusivi di figura 5.9. In [8, 10], questi effetti erano stati infatti attribuiti a strutture ad α-*cluster* nel ^{24}Mg. Si può quindi supporre che le discrepanze osservate per decadimenti del ^{25}Mg, sia nei BR che negli spettri, possano essere associate ad effetti di struttura, ipotizzando che il ^{25}Mg evapori immediatamente un neutrone, per poi evolvere secondo i decadimenti del ^{24}Mg, senza che ne risulti modificata (o almeno non totalmente) la struttura a α-*cluster*. Come atteso, in [8, 10] l'effetto osservato era ben superiore a quanto da noi riscontrato in questo lavoro. Ulteriori elementi, a tal proposito, possono essere forniti da uno studio dei decadimenti del ^{25}Mg utilizzando variabili più selettive delle semplici distribuzioni energetiche e dei BR. Nel prossimo paragrafo presenteremo un esempio di studio più selettivo, basato sul "Q-valore" del processo.

5.4 Spettri di Q-valore

Nello studio dei decadimenti nucleari, un parametro fondamentale è il cosiddetto "Q-valore". Per il decadimento di un nucleo stabile, esso è la differenza fra la massa del nucleo iniziale e la massa complessiva dei prodotti di decadimento. Esso è anche pari alla somma delle energie cinetiche possedute dai prodotti. Nel caso di una collisione nucleare con successiva formazione di CN, è possibile definire una grandezza analoga, ovvero

$$Q_{val} = \sum_{i=1}^{N} E_i - E_{beam} \tag{5.1}$$

dove E_i sono le energie cinetiche nel laboratorio di tutte le N particelle (cariche o neutre e comprese quelle emesse nel decadimento di eventuali frammenti eccitati) emesse nel decadimento del CN, mentre E_{beam} è l'energia di incidenza del proiettile. Q_{val} corrisponde quindi alla differenza di massa tra il canale d'ingresso e quello di uscita, ovvero al Q-valore di reazione. Un esempio di distribuzione di Q_{val} è mostrato in figura 5.13 (riga superiore) per il canale di decadimento ^{A}N+d+2α. Come si può notare non si ha una distribuzione simmetrica attorno ad un valore centrale[7], bensì una distribuzione più complessa. Per l'interpretazione di tale spettro è necessario considerare che il nostro apparato non rivela eventuali neutroni o raggi gamma (ad esempio emessi nella diseccitazione dei frammenti), e che ciò implica, nell'eq. (5.1), la mancanza di contributi nella sommatoria, con conseguente sottostima di Q_{val}: per effetto di questa mancanza lo spettro si estende verso sinistra, a partire dal valore atteso. In generale possiamo individuare i seguenti casi:

- eventi in cui non si hanno neutroni né gamma; Q_{val} coincide con il Q-valore della reazione; si ha un picco simmetrico centrato attorno al Q-valore calcolato (Q_{gs} in 5.13);

[7] Come ci si dovrebbe attendere se tutti i prodotti fossero rivelati.

- eventi in cui si hanno raggi gamma (in quanto l'ER è stato prodotto in uno stato eccitato, che si è poi diseccitato mediante emissione gamma)ma non neutroni; Q_{val} dista dal Q-valore della reazione di una quantità pari all'energia del gamma emesso; questa a sua volta è pari all'energia del livello eccitato rispetto al fondamentale (in fig. 5.13, Q_1 corrisponde al valore di Q_{val} calcolato assumendo che l'ER sia popolato nel primo livello eccitato);

- eventi in cui si hanno neutroni; poiché questi vengono emessi con distribuzione energetica continua, lo spettro di Q_{val} si arricchisce di un contributo continuo e, molto approssimativamente, nella distribuzione di Q_{val} si potrà notare una sorta di coda, come una "*maxwelliana* rovesciata" che si estende, dal valore di Q_{val} corrispondente alla soglia di emissione di un neutrone (Q_{1n} in fig.5.13), verso valori inferiori.

Da quanto illustrato, si capisce che interpretare correttamente la distribuzione di Q_{val} non risulti facile, a causa del grande numero di effetti che ne determinano la forma. Proprio per questa ragione, però, essa si dimostra uno strumento potente ed essenziale per poter indagare nel dettaglio un canale di decadimento, separando eventi in cui è avvenuta l'emissione di uno o più neutroni da eventi in cui ciò non è avvenuto: per quest'ultima classe di eventi, inoltre, l'informazione ottenuta si arricchisce, permettendo di riconoscere se l'ER, al termine dell'emissione evaporativa di particelle, sia stato popolato in un suo stato eccitato o nel suo stato fondamentale. È da notare come in questo modo sia anche possibile recuperare, indirettamente, un'informazione che il nostro apparato non fornisce direttamente, ovvero il numero di massa dell'ER prodotto.

Nella figura 5.13, in particolare, si hanno le distribuzioni di Q_{val} relativamente ai canali di decadimento ^{25}Mg$\rightarrow$ $^{15-x}$N+2α+d+xn (in alto) e ^{25}Mg$\rightarrow$ $^{16-x}$N+2α+p+xn (in basso). Come già accennato, con il tratteggio nero sono riportati il Q-valore del canale (Q_{gs}) e la soglia di emissione di un neutrone (Q_{1n}) e due neutroni (Q_{2n}). Nella figura in alto è anche evidenziato il Q_{val} corrispondente al caso x=1 (residuo ^{14}N) in cui l'ER sia prodotto nel suo primo livello eccitato (linea tratteggiata Q_1 magenta).

Riguardo al decadimento con emissione di un deutone (in alto, fig. 5.13), per alti valori di Q_{val}, corrispondenti a eccitazioni inferiori alla energia di separazione del primo neutrone (circa 26 MeV), la distribuzione risente delle energie discrete dei livelli eccitati del ^{15}N. In questa zona si ottengono due picchi, ad energie compatibili con i valori attesi quando l'ER è prodotto nello stato fondamentale (circa -15 MeV) o nel primo livello eccitato (circa 5.2 MeV sotto il precedente).

Dal confronto con le previsioni dei modelli, è evidente l'importanza dell'introduzione, nel modello, dei livelli discreti di tutti gli isotopi coinvolti nelle catene di diseccitazione. Infatti, GEMINI++ (cfr. par. 4.1), che non contiene stati discreti ma solo una parametrizzazione continua della densità dei livelli, produce uno spettro privo di picchi. HFl, che contiene le informazioni sui singoli livelli, ottiene una riproduzione molto più fedele dei risultati sperimentali. Per questo motivo, nel seguito ignoreremo le distribuzioni di Q_{val} ottenute da GEMINI++, data la sua evidente inadeguatezza

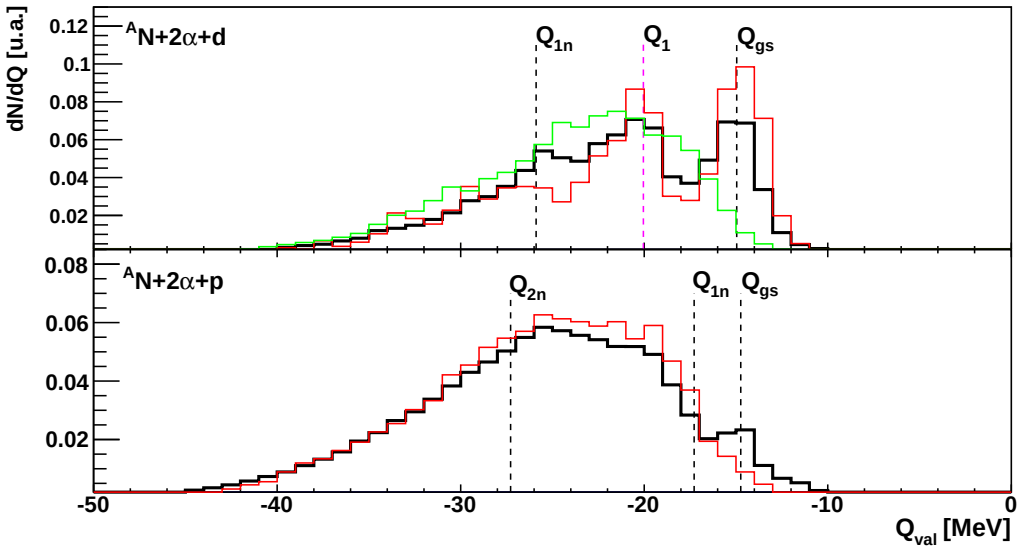


Figura 5.13: *Distribuzioni di Q_{val} per il canale di decadimento $^{25}Mg \rightarrow {}^{14-x}N+2\alpha+d+xn$ (in alto) e $^{25}Mg \rightarrow {}^{15-x}N+2\alpha+p+xn$ (in basso) . Con il tratteggio nero sono riportati il Q-valore del canale (Q_{gs}), la soglia di emissione di un neutrone (Q_{1n}) e due neutroni (Q_{2n}); per il ^{14}N è identificato con il tratteggio magenta il Q-valore associato al primo livello eccitato del'ER (Q_1). Sono anche riportate le previsioni ottenute dalle simulazione HFl (in rosso) e GEMINI++ (in verde). Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

per questo tipo di analisi. Come si vede dalla figura 5.13, HFl segue molto fedelmente la distribuzione di Q_{val} per il decadimento ^{A}N+2α+d, riproducendo piuttosto bene sia in forma che in resa la distribuzione sperimentale, sia nella regione oltre la soglia di emissione Q_{1n}, sia per valori di Q_{val} maggiori di Q_{1n}.

Passando a considerare il canale con ^{A}N+2α+p (in basso, figura 5.13), si nota la quasi completa assenza di picchi di livelli discreti del ^{16}N, a parte un modesto contributo di produzione di tale isotopo nello stato fondamentale che non è previsto dal modello HFl. Lo spettro, comunque, è quasi continuo a segnalare la concomitante presenza in questo canale di almeno un neutrone non rivelato. Qualitativamente ciò riflette il fatto che l'emissione di un protone rimuove in media meno energia di eccitazione rispetto al caso del deutone. Il CN deve pertanto emettere con maggiore probabilità neutroni, oltre al protone, per dissipare l'energia disponibile.

Sulla base di quanto appena constatato, possiamo ora considerare separatamente gli eventi in cui non si è avuta emissione di neutroni (definiti come quelli con $Q_{val}>Q_{1n}$) e quelli in cui sono stati emessi neutroni (definiti come quelli con $Q_{val}<Q_{1n}$). In tabella 5.6 è mostrato il confronto dei BR sperimentali e simulati. Sono riportati anche i risultati ottenuti per i canali O+2α e C+3α che verranno discussi nel seguito. Come atteso dalle distribuzioni di Q_{val}, si ha un ottimo accordo tra i BR sperimentali e simulati per il canale N+2α+d, a confermare la bontà del codice HFl per un indagine

così selettiva. È quindi evidente come la sottostima nella resa ^{16}N come residuo nel decadimento ^{A}N+2α+p sia significativa.

La tendenza di HFl a sfavorire eventi senza l'emissione di neutroni era già stata osservata in [9], in particolar modo nei decadimenti multi-alfa con il raggiungimento di ossigeno o carbonio come ER, ed in tale contesto era stata associata a deviazioni dal modello di decadimento statistico dovute ad effetti di α-*clustering* nel nucleo. La selezione e lo studio del decadimento con più alfa è possibile anche nel presente lavoro, ed è necessaria per poter affermare con sufficiente sicurezza che anche nel CN ^{25}Mg persistano effetti di struttura. Tale analisi sarà oggetto del prossimo paragrafo.

5.4.1 Decadimenti O+2α e C+3α

Procediamo dunque all'analisi delle distribuzioni di Q_{val} per i decadimenti del ^{25}Mg in O+2α e C+3α, confrontando i risultati sperimentali con quanto ottenuto da HFl. In figura 5.14 è mostrata la distribuzione di Q_{val} per il canale di decadimento ^{25}Mg$\rightarrow^{17-x}$O+2α+xn; le linee a tratteggio rappresentano i valori di Q_{val} corrispondenti ad un ER di ^{17}O prodotto nello stato fondamentale (Q_{gs}=-0.9 MeV), oppure al valore massimo compatibile con l'emissione di uno o due neutroni (rispettivamente Q_{1n} $\simeq$-5 MeV e Q_{2n} $\simeq$-20 MeV). Sia lo spettro sperimentale che quello simulato si sviluppano principalmente verso sinistra, a partire dalla soglia di emissione di un neutrone, mentre gli eventi in cui è stato rivelato ^{17}O come ER risultano minoritari. Si ha tuttavia un evidente disaccordo nelle rese. Ciò è confermato dai BR, in tabella 5.6, i quali mostrano come sperimentalmente si abbia il 7% di probabilità di ottenere come residuo

Tabella 5.6: *BR sperimentali e simulati per canali di decadimento con residuo N, O e C. Per i BR sperimentali l'errore sistematico è da attribuirsi all'incertezza dell'2% e del 5% sulla procedura di identificazione rispettivamente di protoni e deutoni, e all'incertezza del 2% sulle particelle α dovuto all'inquinamento di ^{3}He; l'errore statistico sul campione sperimentale è trascurabile, mentre invece è l'unico tipo di errore riportato per i risultati simulati.*

Decadimento in	**EXP [%]**	**HFl [%]**
^{16}N+2α+p	11.5±0.2	6.0±0.2
$^{16-x}$N+2α+p+xn	89±2	94±2
^{15}N+2α+d	74±5	75±4
$^{15-x}$N+2α+d+xn	26±2	25±2
^{17}O+2α	7.1±0.1	3.0±0.2
$^{17-x}$O+2α+xn	93±2	97±2
^{13}C+3α	30±1	13±1
$^{13-x}$C+3α+xn	70±2	87±3

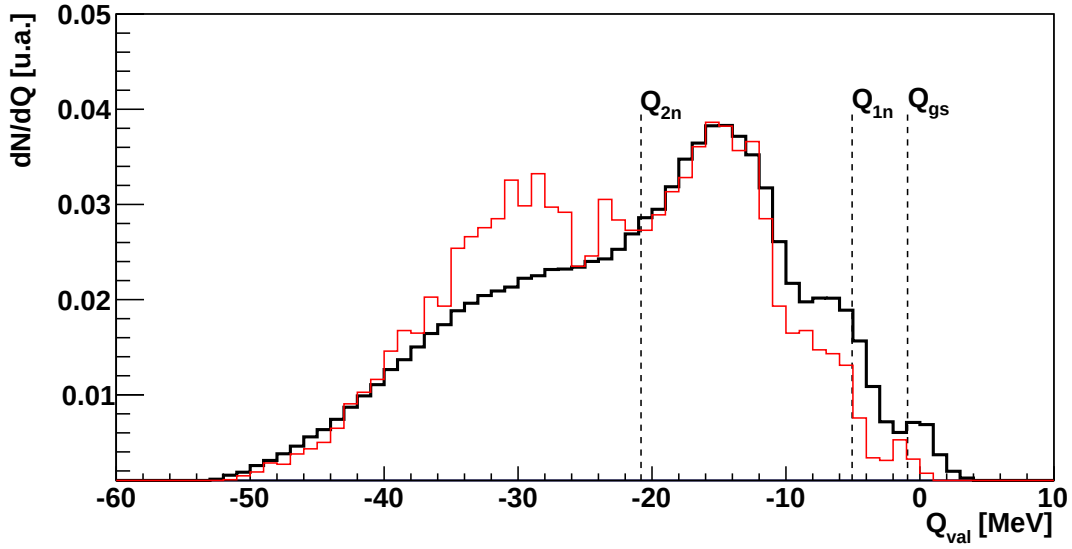


Figura 5.14: *Distribuzioni di Q_{val} per il canale di decadimento $^{25}Mg \rightarrow ^{17-x}O+2\alpha+xn$. Con il tratteggio sono riportati il Q-valore del canale (Q_{gs}), la soglia di emissione di neutrone (Q_{1n}) e la soglia di emissione di 2 neutroni (Q_{2n}). Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

un ^{17}O, mentre HFl attribuisce a questo particolare canale il 3% favorendo, rispetto al campione sperimentale, valori di Q_{val} compatibili con l'emissione di due neutroni.

Le discrepanze tra risultati sperimentali e simulati, nella regione dello spettro di Q_{val} in cui non si ha emissione di neutroni sono ancora più evidenti nel canale di decadimento C+3α (fig. 5.15). In questa figura Q_{gs} ($\simeq$-7.28 MeV) e Q_{1n} ($\simeq$-12 MeV) hanno il significato consueto. Il valore Q_{val}=Q_1 $\simeq$-10.5MeV (linea tratteggiata in magenta) corrisponde al caso in cui un ER di ^{13}C è popolato in uno dei suoi primi tre livelli eccitati[8], precisamente quello a 3.9 MeV. Infatti nella distribuzione è evidente un picco distante circa 4.0 MeV da Q_{gs}, che molto probabilmente corrisponde a decadimenti con ^{13}C eccitato in uno dei primi tre livelli come residuo. Anche in questo caso HFl tende a non popolare la regione degli eventi senza emissione di neutroni: è presente solo una lieve "spalla" nella distribuzione per valori attorno a Q_{gs}, mentre il picco associato agli stati eccitati di ^{13}C non è riprodotto. In particolare per HFl si ha solo il 13% di eventi senza neutroni, contro il 30% riscontrato sperimentalmente.

Le differenze osservate nei decadimenti di O+2α e C+3α sono del tutto analoghe, seppure di minore entità, a quelle osservate nei decadimenti del ^{24}Mg in [9]. In conclusione, le discrepanze misurate rispetto ad un modello puramente statistico, negli spettri di Q-valore, insieme a quelle evidenziate nelle distribuzioni energetiche di LCP nel paragrafo 5.3, confermano l'ipotesi che effetti di α-*clustering* siano presenti pure in un nucleo non α-coniugato come il ^{25}Mg. Ciò potrebbe essere dovuto al fatto che

[8] Le energie dei primi tre livelli eccitati del ^{13}C sono 3.0, 3.6, 3.9 MeV sopra il fondamentale.

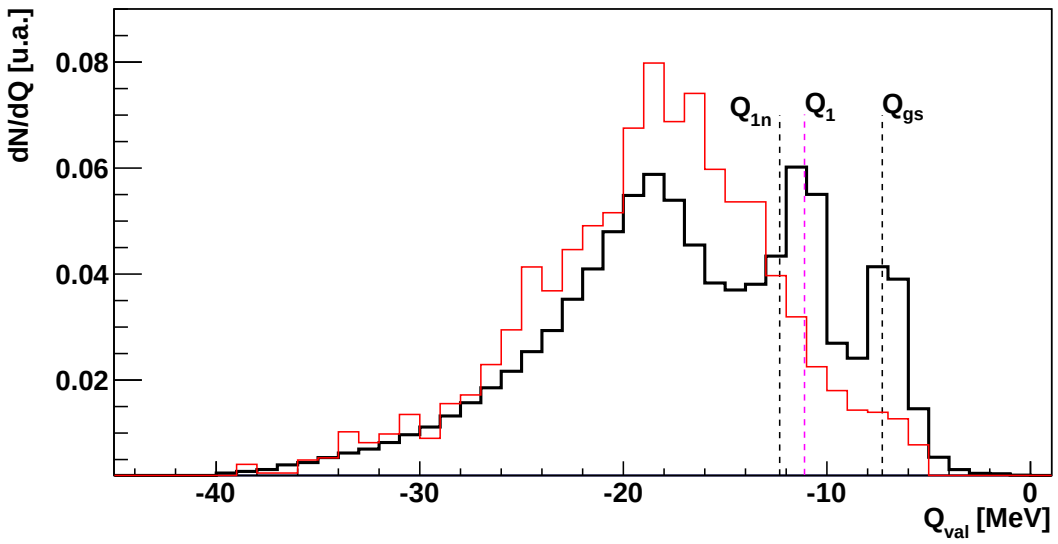


Figura 5.15: *Distribuzioni di Q_{val} per il canale di decadimento $^{25}Mg \rightarrow ^{13-x}C + 3\alpha + xn$. Con il tratteggio sono riportati il Q-valore del canale (Q_{gs}) e la soglia per emissione di un neutrone (Q_{1n}). Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad area unitaria.*

il neutrone "in più" di ^{25}Mg, a causa dell'elevata energia d'eccitazione del CN, risulta debolmente legato, e la sua presenza non risulta in grado di perturbare la struttura del *core* di ^{24}Mg, e di rendere i decadimenti del ^{25}Mg pienamente compatibili con il modello di decadimento statistico.

5.5 Reazioni di diffusione inelastica

Sebbene GARFIELD+RCo sia stato pensato soprattutto per studiare eventi a molteplicità elevata, come le reazioni di fusione-evaporazione o, a energie più elevate, di multi-frammentazione [16], esso permette di ottenere informazioni anche su reazioni di diffusione inelastica. Per questo, pur non essendo tali reazioni l'argomento principale di questo lavoro, abbiamo pensato di effettuarne un'analisi preliminare, anche allo scopo di evidenziare la buona risoluzione energetica dell'apparato e la bontà delle calibrazioni energetiche effettuate.

In reazioni di diffusione inelastica il nucleo proiettile scambia una quantità discreta di energia con il nucleo bersaglio: si può assistere all'eccitazione del proiettile, del bersaglio o di ambedue. Sfruttando questo tipo di reazioni si possono ottenere informazioni sulla struttura dei livelli del nucleo proiettile diffuso, studiando la regione di alta energia dello spettro energetico. In figura 5.16, a titolo di esempio, si mostra la distribuzione di energia cinetica di ioni carbonio con E_{lab}>70 MeV[9] per le strip numero 1, 3

[9]Nella sezione 5.2, E_{lab}=70 MeV era stato scelto nella selezione "COMP" come limite superiore per l'energia dei residui evaporativi di boro, carbonio e azoto.

e 6 del settore 1 del RCo. Si nota la presenza di strutture associate al popolamento di

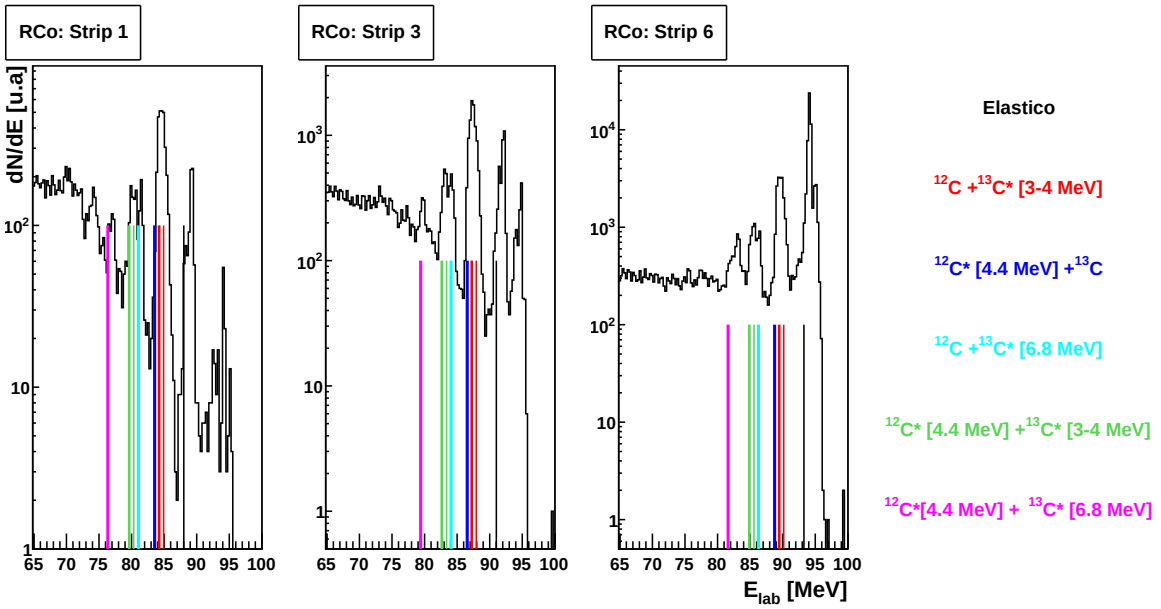


Figura 5.16: *Distribuzioni di energia cinetica per ioni carbonio con energia superiore a 70 MeV: a titolo di esempio si riportano le distribuzioni per le strip 1, 3 e 6 del settore 1 del RCo. Le linee colorate rappresentano le energie calcolate dello ione carbonio dopo aver subito alcuni tipo di reazioni dirette: i prodotti nel canale d'uscita sono riportati in legenda.*

alcuni livelli eccitati del nucleo proiettile e/o del nucleo bersaglio. Per poter associare ciascun picco alla corrispondente reazione, è necessario conoscere i livelli eccitati degli isotopi del carbonio: nella tabella 5.7 riportiamo le energie dei primi livelli eccitati del ^{12}C e del ^{13}C e quelle dei relativi gamma di diseccitazione, i *Branching Ratio*s e l'energia di separazione del neutrone (S_n) (dati ottenuti dal *database* NUDAT2 [41]). Si noti come l'energia di separazione S_n in ^{13}C sia relativamente bassa, tanto che già il quarto livello eccitato decade con emissione di un neutrone. Occorre inoltre sottolineare che il secondo livello eccitato del ^{12}C è il ben noto "Stato di Hoyle" in cui non si ha decadimento gamma verso lo stato fondamentale, ma prevalentemente decadimento alfa verso ^{8}Be (Q-valore=0.285 MeV), che a sua volta decade spontaneamente emettendo due particelle alfa [47].

Fissato l'angolo di diffusione, la reazione, e note le energie dei primi livelli eccitati, si può ricavare l'energia dissipata nel processo e calcolare quindi l'energia cinetica del nucleo proiettile corrispondente ai vari casi, da confrontare con i centroidi dei picchi osservati. Per la descrizione degli spettri energetici si possono pertanto considerare oltre alle diffusioni elastiche i seguenti meccanismi, che riportiamo in ordine decrescente di energia del nucleo proiettile[10] e raggruppando i casi che sicuramente non sono distinguibili sulla base della risoluzione energetica:

[10] I valori riportati fanno riferimento al valore θ_{lab}=16.6°, angolo medio della *strip* 1.

Tabella 5.7: *Schema dei livelli energetici per* ^{12}C *e* ^{13}C

^{12}C - S$_n$=18 MeV

$E_{livello}$ [MeV]	E_γ	BR	Note
0	STABILE		
4.4	4.4	γ: 100%	al fondamentale
7.6	-	α: 100%	Stato di "Hoyle"
9.6	9.6	γ: 100%	al fondamentale

^{13}C - S$_n$=4.9 MeV

$E_{livello}$ [MeV]	E_γ	BR	Note
0	STABILE		
3.0	3.0	γ: 100%	al fondamentale
3.6	3.6	γ: 100%	al fondamentale
3.8	3.8	γ: 100%	al fondamentale
6.8	-	n: 100%	decade emettendo un neutrone

1. $E \simeq 84.5$ MeV: $^{13}C(^{12}\mathrm{C},^{12}\mathrm{C})^{13}\mathrm{C}^*$ - il bersaglio si eccita in uno dei primi tre livelli (3.0, 3.6, 3.9 MeV);
2. $E \simeq 83.5$ MeV: $^{13}C(^{12}\mathrm{C},^{12}\mathrm{C}^*)^{13}C$ - il proiettile si eccita al primo livello (4.4 MeV);
3. E= 80.5 MeV: $^{13}C(^{12}\mathrm{C},^{12}\mathrm{C})^{13}\mathrm{C}^{**}$ - il bersaglio si eccita nel quarto livello (6.8 MeV);
4. $E \simeq 79.5$ MeV: $^{13}C(^{12}\mathrm{C},^{12}\mathrm{C}^*)^{13}\mathrm{C}^*$ - il proiettile si eccita nel primo livello, il bersaglio in uno dei primi tre livelli;
5. E= 76.5 MeV: $^{13}C(^{12}\mathrm{C},^{12}\mathrm{C}^*)^{13}\mathrm{C}^{**}$ - il proiettile si eccita nel primo livello, il bersaglio nel quarto livello.

Per ognuna delle possibilità elencate, in figura 5.16 è mostrato (linee verticali colorate) il valore di energia cinetica del nucleo diffuso e, come si può ben notare, tali valori sono del tutto compatibili con le posizioni dei picchi nei dati sperimentali, mostrando sia la buona risoluzione energetica dei rivelatori a silicio del RCo (seppure non sufficiente a distinguere i singoli casi là dove la loro separazione sia inferiore ad alcuni MeV), sia la bontà delle calibrazioni in energia impiegate in questo lavoro

Proseguendo, infine, l'analisi di questo particolare canale di reazione, abbiamo verificato la possibilità di ottenere informazioni sull'energia dei gamma emessi. In particolare, sfruttando l'elevata efficienza geometrica e la buona efficienza intrinseca per radiazione gamma degli scintillatori a CsI(Tl), si è tentato di ottenere le distribuzioni di energia della radiazione gamma coincidente con le reazioni di diffusione inelastica sopra descritte (ovviamente senza l'elevata risoluzione energetica possibile con i rivelatori a germanio iperpuro). Si è trattato di una analisi mai tentata con i dati dell'apparato

GARFIELD+RCo, ma si è ritenuto opportuno approfondire questa possibilità per cercare di ampliare le informazioni fornite dall'apparato, aggiungendo informazioni sulla radiazione gamma, anche in vista di applicazioni in futuri esperimenti. I risultati sono mostrati nell'Appendice B.

Conclusioni e sviluppi futuri

In questo lavoro abbiamo studiato una reazione di fusione-evaporazione tra nuclei leggeri, per indagare la presenza di possibili effetti di struttura (ovvero descrivibili nell'ambito di un modello statistico) nei decadimenti del nucleo fuso così formato. In particolare l'analisi era mirata ad indagare i decadimenti del nucleo composto ^{25}Mg formato nella reazione di fusione completa ^{12}C+^{13}C a 95 MeV di energia di bombardamento. Il lavoro svolto si è inserito all'interno di una più ampia campagna di misure portate avanti dalla collaborazione NUCL-EX dell'INFN, per evidenziare effetti legati alla presenza di strutture ad α-*cluster* nei decadimenti di nuclei composti leggeri (A$\approx$20-30). Un comportamento non completamente in accordo con un modello di puro decadimento statistico, infatti, è stato recentemente osservato nel nucleo ^{24}Mg, formato ad energia d'eccitazione E* $\simeq$60 MeV sia nella reazione ^{12}C+^{12}C che nella reazione ^{14}N+^{10}B. Nel nostro caso, invece, lo studio era volto a indagare se l'aggiunta di un neutrone al ^{24}Mg muti completamente il comportamento del sistema, eliminando gli effetti di α-*clustering* osservati in precedenza, o se questi siano ancora visibili.

L'apparato di misura utilizzato per la raccolta dei dati è stato il multi-rivelatore GARFIELD+RCo, installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN. Il sistema è dedicato per all'identificazione di particelle cariche e sfrutta le correlazioni ΔE-E e le tecniche di analisi di forma del segnale per discriminare in carica e (dove possibile) in massa i prodotti di reazione. Grazie alle basse soglie di rivelazione dell'apparato, alla grande accettanza geometrica (circa l'80% dell'angolo solido) e alle basse molteplicità di particelle per evento, dovuta alle energie in gioco relativamente basse, è stato possibile raccogliere un campione statisticamente significativo di eventi in cui la carica totale misurata era uguale alla carica totale del sistema, rendendo così possibile un'analisi molto selettiva dei decadimenti. Una grande parte del lavoro di questa tesi ha riguardato l'identificazione dei prodotti di reazione e la calibrazione energetica dell'intero apparato.

Per il confronto dei dati sperimentali con le previsioni di modelli basati sul decadimento statistico, si è fatto uso di due codici di simulazione Montecarlo, chiamati GEMINI++ e HFl, entrambi basati sulla teoria di Hauser-Feschbach. Il primo è un codice Montecarlo ampiamente usato nel corso degli anni soprattutto nel campo delle reazioni nucleari tra ioni pesanti; il secondo è stato sviluppato appositamente dalla collaborazione NUCL-EX stessa e dedicato alla simulazione dei decadimenti di sistemi nucleari leggeri (A<30). Al suo interno, infatti, si tiene conto dei livelli eccitati noti

delle varie specie nucleari, cosa necessaria in quanto a bassa energia la natura discreta dello spettro di nuclei ha una forte influenza nel caso del decadimento di nuclei leggeri.

Utilizzando i modelli come guida, è stato possibile imporre opportuni criteri di selezione degli eventi. Sul campione di eventi in cui la carica totale rivelata era uguale alla carica totale del sistema, è stata eseguita l'analisi volta ad evidenziare i possibili effetti di struttura. Dall'analisi delle distribuzioni in energia globali (ovvero senza la selezione di alcun canale di decadimento particolare), si è osservato un buon accordo tra le distribuzioni sperimentali di protoni, deutoni e tritoni e quelle predette dai modelli. Negli spettri di energia delle particelle alfa si sono invece osservate delle discrepanze, in particolar modo nella parte della distribuzione a più alte energie.

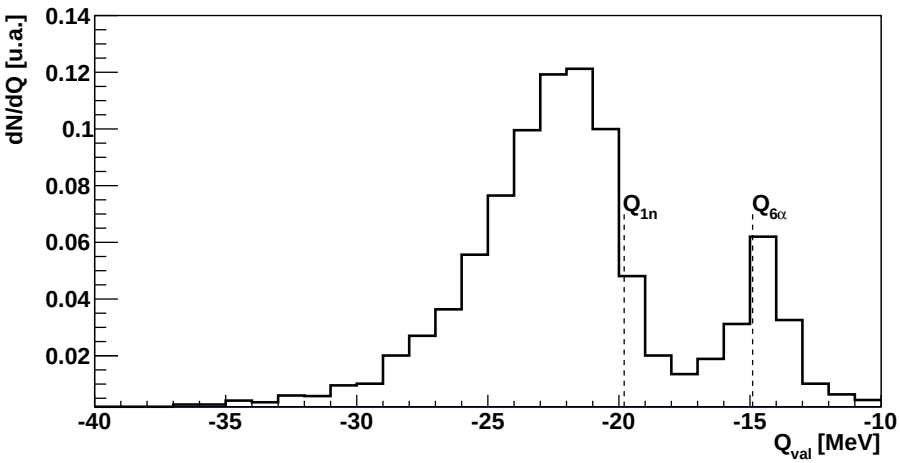
Si è quindi passati ad investigare le distribuzioni energetiche delle particelle leggere al variare del numero atomico del residuo evaporativo identificato in coincidenza (integrando su tutti i possibili canali di decadimento): sebbene si sia riscontrato un buon accordo fra modelli ed esperimento, specie per gli spettri degli isotopi dell'idrogeno, evidenti discrepanze sono state evidenziate nei canali di decadimento in cui si identificavano in coincidenza particelle α e nuclei residui di ossigeno o carbonio. Le maggiori discrepanze sono state osservate con le previsioni del codice HFl, che contiene informazioni dettagliate sui livelli eccitati dei nuclei leggeri. Grazie al dettaglio delle informazioni sperimentali disponibili, è stato poi possibile considerare separatamente i singoli canali di decadimento, stimandone i *branching ratio* (BR), e confrontarli con quanto stimato dai modelli. Si è osservata una sottostima, soprattutto da parte di HFl, del contributo dei decadimenti con emissione di particelle α, in particolar modo nei canali ^{A}Ne+α, ^{A}O+2α e ^{A}C+3α. L'analisi è stata quindi estesa alle distribuzioni energetiche delle particelle α emesse nei canali di decadimento in cui il residuo identificato è ossigeno o carbonio, mettendo in luce come i modelli riproducano ragionevolmente le distribuzioni energetiche sperimentali del canale ^{A}O+α+2H (^{A}C+2α+2H) ma non riproducano altrettanto bene quelle dei canali in cui sono presenti solo particelle α (^{A}O+2α e ^{A}C+3α). Questo è un risultato che si ritiene opportuno sottolineare: in [8] era stato riscontrato lo stesso tipo di disaccordo, seppure di maggiore entità, sia a livello di BR dei canali di decadimento, sia nella forma degli spettri energetici delle particelle α. Nella ref [8] tale disaccordo era stato interpretato proprio come dovuto alla presenza di effetti di α-*clustering* nel decadimento del CN di ^{24}Mg, presenti nei dati sperimentali e non tenuti in conto in alcun modo nei modelli.

Calcolando evento per evento il Q-valore (cfr. par 5.4) è stato possibile riconoscere gli eventi in cui vi è stata emissione di neutroni e quindi ottenere informazioni sul numero di massa dei residui di evaporazione prodotti dalla singole catene di decadimento. Dallo studio dei particolari canali in cui il residuo evaporativo è ossigeno o carbonio, si è evidenziata una sottostima da parte di HFl[1] della percentuale di eventi senza emissione di neutroni. Ad esempio, il BR del decadimento ^{25}Mg$\rightarrow^{13}$C+3α stimato sperimentalmente è stato il 30% contro il 13% previsto da HFl, che sembra privilegiare l'emissione

[1] GEMINI++ non è in grado di fornire informazioni così dipendenti dall'effettiva densità dei livelli del nucleo composto.

di almeno un neutrone durante il decadimento. Questa tendenza era già stata osservata, in [9], nei decadimenti del ^{24}Mg ed attribuita alla presenza di effetti di struttura dovuti ad α-*clustering* nel nucleo composto.

Dato che il tipo di deviazione dei dati sperimentali dalle previsioni del modello statistico è simile a quello riscontrato per il ^{24}Mg, si potrebbe concludere che effetti di α-*clustering*, sebbene di intensità ridotta, siano presenti anche nel caso del ^{25}Mg, nonostante la presenza di un neutrone in più. Si tratta certamente di un'ipotesi concreta, ma non ci sentiamo di poterla ancora affermare con certezza. In particolare, recentemente si è ipotizzata una contaminazione dei dati a causa di un possibile inquinamento di ^{12}C nel bersaglio di ^{13}C. Infatti, sebbene al momento della produzione le impurezze presenti nel bersaglio siano dell'ordine di qualche unità percentuale, esperimenti recenti hanno mostrato come ci sia la possibilità che si depositino sul bersaglio piccole quantità di carbonio[11]. Nel nostro caso, una prima stima dell'inquinamento di ^{12}C presente nel bersaglio di ^{13}C può essere ottenuta grazie alla distribuzione del Q-valore per il decadimento del ^{24}Mg in 6 particelle α. In questo caso, infatti, essendo le particelle α prodotte nello stato fondamentale, il Q_{val} si dovrebbe distribuire attorno al valore previsto dai soli difetti di massa tra nuclei iniziali e finali. Nel caso di ^{12}C come bersaglio, con formazione di ^{24}Mg, il canale a 6α dà un valore ben preciso senza ambiguità (circa -15 MeV). Nel caso del ^{13}C, invece, si forma ^{25}Mg e la presenza del neutrone non rivelato produce, come osservato nel paragrafo 5.4, uno spettro tipo "*maxwelliana rovesciata*", a partire dal valore di Q_{val} ($\simeq$-20 MeV), sotto il quale diventa energeticamente possibile il decadimento di ^{25}Mg in 6α+n. La distribuzione di Q_{val} misurata per questo canale è presentata nella seguente figura.



Distribuzione di Q_{val} per il decadimento ^{25}Mg→6α+n: è evidenziato il Q-valore associato al decadimento del ^{24}Mg in 6α ($Q_{6\alpha}$) e la soglia di emissione di neutrone nel decadimento da ^{25}Mg (Q_{1n}).

[11] Ad esempio, per la presenza di depositi di idrocarburi sul bersaglio, dovuta a condensazione di gas residui nella camera a vuoto, che poi vengono ridotti dal fascio, con la formazione di grafite

Si nota immediatamente la presenza di un picco all'energia corrispondente al decadimento del ^{24}Mg in 6α. Questa osservazione sembra confermare l'ipotesi di inquinamento del bersaglio, e, da una stima dell'integrale relativo al picco a 6α, la percentuale di inquinamento potrebbe essere circa il 18%. Risulta tracciata, a questo punto, la strada per l'immediato prosieguo di questo lavoro. Innanzitutto dovremo ripetere l'analisi per la reazione ^{12}C+^{12}C, i cui dati sono disponibili dai precedenti esperimenti, e verificare se il mescolamento in misura di circa il 18% di tali eventi a quelli di ^{12}C+^{13}C può rendere ragione delle deviazioni del modello statistico dai dati sperimentali. E' anche prevista, nel prossimo futuro, la ripetizione in cinematica inversa (^{13}C+^{12}C) della misura oggetto di questo lavoro: ciò garantirebbe (data la scarsa abbondanza di ^{13}C nel carbonio naturale) l'assenza di inquinamenti da parte di isotopi non desiderati nel carbonio sul bersaglio.

Un altro aspetto che è stato brevemente affrontato in questo lavoro è stato lo studio delle reazioni di diffusione anelastica tra proiettile e bersaglio, sebbene l'apparato non sia ottimizzato per tale scopo. In particolare abbiamo considerato il nel canale di reazione in cui il nucleo diffuso è uno ione carbonio (non distinguendone la massa). Nella distribuzione energetica degli ioni carbonio siamo riusciti ad identificare i picchi associati alle principali reazioni tra proiettile e bersaglio.

Infine, basandosi sull'analisi effettuata per la diffusione anelastica, abbiamo intrapreso uno studio finora mai effettuato all'interno della collaborazione, al fine di estendere l'informazione ottenibile dell'apparato. In particolare abbiamo verificato la possibilità di rivelare, con i CsI(Tl) di GARFIELD, la radiazione gamma emessa dal nucleo proiettile o dal nucleo bersaglio in reazioni di diffusione anelastica. Sebbene l'informazione ottenuta sia del tutto preliminare e necessiti di approfondimenti, i risultati sono promettenti e quindi si ritiene utile compiere degli sforzi in futuro per migliorare la qualità dell'informazione. In particolare potrebbe essere utile compiere delle simulazioni con GEANT4 [48] per avere una stima della risposta alla radiazione gamma del nostro apparato, ed anche prevedere misure sia con sorgenti che con fascio per ottenere una calibrazione in energia della risposta in luce dei cristalli di CsI(Tl) per radiazione gamma di varie energie, nell'intervallo da 1 a 10 MeV.

Appendice A

Sensibilità dei modelli al momento angolare di spin nucleare

In questa appendice discuteremo il ruolo del momento angolare del CN nell'influenzare le previsioni dei modelli. Infatti, è ben noto in letteratura [12, 44, 45] che alcune caratteristiche dell'evaporazione di particelle dipendono anche dalla distribuzione di momento angolare del CN, in particolare dal suo valore massimo J_{max}. Come accennato nel paragrafo 4.1, la scelta della parametrizzazione di E_{yrast} influenza le rese e le forme degli spettri delle LCP evaporate. Si è pertanto deciso di variare, in maniera sensibile ma ragionevole, il valore di J_{max} impiegato nelle simulazioni, per verificare se e quanto le previsioni dei modelli siano influenzate da tale scelta. In particolare, oltre a impiegare il valore più ragionevole, ovvero J_{max}=20$\hbar$, sia per GEMINI++ (G20) che per HFl (H20), si è ripetuta l'analisi anche per i valori J_{max}=15 $\hbar$ (G15) in GEMINI++ e J_{max}=14.5 $\hbar$ (H15) in HFl. Si tenga in considerazione che, comunque, una riduzione di 5 $\hbar$ corrisponde a una forte variazione della sezione d'urto di fusione, che scenderebbe a valori, senz'altro non attendibili, intorno a 0.4 barn[1].

In figura A.1 è mostrata la distribuzione del numero atomico Z dei prodotti per la selezione "COMP", normalizzata al numero di ER completi in carica sperimentali: sono riportati in nero i risultati sperimentali, in verde i risultati di G20 e in blu i risultati di G15. Si nota immediatamente che in G15 si ha un diminuzione di conteggi per Z=2 e un aumento per Z=1 rispetto a G20, con relativa diminuzione del numero di eventi nei canali di decadimento con Z_{ER} pari, ovvero per quelle catene evaporative in cui è favorita l'emissione per evaporazione di particelle alfa: unica eccezione si ha per Z_{ER}=10 in cui non si osservano variazioni tra G20 e G15. Conseguentemente, in G15, si ha un aumento dei canali con Z_{ER} dispari. Per il codice HFl, al contrario, non si hanno variazioni apprezzabili nella distribuzione di Z tra H20 e H15, né per Z_{ER}>4 né per Z=1 e Z=2.

In tabella A.1, infine, si riportano i valori medi di molteplicità per p, d, t e α sia

[1] Si ricordi che le stime della sezione d'urto di fusione con il programma di calcolo PACE4 [14], dal modello di Bass [15] erano rispettivamente 780 e 683 mbarn

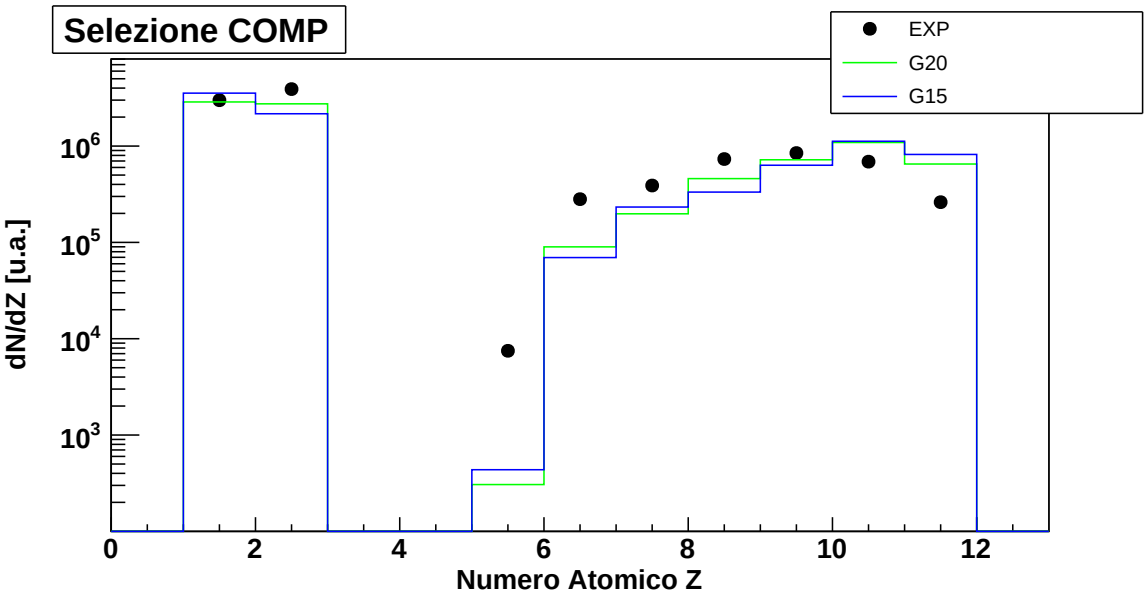


Figura A.1: *Distribuzione di Z per "Selezione COMP": normalizzazione al numero di ER sperimentali. Si riportano i risultati sperimentali (in nero) , i risultati ottenuti da GEMINI++ con J_{max}=20$\hbar$ (in verde), i risultati ottenuti da GEMINI++ con J_{max}=15$\hbar$ (in blu).*

per GEMINI++ (terza e quarta colonna) sia per HFl (quinta e sesta colonna). In

Tabella A.1: *Molteplicità medie di LCP per "Selezione COMP": G20, G15 e H20 e H15.*

	EXP	**G20**	**G15**	**H20**	**H15**
p	0.77	0.76	0.95	1.29	1.31
d	0.13	0.12	0.14	0.15	0.15
t	0.015	0.024	0.021	0.012	0.012
$\boldsymbol{\alpha}$	1.22	0.80	0.61	0.63	0.58

GEMINI++ la diminuzione di J_{max} sfavorisce l'emissione di particelle alfa, a vantaggio di quella dei protoni: in particolare si ha una diminuzione di particelle α del 24% e un aumento di protoni del 23% in G15 rispetto a G20. I valori delle molteplicità medie per i deutoni e i tritoni restano pressoché invariati. La diminuzione della molteplicità media delle particelle alfa è dovuta al fatto che queste rimuovono una quantità di *spin* maggiore rispetto ai protoni, per cui tanto più è grande lo *spin* di un nucleo composto quanto maggiore sarà la probabilità che questo evapori particelle alfa. Al contrario si nota come HFl sia molto meno sensibile alla variazione di J_{max}: le variazioni relative fra p e alfa sono analoghe a quelle di GEMINI++, ma sono inferiori al 10% per le alfa e ancora più piccole per i protoni (1%).

Vista la sensibilità di GEMINI++ a J_{max}, si è quindi estesa la distribuzione di *spin* fino ad un valore massimo di 23$\hbar$: occorre notare che questo corrisponde ad un valore di sezione d'urto di fusione pari a 1 barn, ben oltre il valore di fusione stimato per

la reazione qui in studio. I risultati ottenuti hanno evidenziato come un aumento del valore massimo di spin di 3 unità di $\hbar$ generi un aumento del 5% delle particelle alfa prodotte (rispetto a G20), certamente non sufficiente per colmare la mancanza rispetto ai risultati sperimentali di tabella A.1.

Si è quindi passati ad indagare le forme delle distribuzioni energetiche di protoni e particelle alfa: le distribuzioni sono ottenute integrando nell'angolo solido di GARFIELD (figura A.2). Per le particelle alfa (riquadro di destra) si osserva un maggiore disaccordo con i dati sperimentali di G15 rispetto a G20; non si osservano, invece, variazioni per gli spettri energetici di protoni. Un comportamento analogo a quanto visto

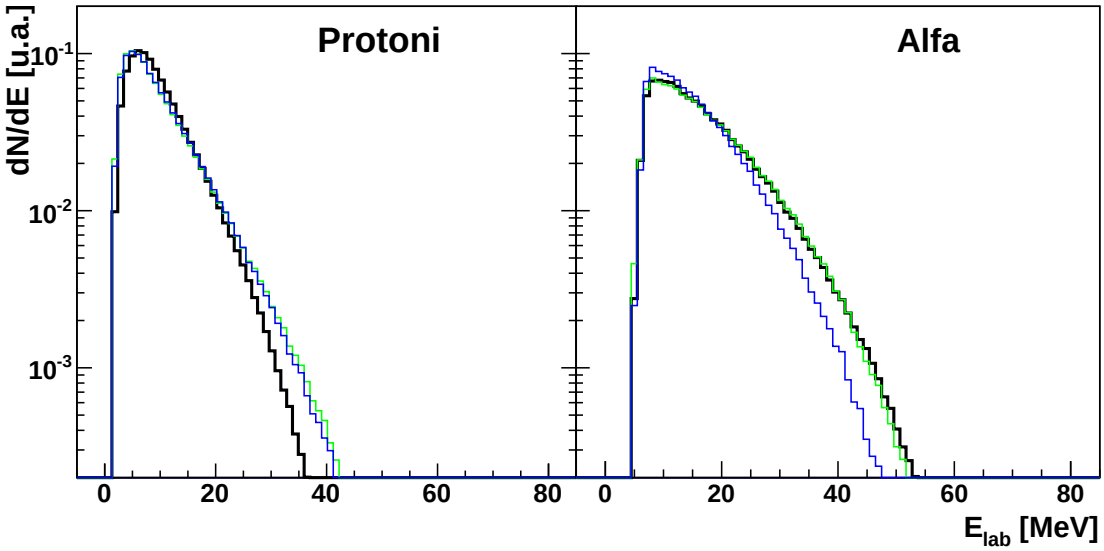


Figura A.2: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio per p e α ottenute integrando sull'angolo solido coperto da GARFIELD. In nero sono riportati i risultati sperimentali, in verde i risultati ottenuti da G20 e in blu i risultati ottenuti da G15. Normalizzazione ad area unitaria.*

in GEMINI++ è riscontrabile anche nelle distribuzioni di energia cinetica ottenute da H15: si nota (fig. A.3, riquadro di destra), infatti, una diminuzione di particelle alfa di alta energia in H15 rispetto a H20, mentre lo spettro energetico per i protoni rimane invariato per entrambe le simulazioni.

La diversa sensibilità al valore massimo della distribuzione di spin tra i due codici Montecarlo è da attribuirsi alle due differenti modalità con cui viene trattata l'energia di rotazione durante le catene evaporative (e quindi i valori di J disponibili) (cfr. par. 4.1 e par. 4.2). Si può quindi concludere che sia in GEMINI++ che in HFl l'accordo tra dati sperimentali e simulati peggiora diminuendo il valore di J_{max} per la distribuzione di momento angolare del CN.

In conclusione la variazione del valore massimo della distribuzione di *spin*, rispetto a quella di *default*, porta ad un peggiore accordo tra dati sperimentali e simulati, sia a

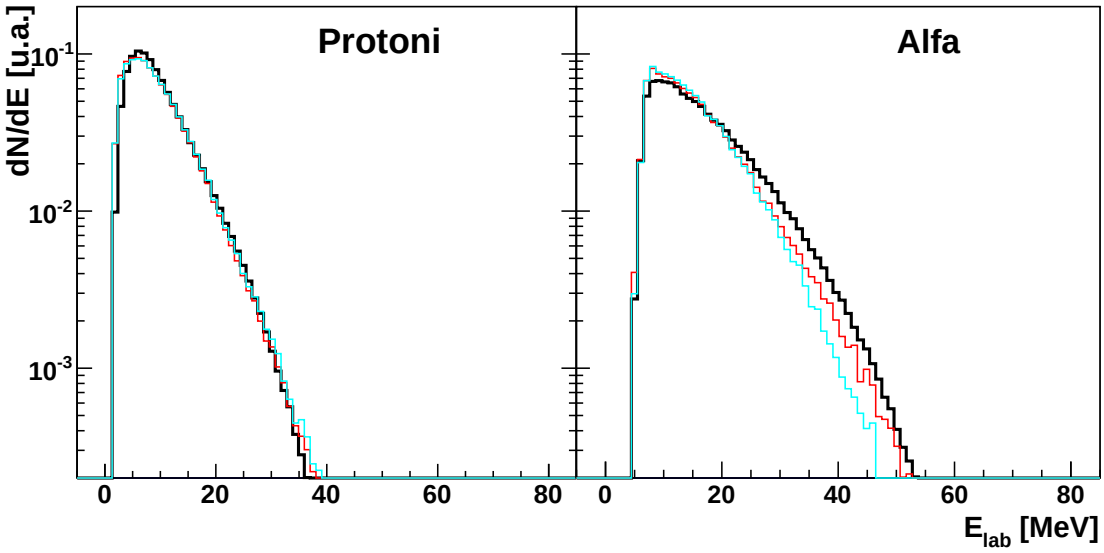


Figura A.3: *Distribuzioni di energia cinetica nel laboratorio per p e α ottenute integrando sull'angolo solido coperto da GARFIELD. In nero sono riportati i risultati sperimentali, in rosso i risultati ottenuti da H20 e in celeste i risultati ottenuti da H15. Normalizzazione ad area unitaria.*

livello di distribuzione della carica dei prodotti sia per le molteplicità medie, sia nella forma degli spettri energetici.

Appendice B

Tentativi di spettroscopia gamma

Data la particolare reazione impiegata nella nostra misura, è possibile sfruttare alcuni canali di diffusione anelastica per verificare la possibilità di arricchire le misure con un altro dato sperimentale, finora trascurato dalla collaborazione in precedenti esperimenti: la rivelazione e la misura di energia dei raggi gamma.

Nelle reazioni di diffusione anelastica considerate nella sezione 5.5, si ha l'eccitazione del proiettile e/o del bersaglio nei primi livelli eccitati. Essi poi decadono allo stato fondamentale con emissione gamma. Si è quindi verificato se gli scintillatori a CsI(Tl) dell'apparato, che hanno ottima efficienza geometrica e buona efficienza intrinseca per radiazione gamma, abbiano rivelato (e con quale qualità di informazione) la radiazione gamma coincidente. Per selezionare gli eventi dovuti a radiazione gamma, si è considerato il contorno che si trova al di sotto di quello dei protoni nelle correlazioni "*Fast* vs *SlowPSA*", ascrivibile alla luminescenza prodotta da elettroni (etichettato come contorno "gamma" nel par. 3.4). Infatti, i raggi gamma vengono rivelati in quanto danno luogo ad effetto fotoelettrico, diffusione Compton o produzione di coppie elettrone-positrone, trasferendo tutta o in parte la loro energia ad un elettrone (anche ad un positrone nel caso della creazione di coppie) [35]. Poiché per l'apparato GARFIELD non è mai stata eseguita questo genere di analisi, non abbiamo a disposizione un'accurata calibrazione energetica per i gamma. Per ottenere una calibrazione, sia pure grossolana dell'energia dei gamma e poter così sommare le distribuzioni di energia dei CsI(Tl) di uno stesso settore, si sono utilizzati per la radiazione gamma gli stessi fattori di calibrazione dei protoni [49, 50].

Negli spettri energetici degli ioni carbonio (cfr. fig. 5.16) si sono definiti, *strip* per *strip*, tre intervalli di energia associati ai tre picchi a sinistra di quello della diffusione elastica e, in corrispondenza di queste tre regioni, si sono studiati gli spettri gamma. Quello che ci si aspetta, come visto nel paragrafo 5.5, è la seguente associazione:

- Intervallo 1 - E_γ=4.4 MeV o E_γ=3.0 3.6 3.9 MeV;
- Intervallo 2 - E_γ=4.4 MeV & E_γ=3.0 3.6 3.9 MeV;
- Intervallo 3 - E_γ=4.4 MeV.

In particolare, si osservi che nell'Intervallo 2 si dovrebbe avere molteplicità di "radiazione gamma" pari a 2, in quanto sia il proiettile che il bersaglio sono eccitati. Anche nell'Intervallo 3 si ha l'eccitazione di proiettile e bersaglio ma, poiché il ^{13}C eccitato a 6.8 MeV decade sempre emettendo neutrone e l'apparato ha bassa efficienza per i neutroni, ci si attende di rivelare il solo gamma a 4.4 MeV del quasi-proiettile. Gli spettri energetici della "radiazione gamma" in coincidenza con ioni carbonio di energie comprese nei tre intervalli definiti sono mostrati in figura B.1, insieme allo spettro gamma ottenuto senza alcuna condizione eccetto Z_{QP}=6; a titolo di esempio si mostrano le distribuzioni dei CsI(Tl) numero 5 e 8. La distribuzione ottenuta senza alcuna

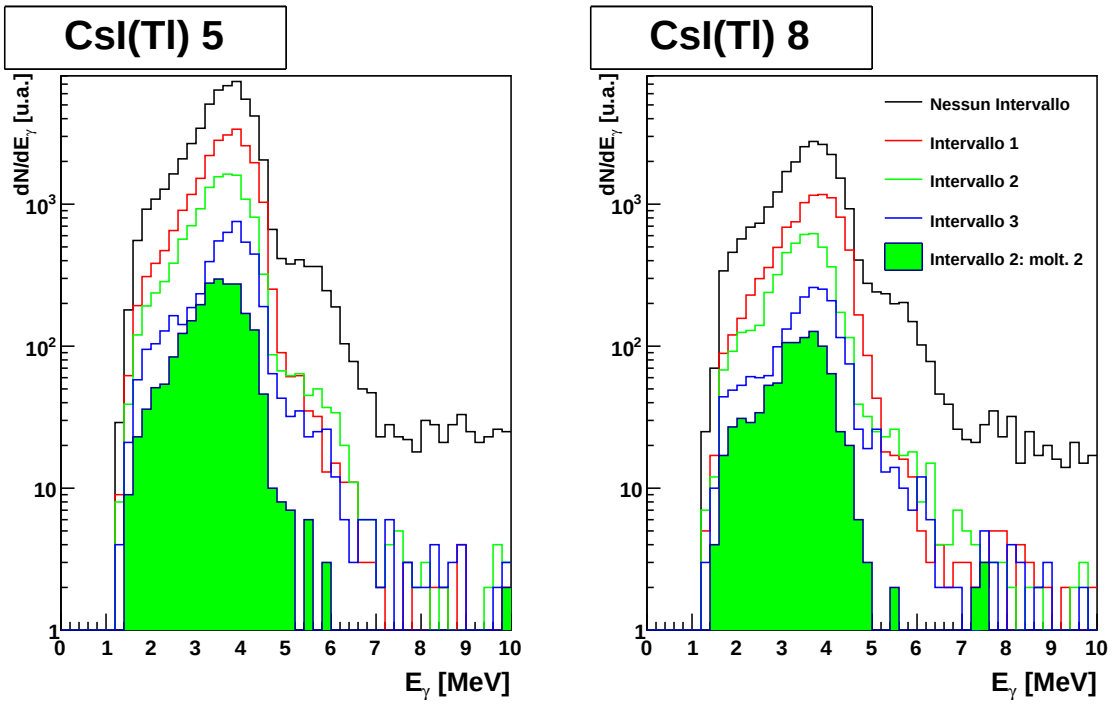


Figura B.1: *Distribuzioni energetica della "radiazione gamma" in coincidenza con ioni carbonio. Sono riportate le distribuzioni ottenute per i CsI(Tl) 5 e 8 di GARFIELD.*

selezione sull'energia cinetica degli ioni carbonio (in nero) presenta un picco evidente attorno a 4 MeV ed una struttura meno intensa a 5.5 MeV. Il picco a 4 MeV è presente, come atteso, per tutti gli intervalli di selezione definiti. Osserviamo, inoltre, che nell'Intervallo 2 si può avere molteplicità di radiazione gamma uguale a 2. Abbiamo quindi selezionato gli eventi in cui la molteplicità di eventi nel "contorno gamma" dei CsI(Tl) di GARFIELD era pari a 2, e per tali eventi abbiamo prodotto la distribuzione di energia dei CsI 5 ed 8. Queste distribuzioni sono riportate, riempite in verde, in fig. B.1. Come prevedibile, non si notano differenze di forma rispetto agli altri istogrammi.

Sebbene si tratti di osservazioni preliminari che richiederanno ulteriori approfondimenti, quest'ultima analisi offre uno spunto interessante per i futuri esperimenti della collaborazione NUCL-EX con GARFIELD, perché mostra che non è impossibile in-

cludere (senza costi aggiuntivi) nelle informazioni fornite dall'apparato (finora limitate alle particelle cariche) anche informazioni sulla radiazione gamma, sia pure con qualità non certo confrontabile con quella dei rivelatori al germanio, i migliori rivelatori per questo tipo di radiazione.

Bibliografia

[1] Y. P. W. Greiner, W. S. W. Scheid, Nuclear Molecules, 1995.

[2] M. Brenner, Cluster Structure of Atomic Nuclei, Research Signpost, 2010.

[3] C. Beck, Clusters in Nuclei, Vol. 1, Springer, 2010.

[4] C. Beck, Clusters in Nuclei, Vol. 2, Springer, 2012.

[5] C. Beck, Clusters in Nuclei, Vol. 3, Springer, 2014.

[6] D. Delion, Theory of Particle and Cluster Emission, Springer, 2010.

[7] H. H. Y. Funaki, A. Tohsaki, Prog. part. nucl. phys. 82, 78.

[8] L. M. et. al., J. phys. g: Nucl. part. phys. 41, 075107.

[9] L. M. et. al., J. phys. g: Nucl. part. phys. 41, 075108.

[10] L. M. et. al., Epj web of conferences 88, 0002 6.

[11] M. B. et al., Eur. phys. j. a 49: 128.

[12] R. J. Charity, Physical review c 82, 014610.

[13] G. Baiocco, Towards a reconstruction of thermal properties of light nuclei from fusion-evaporation reactions, tesi di dottorato, bologna (2010).

[14] G. A. et al., Nucl.phys. a 729, 337.

[15] R. Bass, Nucl. phys. a 231, 45.

[16] S. Valdré, Competition between heavy-ion reaction mechanisms as a function of the system isospin, tesi di dottorato, firenze (2016).

[17] W. H. e H. Feshbach, Phys. rev. 87.

[18] C. B. e P. Danielewicz, Introduction to nuclear reactions, IoP, 2004.

[19] R. F. Casten, Nuclear Structure From A Simple Perspective, Oxford University Press, 1990.

[20] H. Horiuchi, K. Ikeda, Prog. theor. phys. 40, 277.

[21] W. von Oerzten, Eur. phys. j. a 11, 403.

[22] B. B. et al., Phys. lett. b 755, 475.

[23] F. Hoyle, Astrophys. j. suppl. ser. 1 12.

[24] T. Y. et al., Lecture notes in physics 848, 229.

[25] Y. F. et al., Phys. rev. lett. 101, 082502.

[26] P. C. et al., Phys. rev. 160, 827.

[27] N. C. et al., Phys. rev. c 88, 064309.

[28] M. M. H. et al., Phys rev. c 27, 2902.

[29] Y. Chiba, M. Kimura, J. phys.: Conf. ser. 569, 012047epj.

[30] L. N. et al., Nuclear instruments and methods in physics research a 701, 145-152.

[31] S. Sambi, Tesi triennale, http://www.bo.infn.it/nucl-ex/tesi%20sara.pdf.

[32] M. D. et al., Eurisol town meeting, pisa, italy.

[33] Sqlite3 web page, https://www.sqlite.org/.

[34] F. James, Minuit reference manual - version 94.1, cern-d-506.

[35] G. Knoll, Radiation Detection and Measurement, third ed., Wiley, New York, 1999.

[36] G. C. et al., Refining energy calibration of the nucle-ex csi(tl) scintillators lnl annual report.

[37] A. Bohr, B. R. Mottleson, Nuclear Structure Vol. 1, Benjamin, New York.

[38] G. H. Rawitscher, Nuclear physic 85, 337.

[39] Z. Chen, C. K. Gelbke, Phys. rev. c 38, 2630.

[40] W. D. et al., Nucl phys. a 217, 2, 269.

[41] Nudat2 web page, www.nndc.bnl.gov/nudat2/.

[42] S. K. G. et al., Z. phys. a 317, 75.

[43] M. E. O. et al., Nucl. phys. a 231, 45.

[44] M. C. et al., Phys. rev. c 91, 054313.

[45] S. V. et al., Submitted to phys. rev. c.

[46] Nuclear reaction video project, http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/qcalc/.

[47] L. M. et al., J. phys. g: Nucl. part. phys. 43, 045110.

[48] S. A. et al, Nuclear instruments and methods in physics research a 506, 250-303.

[49] G. C. et. al., Phys. g: Nucl. part. phys. 43, 045110.

[50] G. Cardella, Private communication.

Ringraziamenti

Sono le 21:06 del 5 Luglio 2016, Bruce Springsteen ha iniziato da più di un'ora la sua seconda data a S. Siro, mentre io sono qui, seduto alla mia scrivania ed ho appena finito di scrivere la mia Tesi di Laurea Magistrale. Certo, il concerto del Boss è qualcosa di sconvolgente, ma scrivere la Tesi è qualcosa che ti capita una volta sola nella vita: e non avrei potuto farcela senza tutte quelle persone che mi hanno supportato in questo cammino lungo quasi 11 mesi.

Voglio quindi ringraziare il mio relatore, Gabriele, e tutte le persone della collaborazione NUCL-EX, in particolar modo Giovanni, Sandro e Silvia, non solo il grande aiuto in questi ultimi tempi frenetici di scrittura, ma soprattutto per avermi istruito e guidato nel mio personale processo di formazione e crescita. Ringrazio inoltre Luca Morelli, dell'Università di Bologna, che grazie al suo aiuto sono riuscito a districarmi tra gli infiniti dettagli analisi.

Sicuramente, però, non avrei potuto scrivere questa Tesi senza il supporto della mia famiglia, che va ben oltre gli 11 mesi impiegati per laurearmi. L'affetto, il rigore, il supporto (molto supporto economico) che mi hanno dimostrato, e che continuano a dimostrarmi da ben oltre 25 anni, sono stati le solide fondamenta per poter arrivare dove sono ora.

Ma non mi dimentico dei miei amici, di tutte le persone che ho incontrato nel corso di questi cinque lunghi anni universitari. Si sa, le amicizie vanno e vengono, ma ogni persona lascia comunque qualcosa per cui valga la pensa essere ricordata, qualunque sia la strada che poi prenderemo nel nostro futuro. Ma qualcuno si merita qualche ringraziamento in particolare, come Miriam, la miglior compagna di laboratorio che si possa mai chiedere; il Cecio e il Mitri compagni di (dis)avventure; il Rossi, già perché non ti chiamerò mai Lorenzo, ma tu lo sai e mi vuoi bene lo stesso. Infine loro, i ragazzi di Anghiari, con i quali siamo cresciuti giocando a calcio e sempre saranno al mio fianco.

Sono le 21:32 del 5 Luglio 2016, in cuffia passa "Wind-Up" dei Jethro-Tull, e penso che sia giunto il momento di consegnarla questa Tesi.