

Università degli Studi di Bologna

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

**MISURE SPERIMENTALI DI REAZIONI
NUCLEARI DI MULTIFRAMMENTAZIONE**

Tesi di laurea di:

SERENA FABBRI

Relatore:

Chiar. mo Prof. MAURO BRUNO

Correlatrice:

Dott.ssa ELENA GERACI

II Sessione

Anno Accademico 2002-2003

Università degli Studi di Bologna

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

MISURE SPERIMENTALI DI REAZIONI NUCLEARI DI MULTIFRAMMENTAZIONE

Tesi di laurea di:
SERENA FABBRI

Relatore:
Chiar. mo Prof. MAURO BRUNO

Correlatore:
Dott. ssa ELENA GERACI

Parole chiave: Reazioni nucleari, Misure sperimentali,
Rivelazione di particelle, Tecniche di identificazione in massa e
carica, Produzione isotopica.

II Sessione

Anno Accademico 2002-2003

INDICE

| | |
|---------------------------|-------|
| INTRODUZIONE | pag.1 |
|---------------------------|-------|

CAPITOLO 1

| | |
|--|---------|
| Reazioni nucleari fra ioni pesanti | pag. 7 |
| 1.1 Considerazioni generali..... | pag. 7 |
| 1.2 Risultati sperimentali..... | pag. 13 |
| 1.3 Descrizione dinamica..... | pag. 15 |
| 1.4 Descrizione statistica..... | pag. 17 |
| 1.5 Coalescenza..... | pag. 20 |
| 1.6 Segnali sperimentali di transizioni di fase..... | pag. 24 |
| 1.7 La temperatura limite..... | pag. 31 |

CAPITOLO 2

| | |
|---|---------|
| Apparati sperimentali | pag. 33 |
| 2.1 Apparato sperimentale Chimera..... | pag. 33 |
| 2.1.1 Rivelatori al Si..... | pag. 37 |
| 2.1.2 Rivelatori al Csl(Tl)..... | pag. 40 |
| 2.1.3 Catena elettronica..... | pag. 43 |
| 2.1.3.1 Elettronica per i rivelatori al Silicio..... | pag. 43 |
| 2.1.3.2 Elettronica per gli scintillatori Csl(Tl)..... | pag. 46 |
| 2.1.4 Sistema di controllo e acquisizione dati..... | pag. 48 |
| 2.1.4.1 <i>Trigger</i> MUSE..... | pag. 50 |
| 2.2 Apparato sperimentale G.AR.F.I.E.L.D..... | pag. 53 |
| 2.2.1 <i>Ring Counter</i> | pag. 55 |

CAPITOLO 3

| | |
|--|---------|
| Le misure sperimentali ai LNS | pag. 57 |
| 3.1 Il Ciclotrone Superconduttore..... | pag. 57 |

| | |
|---|---------|
| 3.2 Le misure | pag. 60 |
| 3.2.1 Procedure di controllo dei dati raccolti..... | pag. 61 |
| 3.2.2 Controlli sul funzionamento dei rivelatori..... | pag. 72 |

CAPITOLO 4

Procedura di identificazione in massa e carica di frammenti.....

pag. 75

| | |
|---|----------|
| 4.1 Introduzione..... | pag. 75 |
| 4.2 Metodo di identificazione..... | pag. 76 |
| 4.3 Procedura di identificazione..... | pag. 84 |
| 4.3.1 Determinazione dei parametri..... | pag. 84 |
| 4.3.2 Determinazione di carica e massa degli ioni rivelati..... | pag. 88 |
| 4.3.3 Procedura di determinazione della massa degli isotopi..... | pag. 88 |
| 4.4 Determinazione delle masse per i rivelatori del <i>Ring Counter</i> | pag. 104 |
| 4.5 Determinazione delle masse per i rivelatori di Chimera..... | pag. 106 |
| 4.6 Conclusioni..... | pag. 110 |

CAPITOLO 5

Conclusioni.....

pag. 113

BIBLIOGRAFIA.....

pag. 117

Ringraziamenti

INTRODUZIONE

Questo lavoro di tesi è dedicato alla descrizione di misure effettuate presso i Laboratori Nazionali del Sud dell'INFN di Catania (LNS) ed alla messa a punto e successive applicazioni di un metodo di identificazione di carica e massa dei frammenti emessi in reazioni nucleari fra ioni pesanti.

Il lavoro si inquadra nell'ambito di un programma sperimentale pluriennale, del gruppo NUCL-EX, che è stato approvato dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Il programma consiste in una serie di misure per studiare sia gli aspetti dinamici che termodinamici nelle reazioni nucleari. Una prima serie di misure è stata presentata ai comitati scientifici di valutazione dei Laboratori Nazionali di Legnaro e del Sud ed è stata approvata. La prima misura è stata effettuata nel mese di luglio 2003 (vedi Cap. 3) con l'apparato Chimera presso i Laboratori del Sud, e intende investigare reazioni di multiframmentazione, con particolare riguardo allo studio della regione di coesistenza tra la fase liquida e gassosa nell'ambito della transizione di fase in reazioni nucleari.

Le reazioni che sono state misurate sono ($^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$) e ($^{62}\text{Ni}+^{48}\text{Ca}$) ad energie del fascio di 25 AMeV. Una seconda misura degli stessi sistemi è stata programmata con l'apparato Garfield presso i laboratori di Legnaro dell'INFN ad un'energia di 15 AMeV. In tal modo, selezionando le reazioni più centrali nelle quali si forma un sistema intermedio eccitato, si vuol iniziare uno studio sistematico del decadimento di sistemi nucleari con $A \approx 100$ in funzione dell'energia di eccitazione e dell'asimmetria fra il numero di neutroni ed il numero di protoni.

Gli scopi principali di questa serie di esperimenti sono quelli di esplorare l'insorgere e l'evolversi con l'energia del fenomeno di multiframmentazione, cioè dell'emissione contemporanea di più di due frammenti da parte del nucleo eccitato.

L'evolvere del fenomeno della multiframmentazione è legato alla problematica delle transizioni di fase tipo liquido-gas nella materia nucleare ed in particolare nei sistemi finiti. Il nucleo, infatti, nello stato fondamentale ed a basse energie di eccitazione può essere trattato come un liquido, mentre ad alte energie (e a basse densità) come un gas. Ci si aspetta quindi che ci sia una regione energetica di transizione. Collegato a questa problematica un altro degli scopi della serie di esperimenti è quello di studiare la temperatura limite, cioè la temperatura massima alla quale un nucleo può evaporare particelle in modo statistico. La dipendenza del valore della temperatura limite dal rapporto N/Z del nucleo eccitato e la relazione fra questa temperatura e quella corrispondente alla transizione di fase è uno degli argomenti più interessanti in questo periodo. Sono infatti in fase di progetto nuovi acceleratori che possono fornire fasci radioattivi, cioè fasci non esistenti in natura e quindi con rapporto N/Z o più grande o più piccolo di quello dei nuclei stabili fin adesso utilizzati nelle reazioni nucleari fra ioni pesanti.

Per tutte queste investigazioni è necessario poter rivelare con la massima efficienza tutti i prodotti della reazione. È quindi indispensabile utilizzare apparati sperimentali a 4π che consentano la rivelazione e l'identificazione di tutte le particelle leggere e dei frammenti emessi nelle reazioni. Riveste particolare importanza la contemporanea determinazione di carica e massa del maggiore numero di prodotti se si vogliono studiare gli effetti di isospin e se si vogliono ottenere informazioni sulla temperatura del sistema eccitato, che si può ottenere con opportuni rapporti fra le rese di diversi isotopi.

Risulta quindi cruciale una accurata calibrazione in massa e in carica dei frammenti. La calibrazione deve avere la caratteristica di essere sufficientemente rapida pur essendo il più possibile accurata.

In questa tesi vengono descritte tutte le prove effettuate su un campione di rivelatori, in questo caso telescopi costituiti da rivelatori al Silicio (Si) e scintillatori (CsI(Tl)) del rivelatore *Ring Counter* che fa parte dell'apparato Garfield e dei telescopi dell'apparato Chimera.

Le tecniche di identificazione che vengono presentate sono basate sul metodo $\Delta E-E$ e sulla formula di Bethe-Bloch che descrive la perdita di energia di particelle cariche nella materia.

Una difficoltà supplementare nella messa a punto di metodi di identificazione sta nel fatto che gli scintillatori, utilizzati negli apparati sperimentali, non sono rivelatori lineari, cioè la risposta non è proporzionale solo all'energia della particella, ma dipende anche dal tipo di particella rivelata.

Nel capitolo 1 è presentata la problematica fisica di questa serie di esperimenti. In particolare, dopo una breve descrizione generale delle reazioni nucleari fra ioni pesanti nell'intervallo dell'energie intermedie (15-200 AMeV), vengono descritti schematicamente i modelli teorici che descrivono questi processi. Infine si esaminano alcuni segnali sperimentali di transizione di fase e si discute della temperatura limite.

Il capitolo 2 è dedicato ad una descrizione degli apparati sperimentali e dei tipi di rivelatori che li costituiscono, con particolare riguardo all'apparato Chimera che è stato utilizzato per le misure sperimentali. Viene descritta brevemente l'elettronica utilizzata, il sistema di *trigger* ed il sistema di acquisizione dati.

Nel capitolo 3, dopo un cenno sul funzionamento dell'acceleratore Ciclotrone Superconduttore (CS) dei Laboratori Nazionali del Sud, viene descritta la misura sperimentale, con

particolare riguardo ai controlli effettuati per verificare il buon funzionamento di tutti i rivelatori costituenti l'apparato Chimera.

Il capitolo 4 descrive il metodo di identificazione in carica e massa delle particelle rivelate. In particolare sono presentate le prove che sono state condotte su un sottoinsieme di rivelatori per definire la procedura atta a determinare massa e carica in tutti i rivelatori sia dell'apparato Chimera che del *Ring Counter* dell'apparato Garfield.

Nelle conclusioni sono infine presentati i risultati dell'identificazione di carica e massa in una misura condotta con l'apparato Garfield. Sono presentate le distribuzioni di massa per $Z = 3 \div 6$ e sono effettuati i primi confronti con le previsioni di un modello teorico.

CAPITOLO 1

REAZIONI NUCLEARI FRA IONI PESANTI

1.1 CONSIDERAZIONI GENERALI

Le reazioni nucleari che avvengono quando due ioni pesanti collidono presentano aspetti diversi in funzione dell'energia incidente. Uno degli aspetti più interessanti in queste reazioni nucleari è che parte dell'energia cinetica si trasforma in moto disordinato, cioè calore.

Se consideriamo la velocità relativa v_{AA} fra i nuclei interagenti possiamo calcolare la lunghezza d'onda ridotta associata all'interazione nucleone-nucleone:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi m v_{AA}} \quad (1.1)$$

con m massa del nucleone. Se calcoliamo questa quantità per energie incidenti $E/A = 1, 10, 100$ e 1000 MeV otteniamo per sistemi simmetrici lunghezza d'onda $\lambda/2\pi = 6.5, 2.1, 0.67,$ e 0.24 fm rispettivamente. Confrontando questa lunghezza d'onda con la distanza media nucleone-nucleone, dell'ordine di 2 fm possiamo osservare, al crescere dell'energia il decrescere dell'importanza di effetti collettivi ed il crescere di effetti di collisioni a due corpi nucleone-nucleone. A seconda del valore di λ possono avvenire processi diversi fra loro. Ciò si può paragonare ad un analogo ottico per cui per esaminare dettagli dei corpi è necessario utilizzare radiazione incidente di lunghezza d'onda comparabile con le dimensioni dei dettagli stessi.

Se λ è molto maggiore di 2 fm che corrisponde ad energie incidenti fino a circa 15 A MeV, la dissipazione dell'energia può essere descritta con un campo medio nucleare (dissipazione ad

un corpo) e si hanno così nuclei deformati, ruotanti e/o compressi. In questi casi infatti, che corrispondono ad energie incidenti fino a circa 15 AMeV, è come se ogni nucleone interagisse con tanti nucleoni contemporaneamente.

Se λ è molto minore di 2 fm l'energia è dissipata in collisioni nucleone-nucleone (dissipazione a due corpi); questo meccanismo prevale per alte energie del fascio (energie > 200 AMeV). La lunghezza d'onda dei nucleoni proiettile è comparabile con le dimensioni dei nucleoni. Ad energie ancora più alte la lunghezza d'onda diventa comparabile con le dimensioni dei componenti subnucleari e cominciano ad essere importanti i gradi di libertà subnucleari.

La classificazione delle reazioni, invece che in funzione di $\lambda/2\pi$, e quindi di v_{AA} , si può fare in funzione dell'energia per nucleone E/A , proporzionale a v_{AA} , piuttosto che in funzione dell'energia totale.

Nell'intervallo delle energie intermedie, cioè per energie comprese tra 15 AMeV e 200 AMeV entrambi i processi di dissipazione a uno e due corpi sono presenti e fortemente competitivi.

Per capire più a fondo i meccanismi di reazione è da sottolineare anche l'importanza del parametro d'urto (b), al variare del quale le collisioni possono andare dalle più centrali alle periferiche. In generale le collisioni si suddividono in due grandi classi: periferiche-semiperiferiche e centrali-semicentrali. Le collisioni periferiche sono più probabili rispetto alle collisioni centrali perché la sezione d'urto geometrica, la quale è proporzionale al quadrato del parametro d'impatto ($\sigma = \pi b^2$), è ovviamente maggiore per le collisioni periferiche. Quindi nel selezionare le collisioni centrali, è necessario utilizzare un metodo molto efficiente per isolare queste reazioni meno probabili.

Per queste due classi di reazioni si assiste a fenomeni diversi fra loro.

Nelle collisioni periferiche a grandi parametri d'urto, si formano due sistemi distinti più o meno debolmente eccitati, chiamati il quasi-proiettile (QP) e il quasi bersaglio (QT). Questi due sistemi, essendo eccitati, possono decadere, e se la catena di decadimento non è troppo lunga e/o complessa i loro prodotti finali sono denominati frammenti tipo proiettile (PLF) e frammenti tipo bersaglio (TLF), aventi numero atomico simile al proiettile e al bersaglio, rispettivamente. Oltre a questi frammenti, in funzione dell'energia di eccitazione, possono venire emesse particelle leggere e frammenti di massa intermedia (IMF). Per IMF si intendono frammenti aventi carica compresa tra 3 e circa 20.

Un fenomeno interessante che si può osservare, sia per sistemi di massa media che pesante a questi parametri d'impatto, è la formazione di una struttura denominata *neck*. Il *neck* si origina nella regione di sovrapposizione tra i 2 nuclei interagenti, ed è formato da materia nucleare molto densa e molto calda dalla caratteristica forma allungata che per un certo tempo collega le due regioni del sistema intermedio che danno origine al PLF e il TLF. Il *neck* può diventare un'ulteriore sorgente soprattutto di IMF leggeri a seguito di una rottura di natura meccanica,

FIG. 1.1 componente perpendicolare della velocità in funzione della componente parallela alla direzione del fascio per alcuni prodotti della reazione $^{116}\text{Sn}+^{93}\text{Nb}$ a 29.5 A MeV. A sinistra sono presentati i dati sperimentali, a destra simulazioni di emissione evaporativa.

dovuta al fatto che questa regione è molto allungata (vedi figura 1.1).

Le collisioni centrali avvengono invece a piccoli parametri d'urto e sono caratterizzate dalla formazione di un unico sistema fuso. Si possono avere diversi fenomeni in funzione dell'energia incidente.

A bassa energia solitamente si forma il nucleo composto eccitato il quale poi decade dando luogo a un residuo di evaporazione o a due frammenti di fissione, se il sistema è pesante. L'evaporazione è un processo di decadimento proprio dei sistemi all'equilibrio termico; essa è legata al moto termico caotico dei nucleoni alla superficie del nucleo, e consiste nell'emissione statistica di particelle leggere e di fotoni che via via raffreddano il nucleo; anche contemporaneamente alla fissione possono essere emesse particelle leggere.

All'aumentare dell'energia si passa dalla fusione completa del proiettile e bersaglio alla fusione incompleta, cioè vengono emesse particelle leggere (emissione di pre-equilibrio) prima che si raggiunga l'equilibrio. Ciò è determinato dal fatto che non tutte le particelle del proiettile sono trattenute dal bersaglio durante l'interazione, in quanto le collisioni nucleone-nucleone e gli effetti del campo medio non sono abbastanza efficaci nel rallentare il moto dei nucleoni entranti. Si può affermare che la fusione completa sia probabile solo per energie inferiori a 10 A MeV.

Il risultato più importante di una collisione centrale tra ioni pesanti è il fatto che si ottiene materia nucleare calda e compressa. Lo studio di queste collisioni fornisce quindi la possibilità di studiare le proprietà della materia nucleare, in condizioni lontane dalla materia nucleare nello stato fondamentale.

Le caratteristiche di una collisione sono determinate dall'energia di eccitazione E^* depositata nei sistemi eccitati che si formano, che vengono denominate sorgenti. Più precisamente questa quantità è data dalla somma delle energie di rotazione, di compressione e termica. Essa non esaurisce l'energia cinetica

iniziale, la parte rimanente sta nell'energia delle particelle eventualmente emesse nella fase di pre-equilibrio. Per poter confrontare sorgenti di taglia diversa è più opportuno utilizzare l'energia di eccitazione per nucleone $\varepsilon^*=E^*/A$, che può essere confrontata con l'energia di legame per nucleone (B).

Questa quantità è l'elemento chiave che permette di capire l'evoluzione delle modalità di decadimento della materia nucleare calda. All'aumentare dell'energia ε^* i processi di diseccitazione partono dall'evaporazione di particelle leggere e gamma ed arrivano fino a processi come la vaporizzazione del sistema cioè alla rottura completa del nucleo in protoni, neutroni e particelle alfa.

Consideriamo ora una sorgente che abbia raggiunto un certo grado di equilibrio, cioè un sistema che può essere considerato indipendente dal modo in cui si è formato.

Tra i processi di bassa energia sono inclusi l'evaporazione, le risonanze giganti, e la fissione.

Se consideriamo l'evaporazione (descritta in precedenza), poiché il sistema è all'equilibrio termico, è possibile avere informazioni sulla sua temperatura T . Se si considera il nucleo come un liquido caldo, in prima approssimazione si ha:

$$E^* = aT^2 \quad (1.2)$$

con a parametro densità di livelli.

Tale relazione è valida solo per temperature T minori o uguali a 3-4 MeV, per le quali il parametro densità dei livelli è stimato essere proporzionale a circa $A/8$.

Al contrario del processo di evaporazione di singola particella, sia le risonanze giganti che la fissione nucleare sono dei moti collettivi; le prime sono di piccola ampiezza a temperature moderate e finite, mentre la seconda rappresenta un moto collettivo di grand'ampiezza per sistemi massivi.

La risonanza gigante può essere considerata come il moto separato in direzione opposta dei protoni e neutroni che produce

una deformazione del nucleo ma senza spostamento del suo centro di massa, portando il nucleo a stati di eccitazione di circa 10 MeV sopra il livello fondamentale [1.10]. Vengono quindi emessi dei fotoni ad alta energia; la distribuzione d'energia è all'incirca gaussiana con un massimo (energia di risonanza E_{GDR}) ad una larghezza a metà altezza Γ_{GDR} .

La fissione può essere descritta utilizzando il modello a goccia liquida per simulare il comportamento del nucleo. Essa è legata alla deformazione del nucleo che porta ad una variazione dell'energia superficiale e dell'energia coulombiana. Il nucleo dalla forma sferica iniziale tende a deformarsi assumendo una forma allungata; in questo modo i protoni più esterni sono sempre soggetti alla repulsione coulombiana mentre entrambe le due regioni in cui tende a dividersi il sistema sentono sempre meno l'interazione nucleare la quale è a corto *range*. Quando l'interazione coulombiana (che va come Z^2) prevale sull'interazione forte (proporzionale ad A) si ha la rottura del nucleo in due frammenti massivi [1.1].

La fissione e l'evaporazione sono processi in competizione a causa del fatto che la fissione avviene in tempi relativamente lunghi durante i quali molte particelle possono evaporare raffreddando così il sistema e inibendola.

Per processi di alta energia si intendono quelli in cui ϵ^* è maggiore di 1 A MeV fino ad energie confrontabili con l'energia di legame per nucleone B di circa 8 A MeV.

Il passaggio graduale da processi di decadimento a bassa energia ad alta è associato al passaggio dalla fissione alla frammentazione, cioè da una modalità di decadimento a due corpi ad un decadimento nel quale sono emessi almeno 3 frammenti massivi nello stato finale [1.2]. Questo processo di frammentazione può essere originato in due modi diversi e cioè una sequenza di fissioni binarie oppure una produzione simultanea di più frammenti (vedi §1.2-1.4).

1.2 RISULTATI SPERIMENTALI

In un esperimento del 1993 [1.3] effettuato presso l'acceleratore di Ganil nella camera di *scattering* Nautilus, è stato osservato il fenomeno di emissione di tre frammenti, poi confermato da esperimenti più recenti [1.4].

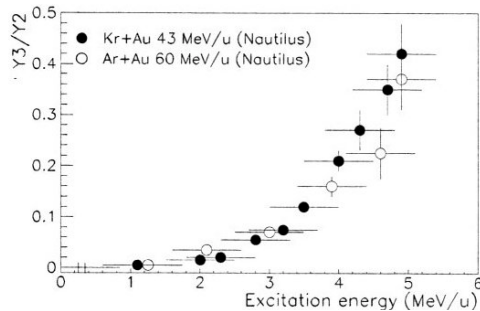


FIG. 1.2 Evoluzione della competizione tra fissione (Y2) e decadimento a 3 corpi (Y3) in funzione di E^*/A .

Confrontando (figura 1.2) il numero di eventi nel quale sono stati osservati 3 frammenti massivi con il numero di eventi con 2 frammenti massivi in funzione dell'energia di eccitazione ϵ^* , si nota che il primo diventa un processo

competitivo per ϵ^* di circa 3 A MeV, anche se l'evaporazione e la fissione continuano ad essere presenti.

Questo andamento è stato osservato per diversi proiettili e diverse energie di fascio e ciò fa supporre che questo passaggio sia essenzialmente guidato dall' ϵ^* .

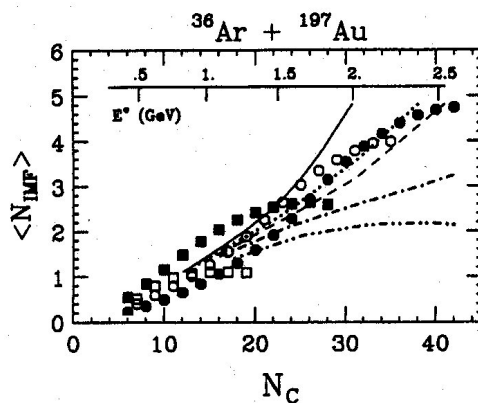


FIG. 1.3 Numero medio di frammenti emessi in funzione della molteplicità delle particelle cariche leggere a diverse energie incidenti: da 35 A MeV (quadrato bianco) a 110 A MeV (fondo nero)

L'importanza dell'energia di eccitazione nel processo di frammentazione è stata sottolineata anche dai risultati ottenuti in un esperimento effettuato per il sistema Ar+Au (figura 1.3), che ha ricevuto diverse conferme successivamente [1.5].

Si è trovato infatti che il numero medio di frammenti emessi $\langle N_{IMF} \rangle$, nella sopraccitata reazione, in funzione della molteplicità delle particelle cariche

leggere N_c , mostra lo stesso andamento crescente per diverse energie incidenti.

In particolare si osserva che per grandi valori di N_c , $\langle N_{IMF} \rangle$ tende a saturare in quanto molte particelle cariche leggere sono prodotte e la carica totale si deve conservare. Questo andamento è in buon accordo con il cosiddetto *rise and fall* della frammentazione (figura 1.4), che descrive la molteplicità di IMF prodotti in diverse reazioni e a diverse energie incidenti in funzione dell'energia di eccitazione.

Si nota infatti che la produzione di IMF aumenta per ϵ^* maggiori di 3 AMeV fino al massimo per 9 AMeV per poi diminuire in quanto l'energia di eccitazione è vicina a B e quindi il sistema va verso la vaporizzazione in alfa, p e n.

Riassumendo si può affermare che la frammentazione rappresenta il meccanismo intermedio tra i decadimenti a bassa energia (evaporazione) a quelli di alta energia (vaporizzazione). In realtà il fenomeno della frammentazione presenta diversi aspetti al variare dell'energia, passando da una serie di fissioni sequenziali ad una rottura del sistema in più di due parti in tempi molto brevi detta multiframmentazione (per maggiori dettagli vedi §1.4).

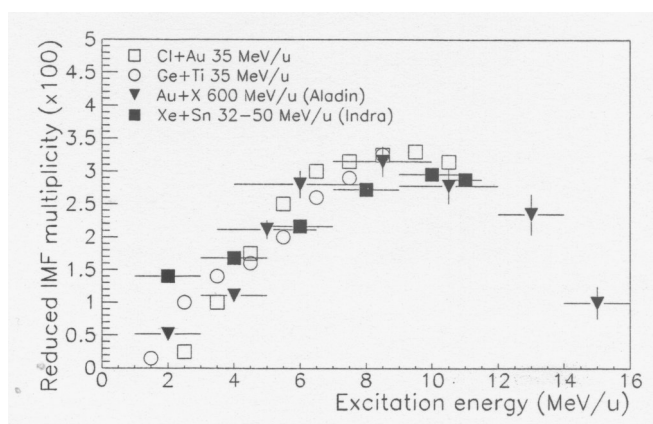


FIG. 1.4 Rise and Fall della molteplicità di IMF in funzione di ϵ^* per diversi sistemi, misurati con diversi apparati sperimentali

1.3 DESCRIZIONE DINAMICA

L'aspetto importante della multiframmentazione è che essa è uno strumento per capire le proprietà della equazione nucleare di stato (EOS) a temperature finite a bassa densità ρ , ed in particolare per verificare l'esistenza di una transizione di fase del tipo liquido-gas.

La possibilità dell'esistenza di una transizione di fase nasce dal confronto tra il potenziale nucleare, il quale è attrattivo per grandi distanze e repulsivo a piccole, e il potenziale intermolecolare.

L'analogia fra la forma dei due potenziali suggerisce che l'equazione di stato della materia nucleare infinita abbia una forma simile all'equazione di stato di Van der Waals che descrive gas reali e che quindi anche per la materia nucleare esista una transizione di fase simile a quella liquido-gas.

Nel caso nucleare la fase liquida è identificata con quella in cui i nucleoni sono legati insieme a densità vicine alle densità normali, mentre la fase gassosa è identificata con nucleoni liberi per cui la densità ρ è notevolmente più piccola.

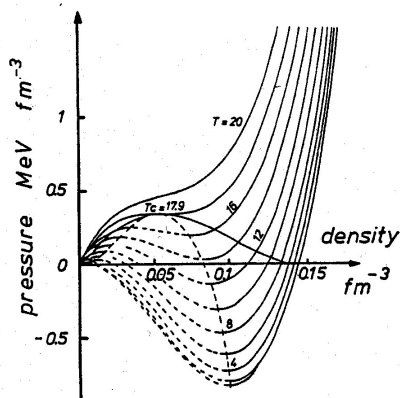


FIG. 1.5 Isotherme, pressione in funzione della densità. La linea piena delimita la regione di coesistenza liquido-gas, le linee tratteggiate corrispondono alla regione spinodale.

Questa analogia permette di comprendere la forma generale delle isoterme della EOS (figura 1.5), e suggerisce anche la possibilità della coesistenza tra queste due fasi. Nelle reazioni nucleari però, a differenza dei fluidi, non si può parlare di materia nucleare infinita perché i nuclei eccitati hanno dimensioni finite. La fase

liquida è identificata con i frammenti, mentre la fase gassosa con le particelle leggere; la transizione dalla fase liquida a quella gassosa corrisponde al passaggio fra un nucleo considerato come una goccia di liquido che evapora ed un gas che corrisponde alla vaporizzazione del sistema. Alla sommità della linea che delimita la regione di coesistenza passa la cosiddetta isoterma critica. A questa temperatura la transizione è una transizione di fase del secondo ordine. A temperature inferiori a quella critica si ha una transizione di fase del primo ordine che passa attraverso una regione di coesistenza liquido-gas. Questa corrisponde alla presenza contemporanea di frammenti (simili al liquido) e particelle leggere (gas).

Considerando una isoterma del grafico (P,ρ) (delimitata dalla linea tratteggiata in figura 1.5), un sistema fuso compresso e caldo, prodotto a seguito di una collisione tra ioni pesanti, tende ad espandersi e quindi diminuisce la sua densità ed entra nella cosiddetta regione spinodale. Questa regione è la zona (P,ρ) (indicata dalla linea tratteggiata in fig. 1.5), all'interno della regione di coesistenza, in cui la fase liquida (IMF) e la fase gassosa (nucleoni) sono in equilibrio e si ha un andamento caratterizzato da:

$$\frac{dP}{d\rho} < 0 \quad (1.3)$$

La materia nucleare in questa regione è instabile ed è molto sensibile a piccole perturbazioni meccaniche. Questo significa che ogni fluttuazione, anche piccolissima, della densità può evolvere rapidamente e diventare dell'ordine della densità media, conducendo così il sistema a rompersi in frammenti.

Per descrivere la dinamica delle reazioni, dal momento che non si sanno risolvere esattamente problemi quantistici a molti corpi, si ricorre all'approssimazione di campo medio, nella quale vengono trascurate le interazioni elementari tra i nucleoni e la funzione d'onda a N corpi. Si aggiunge poi un termine correttivo che introduce l'interazione fra nucleoni attraverso il cosiddetto

integrale di collisione. Si media poi su tutti i gradi di libertà, ottenendo così una equazione che governa l'evoluzione temporale di una particella sotto l'influenza di tutte le altre. Si prendono le equazioni gerarchiche BBGKY (Bogoliubov, Born, Green, Kirchwood, Yvon) e si introduce una approssimazione semiclassica alla prima equazione della gerarchia. Si ottiene così l'evoluzione temporale di una funzione di distribuzione ad un corpo $f(r, p, t)$ sotto l'influenza di un campo medio $U(p)$, Coulombiano $U(Z)$ e un termine di collisione:

$$\partial_t f + \frac{\vec{p}}{m} \nabla_r f - \nabla_r U \nabla_p f + \nabla_p U \nabla_r f = I_2[f] \quad (1.4)$$

$$I_2(f) = \int d\vec{p}_2 d\vec{p}'_2 \sigma_{nn} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}'_1 - \vec{p}'_2) \cdot$$

$$[f(1')f(2')(1-f)(1-f(2)) - f f(2)(1-f(1'))(1-f(2'))]$$

dove σ_{nn} è la sezione d'urto nucleone-nucleone. Questo metodo descrive solo il comportamento medio del sistema. In particolare si ottiene che le correlazioni a N corpi non sono così importanti, quindi è come se il sistema fosse vicino all'equilibrio, situazione molto distante dalla multiframmentazione. Sono stati successivamente introdotti in tali modelli delle fluttuazioni stocastiche che evolvendo portano alla rottura del sistema e quindi possono spiegare il fenomeno della frammentazione.

1.4 DESCRIZIONE STATISTICA

Se il sistema eccitato può essere considerato come un sistema in equilibrio chimico e termico, se ne può descrivere il decadimento statisticamente, indipendentemente da come il sistema si è formato.

I modelli statistici più semplici sono quelli di frammentazione sequenziale, nei quali la frammentazione è vista come una sequenza di divisioni a due corpi a densità normale, separate sia

nello spazio sia nel tempo, fino a che il sistema diventa abbastanza freddo da non consentire più la fissione o l'evaporazione di particelle. Poiché il decadimento avviene a densità normale, il fenomeno è essenzialmente un processo di superficie.

All'aumentare dell'energia di eccitazione il sistema diventa più diluito (ρ si abbassa in quanto aumenta l'espansione del sistema) e la frammentazione gradualmente diventa un processo di volume: inizia il nuovo fenomeno della multiframmentazione.

La multiframmentazione è una emissione quasi simultanea caratterizzata da brevi tempi fra una emissione di due frammenti e da una distribuzione di carica dei frammenti più pesanti che tende a diventare simmetrica.

Se si mette in relazione il tempo fra l'emissione successiva di due frammenti (in fm/c)¹ con ϵ^* (AMeV), si osserva un andamento decrescente del tempo all'aumentare dell'energia di eccitazione, e per $\epsilon^* > 5$ AMeV si raggiunge la saturazione per tempi intorno ai 100 fm/c (fig. 1.6).

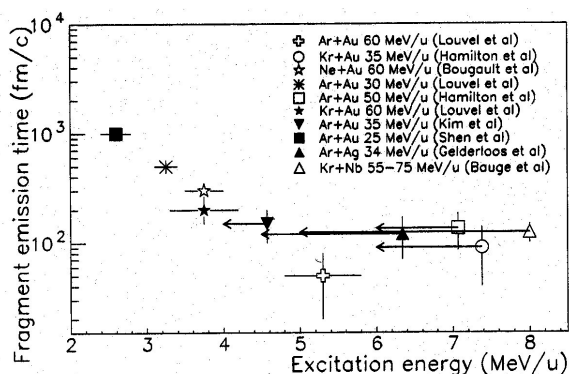


FIG. 1.6 Tempo di emissione dei frammenti in funzione di ϵ^*

Tempi così brevi vogliono significare che i frammenti sono emessi quasi simultaneamente e non più come successive fissioni di sistemi eccitati.

La rappresentazione mostrata in figura 1.7 (*Dalitz-plot*) permette di evidenziare la relazione fra le distribuzioni di carica dei tre frammenti più pesanti in ciascun evento in funzione di ϵ^* . In un triangolo equilatero ogni evento costituito da almeno tre frammenti è rappresentato da un punto che dista da ogni lato una grandezza

¹ fm/c = $(10^{-15} \text{m}) / (3 \cdot 10^8 \text{m/s}) \approx 3.3 \cdot 10^{-24} \text{s}$

proporzionale alla carica di ciascun frammento, normalizzata alla carica totale.

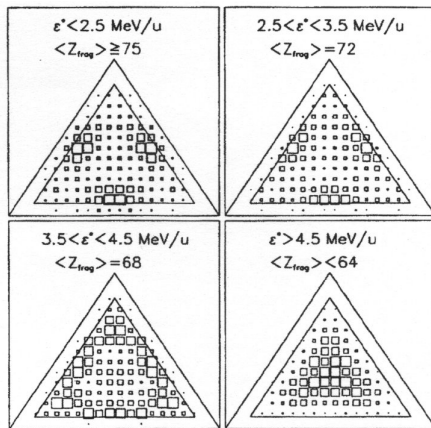


FIG. 1.7 Dalitz-plots: Z dei 3 frammenti più grandi per diversi intervalli di energia

Gli angoli del triangolo sono popolati da eventi caratterizzati da un frammento grande e due piccoli (eventi tipo evaporazione), i lati sono associati a due frammenti grandi e a uno piccolo (eventi tipo fissione), mentre il centro è popolato da eventi di massa circa uguale. Nel primo grafico si nota una dominanza di

frammenti originati da fissione, nel secondo anche gli angoli sono popolati ciò significa che si hanno ioni provenienti dall'evaporazione di IMF oltre che fissione, ed infine per grandi ϵ^* si ha un popolamento della zona centrale segno che sono stati prodotti ioni con numero atomico quasi uguale. Quindi si nota un passaggio da processi tipo fissione verso un processo (MF) che produce frammenti di taglia simile fra loro.

Esistono diversi modelli statistici simultanei che possono essere confrontati con i dati sperimentali.

In questi modelli si ipotizza che il sistema sia in una condizione di equilibrio in una regione spaziale ben definita (volume di *freeze-out* V_{fo}). Questa visione non è in contraddizione con i modelli dinamici per i quali le condizioni di *freeze-out* possono essere raggiunte nella regione spinodale.

Il volume di *freeze-out* rappresenta una regione in cui gli IMF sono immersi in un vapore di particelle in una situazione in cui non vi sono più scambi di energia e materia tra i frammenti ed il tutto è contenuto in un volume caratterizzato da bassa densità ($\rho_0/2 \div \rho_0/10$) (ρ_0 è la densità di saturazione pari a 0.17

nucleoni fm^{-3}), numero di massa A_0 , carica Z_0 , momento lineare P_0 e momento angolare L_0 .

Il nucleo caldo in equilibrio decade in un insieme di particelle leggere e IMF che prende il nome di partizione. Ogni partizione è descritta dalla massa A_i e dalla carica Z_i di ogni oggetto che la costituisce $\{(A_i, Z_i); i = 1, \dots, n\}$. È possibile determinare l'energia associata alla partizione:

$$E = E^* + M(A_0; Z_0) = \sum M_i(A_i; Z_i) + E_{\text{int}} + \sum \varepsilon_i^* + \sum \varepsilon_{k_i} \quad (1.5)$$

M_i = massa dell' i -esimo componente della partizione

E_{int} = energia di interazione delle particelle; è di natura coulombiana

ε_i^* = energia di eccitazione dell' i -esimo componente della partizione; la sommatoria si stima da $E = aT^2$

ε_{k_i} = energia cinetica dell' i -esimo componente.

Ad ogni partizione è associato un peso statistico W_{part} , che esprime la probabilità che il sistema ha di dare origine a quella configurazione di particelle. Per un insieme microcanonico, cioè un insieme statistico nel quale sia fissata l'energia di eccitazione del sistema, la probabilità è data da:

$$W_{\text{part micro}} = 1/\xi \exp[S(E_{\text{part}}, V_{f0}, P_0, L_0, A_0, Z_0)] \quad (1.6)$$

$$\xi = \sum_{\text{PART}} \exp(S_{\text{PART}}) \quad (1.7)$$

con S entropia della partizione.

$$F_{\text{part}} = K \ln Z \quad (1.8)$$

con Z funzione di partizione.

1.5 COALESCENZA

Un diverso approccio teorico all'emissione di frammenti in reazioni nucleari è dato da un modello di coalescenza che si fonda su meccanismi diversi sia da quelli del modello dinamico sia da quelli del modello statistico, già descritti nei §§1.3 ed 1.4.

In questo modello il nucleo bersaglio e il nucleo proiettile danno origine ad un nucleo intermedio non in equilibrio; l'energia di eccitazione non è equidistribuita a tutti i nucleoni che lo compongono.

Nel tempo e lungo il percorso che porta il nucleo eccitato alla termalizzazione esso può emettere particelle, nuclei leggeri, IMF.

L'emissione di IMF può avvenire secondo due processi distinti: frammentazione binaria del proiettile (fissione) e coalescenza. Poiché i due processi sono indipendenti si possono trattare separatamente.

La coalescenza è l'aggregazione di nucleoni che si trovano sia nello spazio delle configurazioni che in quello dei momenti in una regione ben definita. In altre parole nucleoni vicini con momenti paralleli tra loro danno luogo ad un frammento che può essere emesso durante la fase che porta alla termalizzazione, e quindi la si può considerare un'emissione di pre-equilibrio. La densità del sistema che evolve non è infatti costante e si possono creare delle regioni a densità più elevate circondate da regioni a densità più bassa. Se sono soddisfatte alcune condizioni queste regioni a maggiore densità danno luogo a frammenti che vengono quindi emessi in questa fase di pre-equilibrio.

In generale l'emissione degli ioni aumenta con l'aumentare dell'angolo di emissione e ha un massimo per energie vicine all'energia della barriera coulombiana.

La descrizione dell'evoluzione del sistema è descritta dalle BME (Boltzmann Master Equation). Con tali equazioni si valuta la variazione con il tempo della distribuzione dei momenti dei nucleoni di un nucleo eccitato come risultato delle loro interazioni e la loro emissione nel continuo come entità separate o facenti parte di un *cluster*.

Si considera, quindi, lo spazio dei momenti diviso in tanti volumi $\Delta V = \Delta \varepsilon \Delta p_z$ (ε è l'energia per nucleone e p_z è la componente del momento del nucleone lungo l'asse del fascio) e si valuta come la probabilità di occupazione $n(\varepsilon, \theta, t)$ degli stati di ogni ΔV vari con il tempo. Per fare questo si deve integrare un insieme di equazioni differenziali accoppiate.

Si considera il nucleo composto formato da due gas di Fermi indipendenti; i protoni e i neutroni:

$$\begin{aligned} \frac{d(n_i g_i)^p}{dt} = & \sum_{jlm} [w_{lm \rightarrow ij}^{pp} g_i^p n_i^p g_m^p n_m^p (1 - n_i^p)(1 - n_j^p) - w_{ij \rightarrow lm}^{pp} g_i^p n_i^p g_j^p n_j^p (1 - n_l^p)(1 - n_m^p)] \\ & + \sum_{jlm} [w_{lm \rightarrow ij}^{pn} g_i^p n_i^p g_m^n n_m^n (1 - n_i^p)(1 - n_j^n) - w_{ij \rightarrow lm}^{pn} g_i^p n_i^p g_j^n n_j^n (1 - n_l^p)(1 - n_m^n)] \\ & - n_i^p g_i^p w_{i \rightarrow i'}^p g_{i'}^p \delta(\varepsilon_i^p - \varepsilon_{F'}^p - B_i^p - \varepsilon_{i'}^p) - \frac{dD_i^p}{dt} \end{aligned} \quad (1.9)$$

$g_i = n$ totale di stati di ΔV

$n_i =$ probabilità di occupazione $n_i = n_i(\varepsilon, \theta, t)$

$w_{ij \rightarrow lm} =$ probabilità di transizione interna

$w_{i \rightarrow i'} =$ probabilità di emissione nel continuo

$dD_i/dt =$ termine di svuotamento: tiene conto dell'emissione di 1 aggregato di nucleoni

La molteplicità doppio differenziale si valuta attraverso:

$$\frac{d^2 M_c(E'_c, \theta_c)}{dE'_c d\Omega} = \frac{R_c}{2\pi \sin \theta} \int_0^{t_{eq}} N_c(E_c, \theta_c, t) \frac{\sigma_{inv,c} v_c}{V} \rho_c(E_c, \theta_c) dt \quad (1.10)$$

L'integrazione avviene sull'intervallo di tempo da 0 a t_{eq} che corrisponde al tempo dopo il quale l'emissione di ulteriori particelle di pre-equilibrio è trascurabile. È da notare che è necessario conoscere la probabilità di occupazione a $t = 0$.

Nella (1.10) si ha:

$E_c, E'_c =$ energia del centro di massa del *cluster* all'interno e fuori del nucleo composto;

$\sigma_{inv} =$ sezione d'urto per il processo inverso;

v' = velocità relativa residuo-*cluster*;

$\rho(E'_c, \theta_c)$ = densità degli stati nel continuo;

R_c = probabilità che il *cluster* venga emesso prima di dissolversi nei suoi costituenti. Si ritiene che sia minore o uguale a 1;

$N_c(E_c, \theta_c, t)$ = probabilità di occupazione degli stati di *cluster*.

Quest'ultima quantità esprime la probabilità che i momenti di (Z+N) nucleoni siano correlati in modo da muoversi insieme come un gruppo di nucleoni all'interno del nucleo composto, con un'energia nel centro di massa pari ad E_c . È una funzione della probabilità di occupazione degli stati di nucleoni costituenti il *cluster*. Essa si valuta attraverso la probabilità che i momenti dei nucleoni cadano nella cosiddetta sfera di coalescenza.

È necessario infine tenere conto della reale situazione sperimentale come le limitazioni angolari e le soglie energetiche dell'apparato sperimentale e le condizioni poste nella raccolta dei dati.

Nelle figure 1.8 e 1.9 sono mostrati alcuni confronti fra dati sperimentali e previsioni di modello per spettri di emissione di neutroni in reazioni $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ con E_{lab} pari a 292 MeV e $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ a 250 MeV [1.7].

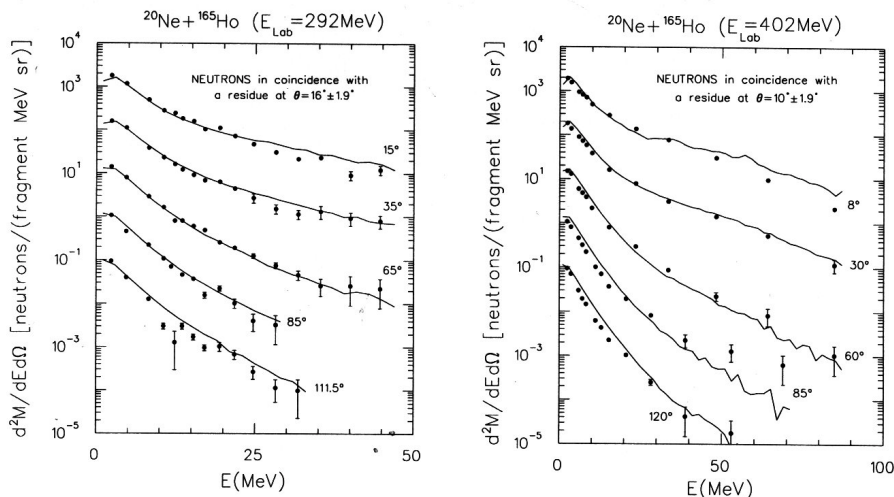


FIG. 1.8 Spettro di neutroni in coincidenza con un residuo pesante a diversi angoli. I punti sono dati sperimentali, le curve sono i risultati di calcoli.

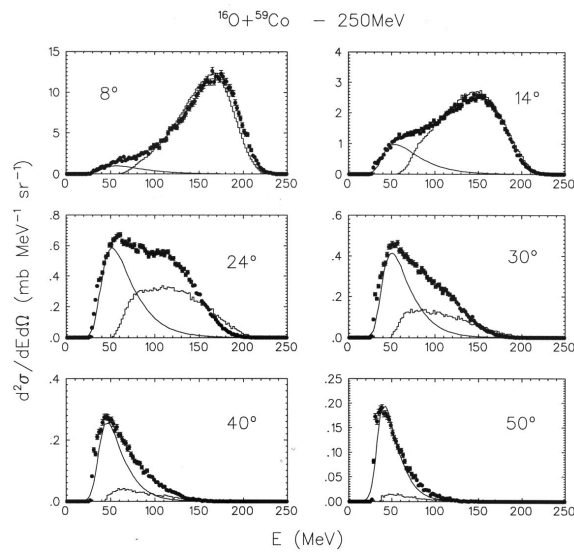


FIG. 1.9 Spettro dei frammenti di C a diversi angoli. I punti sono dati sperimentali, le linee sono ottenute da calcoli di coalescenza

1.6 SEGNALI SPERIMENTALI DI TRANSIZIONE FASE

Vi sono numerosi segnali di transizione di fase che sono stati messi in evidenza in molti esperimenti.

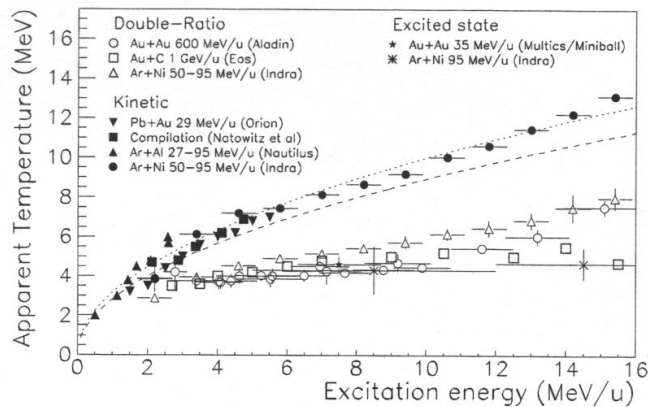


FIG. 1.10 Curva calorica: temperature nucleare in funzione di ϵ^*

I primi segnali di transizione di fase sono stati ottenuti in esperimenti negli anni '80 con l'acceleratore del Fermilab dal gruppo di Purdue in

reazioni di protoni su nuclei osservando una distribuzione del tipo $n(A_f) \sim A_f^{-\tau}$ con A_f massa del frammento e τ pari a circa 2.6 [1.8].

Uno dei segnali recenti che ha dato luogo a lunghe discussioni nell'ambiente scientifico è la cosiddetta curva calorica.

La curva calorica è l'evoluzione della temperatura con l'energia di eccitazione ϵ^* . Come si può notare dalla figura 1.10 per valori di ϵ^* tra 3 e 8 AMeV la temperatura rimane costante attorno al valore di 5 MeV circa. Se confrontato con la curva calorica di un fluido termodinamico, questo *plateau* può essere interpretato come il segnale caratteristico di una transizione di fase liquido-gas del primo ordine per una trasformazione a pressione costante. Il confronto però non è così semplice perché il sistema nucleare è un sistema finito ed i comportamenti termodinamici valgono in genere per sistemi infiniti. Per di più non c'è nessuna evidenza che il sistema evolva a pressione costante.

In questa pur parziale analogia l'intervallo di ϵ^* per cui la temperatura T rimane costante si può collegare al calore latente, che in questo caso rappresenta l'energia a disposizione del sistema da impiegare per produrre frammenti e particelle leggere.

La fase liquida domina all'inizio del pianerottolo per essere progressivamente sostituita dalla fase gassosa fino a ϵ^* di circa 8 AMeV. Questo intervallo energetico corrisponde quindi ad una regione di coesistenza liquido-gas.

Come già sottolineato, l'interpretazione di questa curva non è però del tutto univoca perché rimane ancora aperta la questione della trasformazione che il sistema percorre. Per fluidi reali si ottiene tale andamento solo se la pressione del sistema rimane costante, ma questa condizione difficilmente si raggiunge in sistemi aperti e finiti. Se invece si considera una trasformazione a volume costante, la curva calorica che si ottiene non presenterebbe il *plateau*.

Ci sono altri segnali di transizione di fase che presi singolarmente non hanno sufficiente forza per poter sostenere il

verificarsi di questo evento, ma se considerati tutti insieme danno evidenza sperimentale a tale fenomeno. Riassumiamo brevemente i segnali che sono stati osservati con l'aiuto della figura 1.11 [1.9].

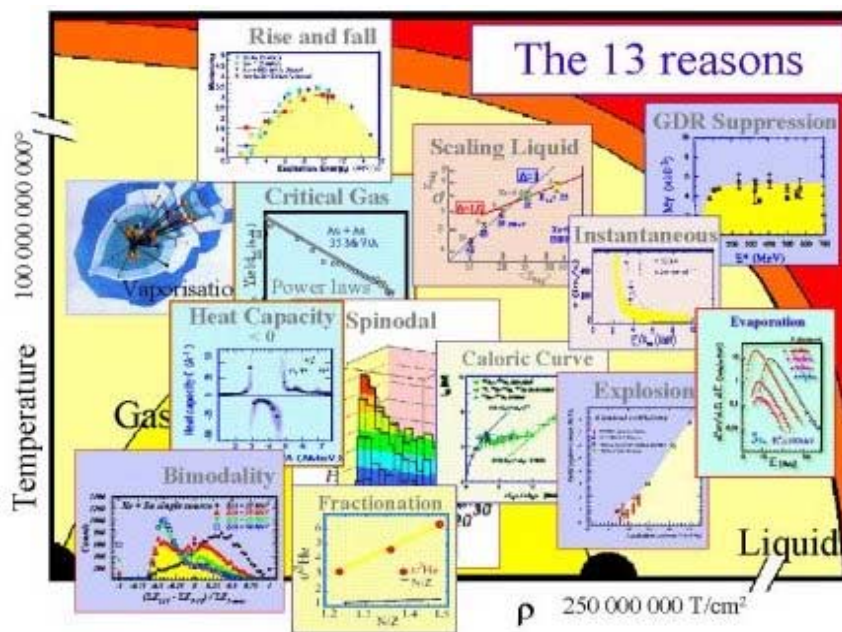


FIG. 1.11 Riassunto dei 13 segnali osservati per la transizione di fase liquido-gas

- (Fig. Evaporation) Evaporazione di particelle leggere le quali possono essere viste come l'emissione di un gas dalla materia nucleare con nessuna pressione esterna di saturazione e quindi un andamento maxwelliano delle distribuzioni di energia delle particelle emesse proporzionale alla temperatura del sistema.
- (Fig. GDR Suppression) Soppressione delle vibrazioni giganti di dipolo e quindi l'attenuazione dei moti collettivi del nucleo. Sperimentalmente si osserva che all'aumentare della temperatura (figura 1.11) E_{GDR} rimane quasi costante (entro 1 MeV) mentre la Γ_{GDR} varia notevolmente. A temperature moderate Γ_{GDR} cresce con l'incremento di T (questo riflette il fatto che a seguito dell'agitazione termica il nucleo può

assumere forme diverse) e poi si nota una sua saturazione dovuto al fatto che le sezioni d'urto delle diverse forme si sovrappongono causando una difficoltà nell'estrazione della ampiezza di risonanza. L'insorgere di nuovi fenomeni come la multiframmentazione contribuisce a diminuire l'importanza di questi processi all'aumentare dell'energia di eccitazione.

- (Fig. Critical Gas) Le transizioni di fase sono associate ai comportamenti critici se avvengono nella vicinanza della temperatura critica T_C . In generale "sopra e sotto" alla T_C il sistema mostra proprietà diverse in funzione di una grandezza fisica che viene chiamata parametro d'ordine. Al punto critico alcune quantità termodinamiche possono essere parametrizzate con una legge di potenza i cui esponenti sono definiti esponenti critici. Per quanto riguarda le transizioni di fase della materia nucleare, un segnale di comportamento critico si può osservare nella distribuzione della taglia dei frammenti. Infatti come si vede dalla figura 1.11 la resa dei frammenti può essere approssimata per $T \approx T_C$ con una legge di potenza.
- (Fig. Spinodal) Secondo una descrizione dinamica, quando il sistema è nella regione spinodale è soggetto a instabilità meccaniche (associate a fluttuazioni del parametro d'ordine) le quali avvengono per determinate lunghezze d'onda. Questo favorisce la rottura del sistema in frammenti di taglia uguale (vedi §1.3) come è possibile verificare tramite il *Dalitz-plot*. Per confermare questa tendenza si può utilizzare una funzione di correlazione nella distribuzione della carica dei frammenti (segnale fossile di decomposizione spinodale). La funzione di correlazione può mettere in evidenza anche piccoli effetti in quanto è il rapporto fra la distribuzione di carica di frammenti emessi in ciascun evento (quindi correlati fra loro) e distribuzioni di carica costruite con frammenti non correlati (ad esempio appartenenti ad eventi diversi). Nella

figura sono riportati le funzioni di correlazione corrispondenti alla selezione di eventi secondo le fluttuazioni e le medie delle taglie dei frammenti ($Z > 2$). Il picco a fluttuazioni molto piccole può indicare una produzione favorita di frammenti di taglia uguale.

- (Fig. Heat Capacity) Capacità termica negativa. Questo è il segnale che il sistema sta utilizzando l'energia a disposizione in altri fenomeni (formazione dei frammenti) anziché per scaldarsi e quindi aumentare la sua temperatura. Fornendo energia quindi il sistema si raffredda
- (Fig. Fractionation) La transizione di fase liquido-gas conduce ad un fenomeno di distillazione. In generale si nota che per la materia nucleare non simmetrica, il rapporto N/Z del gas è diverso da quello del liquido. La parte liquida (frammenti) tende a una composizione più simmetrica quindi ad essere composta da una stessa quantità di n e p , mentre la parte gassosa (ioni leggeri) tende ad essere materia arricchita in neutroni. Sembra quindi che questo fenomeno influenzi fortemente la produzione di frammenti leggeri. Dalla figura si nota che il rapporto $t / {}^3\text{He}$ (isotopo ricco in neutroni / isotopo povero in neutroni), prodotti da un sistema ricco in neutroni, è maggiore rispetto a quello che ci si aspettava sulla base del rapporto N/Z della sorgente. Questo risultato mette in evidenza la dipendenza dall'isospin della EOS della materia nucleare.
- (Fig. Bymodality) Conferma del punto precedente è anche data dalla bi-modalità della distribuzione della carica dei frammenti in un evento in funzione della differenza tra la massa dei frammenti (liquido) e delle particelle e ioni leggeri (gas). Considerando infatti il sistema ad una determinata temperatura si possono avere sia eventi con una grossa parte liquida, sia eventi con prevalenza di gas.

- (Fig. Scaling Liquid) Si può cercare un comportamento critico

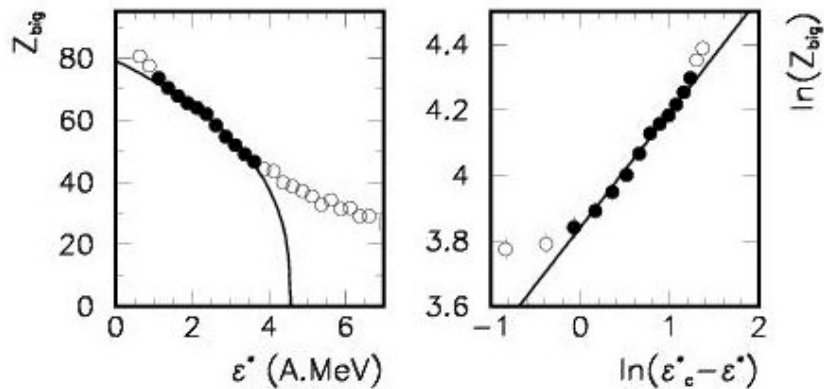


FIG. 1.12 Carica dei frammenti più grandi in funzione dell' ϵ^*

anche nella fase liquida. In questo caso si può ritenere che il parametro d'ordine sia la taglia del frammento più grosso. La figura 1.11 rappresenta la fluttuazione della taglia del frammento più pesante in funzione del suo valore medio per eventi della reazione Xe+Sn a 5 energie incidenti. Si notano due andamenti: a bassa energia le fluttuazioni si comportano come la radice della media, mentre ad energie più alte esibiscono una dipendenza lineare, indicando quindi una differenza di comportamento. Lo stesso fenomeno può essere messo in evidenza studiando l'andamento della carica dei frammenti più pesanti in funzione dell'energia di eccitazione [1.11] che ha un andamento esponenziale governato da un parametro critico (vedi figura 1.12).

- (Fig. Vaporization) Infine si può osservare la vaporizzazione equilibrata. È stata osservata per processi molto centrali (sezioni d'urto dell'ordine del pbarn) in *range* energetici tra 52 e 95 A.MeV e mostra un carattere binario. Da studi calorimetrici sembra che la sorgente tipo-proiettile vaporizzato (QP) a bassa energia dia origine soprattutto a particelle alfa, ma all'aumentare di ϵ^* il numero di neutroni e protoni aumenta notevolmente, mentre le altre specie rimangono piuttosto stabili (figura 1.13). Dallo studio delle

energie cinetiche dei prodotti del QP sembra che il sistema sia termalizzato e questo permette un approccio statistico al fenomeno. Nell'ambito dei modelli statistici un buon accordo con dati sperimentali si ottiene considerando due sorgenti diluite ($\rho \approx \rho_0/3$) all'equilibrio in un *range* di temperature da 10 a 25 MeV.

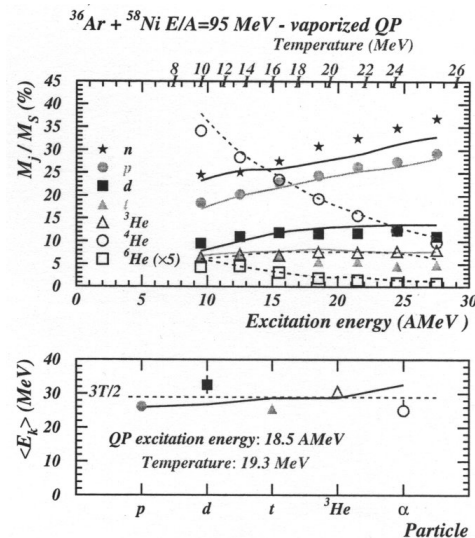


FIG. 1.13 Parte superiore: rapporti di varie specie leggere prodotte nella vaporizzazione del QP. Parte inferiore: energia cinetica sperimentale media di specie leggere nel cm del QP.

Diversi altri segnali di transizione di fase sono attualmente allo studio con modelli teorici che prevedono la transizione in modo da poter determinare osservabili che possono essere ricavati sperimentalmente

1.7 LA TEMPERATURA LIMITE

La temperatura limite, T_{lim} , è la temperatura massima alla quale un nucleo evapora particelle leggere in modo statistico.

Per temperature maggiori di T_{lim} il nucleo non riesce più ad evaporare ed inizia a rompersi.

Ci si aspetta che considerati due sistemi con stessa interazione coulombiana (stesso Z) ma diverso numero di neutroni (A diverso), $(T_{lim})_{npoor}$ sia minore della $(T_{lim})_{nrich}$, in quanto i sistemi *n-rich* hanno a disposizione un numero maggiore di neutroni da evaporare prima di rompersi. Inoltre ci si aspetta minori partizioni liquide nel decadimento del sistema *n-poor*, poiché i frammenti grossi sono più instabili per effetti coulombiani se sono meno ricchi di neutroni che tenderebbero a legarli.

Differenti T_{lim} corrispondono a diversi parametri di densità di livello (8÷12). Ricordiamo che esiste la relazione $E^* = aT^2$ con a parametro densità di livelli, che si suppone proporzionale ad $\frac{A}{K}$. È ormai verificato che K non è proprio una costante, ma ha una dipendenza sia dalla taglia del frammento che dalla temperatura.

Queste relazioni rimangono valide (per il sistema intermedio) solo fino a quando la temperatura è minore della temperatura limite, perché la costante K è stata valutata tramite gli spettri di evaporazione, che per temperature maggiori di quella limite non si verifica più perché il sistema si rompe.

Questa predizione teorica ($T_{limnpoor} < T_{limnrich}$) può essere controllata sperimentalmente attraverso l'identificazione in carica e in massa delle partizioni, da cui poi si ricava la temperatura della sorgente formatasi, tramite il rapporto doppio della produzione di particolari isotopi. Ecco perché sono importanti le calibrazioni in massa e in carica degli oggetti rivelati durante le misure ai LNS ed ai LNL.

Ai LNS lo studio delle reazioni $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ e $^{62}\text{Ni}+^{48}\text{Ca}$ è stato realizzato con l'apparato Chimera. La temperatura limite stimata con un semplice modello statistico [1.12] che il sistema $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ raggiunge è circa 6.5 MeV, mentre per il sistema $^{62}\text{Ni}+^{48}\text{Ca}$ la T_{lim} è stimata 8.4 MeV.

È importante effettuare la misura in funzione dell'energia di eccitazione. La misura a più bassa energia programmata ai LNL con l'apparato Garfield, unita a quella già effettuata con l'apparato Chimera permetterà di studiare la zona nella quale la temperatura del sistema intermedio che si forma è compresa tra le due temperature limite stimate. Questo dovrebbe comportare che la probabilità di frammentazione del sistema povero in neutroni sia maggiore di quella per il sistema ricco in neutroni.

CAPITOLO 2

APPARATI SPERIMENTALI

2.1 APPARATO SPERIMENTALE CHIMERA

Chimera (Charged Heavy Ions Mass and Energy Resolving Array) è un rivelatore 4π a geometria cilindrica con la direzione del fascio come asse di simmetria. È formato da 1192 celle o telescopi montati su 35 anelli, alloggiato nella camera a vuoto Ciclope (vedi figure 2.1, 2.2, 2.3).

Come si può vedere nella figura 2.1, 18 anelli sono assemblati in 9 ruote (o corone), chiamate anche parte in avanti, e ospitano 688 telescopi, mentre i rimanenti 17 anelli sono sistemati in modo da formare una sfera di 40 cm di raggio e contengono 504 celle di rivelazione.

Le 9 ruote coprono un angolo polare compreso tra 1° e 30° e distano da 350 cm a 100 cm circa dal bersaglio posto nel *portatarget* all'interno della sfera. Quest'ultima copre un angolo polare compreso tra 30° e 176° . Considerando il foro d'ingresso del fascio ed il foro d'uscita, la copertura geometrica di Chimera raggiunge il 94% dell'angolo solido totale. Nella tabella 2.1 sono elencate le caratteristiche dei diversi anelli che compongono l'apparato.

Una cella, l'elemento base della rivelazione delle particelle, è un telescopio formato da un rivelatore a stato solido, il Silicio (Si), seguito da un cristallo scintillatore lo Ioduro di Sodio attivato al Tallio (CsI(Tl)), letto da un fotodiodo.

Il numero elevato di telescopi di Chimera fa sì che la probabilità che 2 particelle entrino nello stesso telescopio contemporaneamente sia bassa. È stata stimata dell'ordine dello 0,1%/cella per una molteplicità di 40 particelle/evento. La granularità (numero di rivelatori per unità di angolo solido) e

l'efficienza di rivelazione sono tali da permettere un'alta probabilità di ricostruire nella sua interezza la collisione avvenuta mediante le rivelazioni di tutti i prodotti carichi delle reazioni [2.1]

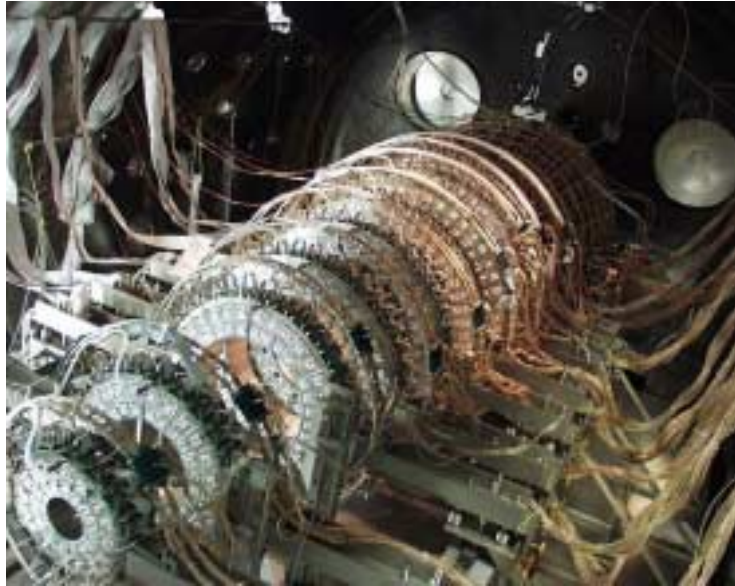


FIG. 2.1 Chimera : Le Corone e la Sfera all'interno della camera a vuoto Ciclone

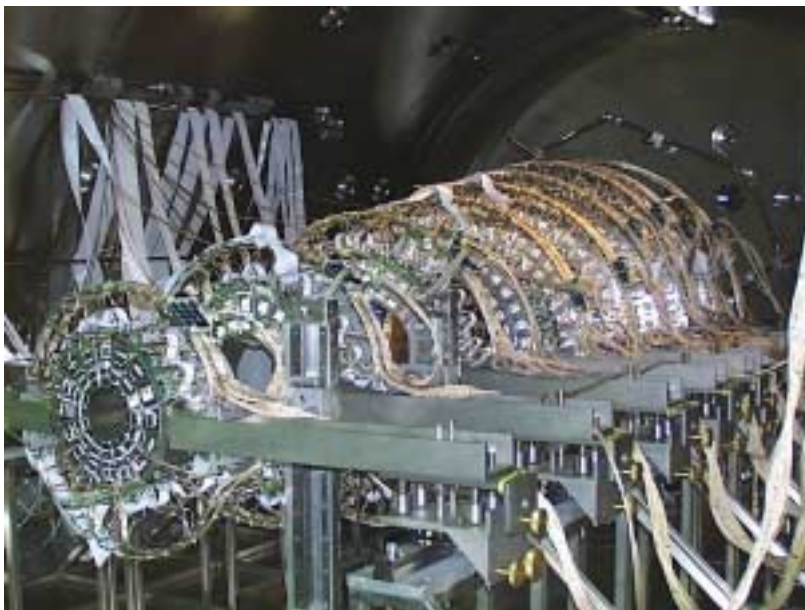


FIG. 2.2 Le 9 corone in avanti dell'apparato Chimera

| RUOTA | D(cm) | $\Theta^{\circ}_{\text{MIN}}$ | $\Theta^{\circ}_{\text{MAX}}$ | MODULI | $\Delta\phi^{\circ}$ | $\Delta S(\text{cm}^3)$ | $\Delta\Omega(\text{mSr})$ |
|-------|-------|-------------------------------|-------------------------------|--------|----------------------|-------------------------|----------------------------|
| 1 | 350 | 1.0 | 1.8 | 16 | 22.5 | 16.3 | 0.13 |
| | | 1.8 | 2.6 | 16 | 22.5 | 25.6 | 0.21 |
| 2 | 300 | 2.6 | 3.6 | 24 | 15.0 | 22.2 | 0.25 |
| | | 3.6 | 4.6 | 24 | 15.0 | 29.3 | 0.33 |
| 3 | 250 | 4.6 | 5.8 | 32 | 11.25 | 23.3 | 0.37 |
| | | 5.8 | 7.0 | 32 | 11.25 | 28.6 | 0.46 |
| 4 | 210 | 7.0 | 8.5 | 40 | 9.0 | 24.4 | 0.55 |
| | | 8.5 | 10.0 | 40 | 9.0 | 29.1 | 0.66 |
| 5 | 180 | 10.0 | 11.5 | 40 | 9.0 | 24.8 | 0.77 |
| | | 11.5 | 13.0 | 40 | 7.5 | 28.2 | 0.87 |
| 6 | 160 | 13.0 | 14.5 | 48 | 7.5 | 20.8 | 0.81 |
| | | 14.5 | 16.0 | 48 | 7.5 | 23.1 | 0.90 |
| 7 | 140 | 16.0 | 18.0 | 48 | 7.5 | 26.2 | 1.34 |
| | | 18.0 | 20.0 | 48 | 7.5 | 29.1 | 1.49 |
| 8 | 120 | 20.0 | 22.0 | 48 | 7.5 | 23.6 | 1.64 |
| | | 22.0 | 24.0 | 48 | 7.5 | 25.7 | 1.78 |
| 9 | 100 | 24.0 | 27.0 | 48 | 7.5 | 29.5 | 2.95 |
| | 40 | 27.0 | 30.0 | 48 | 7.5 | 32.7 | 3.27 |
| 10 | 40 | 30.0 | 38.0 | 32 | 11.25 | 24.5 | 15.33 |
| 11 | 40 | 38.0 | 46.0 | 32 | 11.25 | 29.3 | 18.34 |
| 12 | 40 | 46.0 | 54.0 | 32 | 11.25 | 33.6 | 21.0 |
| 13 | 40 | 54.0 | 62.0 | 32 | 11.25 | 37.2 | 23.25 |
| 14 | 40 | 62.0 | 70.0 | 32 | 11.25 | 40.1 | 25.05 |
| 15 | 40 | 70.0 | 78.0 | 32 | 11.25 | 42.2 | 26.35 |
| 16 | 40 | 78.0 | 86.0 | 32 | 11.25 | 43.4 | 27.15 |
| 17 | 40 | 86.0 | 94.0 | 32 | 11.25 | 43.9 | 27.42 |
| 18 | 40 | 94.0 | 102.0 | 32 | 11.25 | 43.4 | 27.15 |
| 19 | 40 | 102.0 | 110.0 | 32 | 11.25 | 42.2 | 26.35 |
| 20 | 40 | 110.0 | 118.0 | 32 | 11.25 | 40.1 | 25.05 |
| 21 | 40 | 118.0 | 126.0 | 32 | 11.25 | 37.2 | 23.25 |
| 22 | 40 | 126.0 | 134.0 | 32 | 11.25 | 33.6 | 21.0 |
| 23 | 40 | 134.0 | 142.0 | 32 | 11.25 | 29.3 | 18.34 |
| 24 | 40 | 142.0 | 150.0 | 32 | 11.25 | 24.5 | 15.33 |
| 25 | 40 | 150.0 | 163.0 | 16 | 11.25 | 56.7 | 35.45 |
| 26 | 40 | 163.0 | 176.0 | 8 | 11.25 | 50.9 | 31.79 |

Tabella 2.1 Geometria dell'apparato Chimera

Le tecniche di identificazione che si possono impiegare sono tre. Per le particelle che si fermano nel Si, è possibile misurare la velocità, l'energia cinetica, gli angoli θ e φ in modo da risalire alla loro massa usando la tecnica Energia-tempo di volo (TOF): dalla conoscenza dei tempi di volo e dell'energia della particella rivelata si può risalire alla sua massa invertendo la formula dell'energia cinetica [2.2]. Per particelle che si fermano nel CsI(Tl) è impiegata la tecnica di ΔE -E, che consente l'identificazione della carica all'incirca fino alla carica dello ione proiettile. Questa tecnica utilizza il calcolo della perdita di energia con la formula basata sulla Bethe-Bloch e sarà descritta nel Capitolo 4. Infine l'ultima tecnica di identificazione è utilizzata per particelle cariche leggere fino $Z=3$, si basa sul metodo della forma dell'impulso del segnale del CsI(Tl) di cui si parlerà in §2.2.2 [2.2].

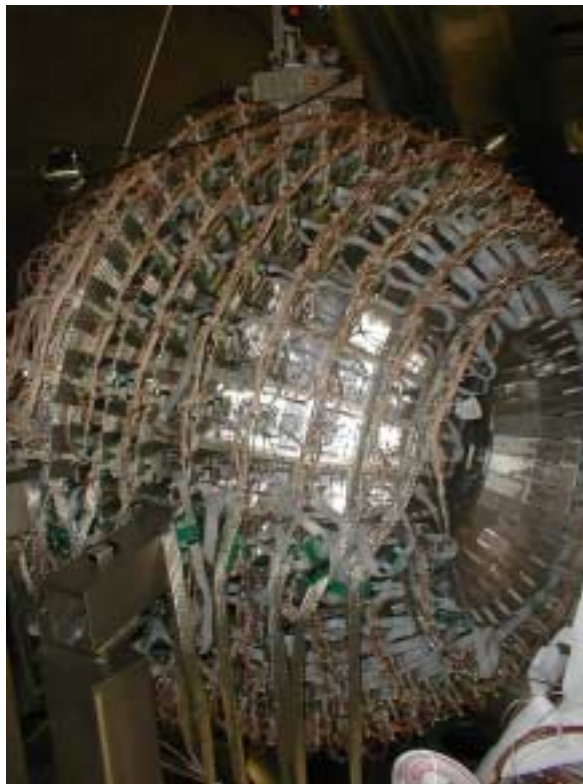


FIG. 2.3 Chimera: Sfera

2.1.1 RIVELATORI AL SILICIO

I rivelatori a stato solido sono costruiti con materiale cristallino semiconduttore come il Si. Il loro principio di funzionamento si basa sulle caratteristiche operative di una giunzione p-n.

I cristalli semiconduttori sono materiali che hanno i livelli energetici delle *shell* atomiche organizzate in bande; più precisamente, esiste la banda di valenza e la banda di conduzione separate da 1 eV circa.

A temperatura ambiente, a causa dell'agitazione termica, solo pochi elettroni nella banda di valenza possono andare ad occupare i livelli della banda di conduzione che sono ad energie più alte. Quando questo si verifica nella banda di valenza si vengono a creare le lacune, le quali possono poi essere occupate da altri elettroni della stessa banda. Perciò in un semiconduttore la corrente elettrica può derivare da due sorgenti: il moto degli elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione e il movimento delle lacune nella banda di valenza.

In un semiconduttore intrinseco il numero di lacune è pari al numero di elettroni, ma questo equilibrio può essere alterato aggiungendo atomi di altri elementi. Essi si inseriscono nel reticolo cristallino del materiale influenzando così la struttura a bande dello stesso. In queste condizioni il cristallo prende il nome di semiconduttore drogato.

Si possono aggiungere atomi pentavalenti, e ricordando che il Si è tetravalente, il 5° elettrone va ad inserirsi in un livello di energia discreta nel *gap* proibito nelle vicinanze della banda di conduzione. Tali livelli sono quindi creati dall'aggiunta degli atomi droganti. In questo modo si rendono disponibili molti elettroni per la corrente e le lacune diventano portatori minoritari. Tale semiconduttore è di tipo n.

Semiconduttori di tipo p, sono invece drogati con atomi trivalenti. Con un elettrone di valenza in meno, non ci sono un numero sufficiente di elettroni per riempire la banda di valenza e c'è quindi un eccesso di lacune. Anche questi atomi impurità modificano la struttura a bande creando livelli di energia nel *gap* proibito vicino alla banda di valenza. In questi tipi di semiconduttori le lacune sono i portatori maggioritari della corrente.

Mettendo a contatto un semiconduttore tipo n con uno tipo p si forma una giunzione p-n. Nella zona vicino alla superficie di contatto si forma una zona svuotata (*depletion region*) caratterizzata da una mancanza di portatori di carica mobili. A causa della diversa concentrazione di portatori, inizialmente vi è una migrazione di lacune verso la regione n e di elettroni verso la regione p, e si verifica la ricombinazione. La regione di tipo p più vicina alla giunzione si carica negativamente, mentre quella di tipo n positivamente, creando così un campo elettrico che ferma ulteriori migrazioni. L'aspetto interessante è che il campo elettrico tende a "spazzare via" ogni elettrone o lacuna creata o entrante nella zona svuotata.

La giunzione p-n diventa utile come rivelatore quando ad essa è applicata una differenza di potenziale ΔV , tramite una tensione negativa sul lato p. Questa differenza di potenziale attira le lacune della regione p verso l'elettrodo e allo stesso modo gli elettroni dalla regione n verso l'elettrodo positivo.

L'effetto netto è di allargare la zona svuotata e di aumentare il campo elettrico intrinseco. Questo è vantaggioso perché la zona svuotata rappresenta la regione attiva della giunzione p-n che può essere utilizzata come rivelatore. Infatti, una particella entrante in questa regione ionizza e quindi libera degli elettroni e delle lacune i quali sono costretti dal campo elettrico a migrare verso gli elettrodi generando così il segnale di corrente. Se tutto il volume del rivelatore è svuotato questo può essere utilizzato

come rivelatore per particelle che passano attraverso il rivelatore, in quanto tutta l'energia perduta può essere rivelata.

Per formare una coppia elettrone-lacuna è necessaria un'energia media di circa 3.6 eV e questo fa sì che la risoluzione energetica di questi dispositivi sia molto buona.

Un altro vantaggio è che sono dispositivi lineari, cioè il segnale raccolto varia linearmente con l'energia E secondo:

$$V = \frac{nE}{wC} \quad (2.1)$$

n = efficienza di raccolta

w = energia necessaria per ottenere una coppia elettrone-lacuna (e⁻-l)

C = capacità della *depletion region*.

Nonostante la giunzione sia polarizzata inversamente esiste comunque una corrente elettrica: la corrente inversa di saturazione (I_s). Tale corrente è dovuta al movimento dei portatori minoritari attraverso la giunzione, cioè di lacune dalla regione n verso la regione p e degli elettroni verso la regione n, ed è favorita da un incremento della temperatura che facilita appunto la creazione di coppie elettrone lacuna (e⁻-l) a seguito dell'agitazione termica. È importante che la corrente inversa sia la più piccola possibile in quanto il rumore all'uscita del rivelatore è proporzionale al valore di I_s .

A causa della struttura cristallina, questi dispositivi vanno incontro ad un invecchiamento definito come danno da radiazione. Le particelle incidenti tendono a rimuovere gli atomi dalla loro posizione originale andando così ad alterare il reticolo cristallino. La conseguenza è che il rivelatore perde in risoluzione di energia e la corrente inversa aumenta [2.3].

I rivelatori al Si di Chimera hanno forma trapezoidale, spessore di 280 μm, giunzione omogenea di circa 500 Å, capacità che varia tra 500 e 2000 pF.

I rivelatori al Si delle 9 ruote in avanti dell'apparato Chimera sono rivelatori a "doppia spiaggia" identificati come interno ed esterno. Il rivelatore al Si è fissato alla ruota con un opportuno supporto in vetronite ed è formato da 2 zone attive. Intorno alle zone attive del rivelatore vi è l'anello di guardia necessario per restringere il \vec{E} all'interno dei rivelatori, evitando l'effetto causato da un non completo svuotamento della vicino ai bordi. Il supporto è costruito in modo tale da non sovrapporsi alle regioni attive del rivelatore al Si che deve essere utilizzato in trasmissione per fornire informazioni sulla perdita di energia ΔE dello ione prima di essere fermato sul rivelatore di stop.

Il supporto in vetronite ospita 4 contatti: 2 per le connessioni dei 2 Si, 1 per l'anello di guardia e 1 per il contatto in comune dell'elettrodo n^+ . Il supporto è poi fissato direttamente alla struttura metallica della ruota.

Nella sfera i singoli rivelatori al Si sono posti su 2 supporti in PVC i quali ospitano le connessioni per la zona attiva, l'anello di guardia, la massa e si ancorano direttamente sulla struttura metallica della Sfera [2.2].

2.1.2 I RIVELATORI AL CsI(Tl)

I rivelatori al CsI(Tl) utilizzati in Chimera sono dei cristalli inorganici che funzionano come rivelatori a scintillazione.

I materiali scintillanti sono soggetti al fenomeno della luminescenza: quando sono esposti a fonti di energia come luce, calore, radiazione, la assorbono e la riemettono sotto forma di luce visibile.

L'evoluzione temporale di questo processo è descritto da :

$$L(t) = L_1 \exp[-t/\tau_f] + L_2 \exp[-t/\tau_s] \quad (2.2)$$

che rappresenta il n° di fotoni emessi al tempo t, chiamata anche risposta di luce in funzione del tempo. L_1 , L_2 sono costanti che dipendono dal materiale e τ_s , τ_f sono le costanti di decadimento lento e veloci.

Il meccanismo di scintillazione è legato alle strutture a bande della *shell* atomica.

Quando una particella incide sul rivelatore può avvenire la ionizzazione di un atomo del cristallo o la creazione di un eccitone. Nella prima, un elettrone eccitato dalla banda di valenza va ad occupare un livello energetico della banda di conduzione, creando così un elettrone ed una lacuna liberi. Nel secondo caso un elettrone eccitato dalla banda di valenza va ad occupare un livello della banda di eccitone che si trova immediatamente sotto alla banda di conduzione. In questo stato l'elettrone e la corrispondente lacuna rimangono legati come una coppia e prendono nome di eccitone.

Se nel cristallo esistono atomi attivatori come in questo caso il TI, essi rendono disponibili alcuni livelli nel *gap* proibito del cristallo. Quando una lacuna (libera o di un eccitone) incontra un atomo attivatore lo ionizza. Se un elettrone incontra un tale atomo può fare una transizione da uno stato eccitato allo stato fondamentale emettendo radiazione.

Lo svantaggio principale di questi scintillatori è che non sono lineari: l'uscita di luce non è proporzionale all'energia depositata dalla particella, ma dipende anche dal tipo di particella, e dalla sua capacità di ionizzare. La deviazione dalla linearità, la si può imputare alle interazioni di *quenching* tra le molecole eccitate create lungo il percorso della particella incidente.

Queste interazioni assorbono parte dell'energia prodotta in fenomeni diversi come produzione di fotoni, moti vibrazionali, rotazionali ecc.... Questo è tanto più vero per le particelle incidenti massive come IMF, le quali hanno un alto potere ionizzante e quindi producono una più alta densità di molecole eccitate e quindi innescano più reazioni di *quenching* [2.3].

I rivelatori al CsI(Tl) di Chimera hanno la forma di un tronco di piramide con faccia anteriore delle stesse dimensioni del Si.

Hanno una densità pari a $4,51 \text{ g/cm}^2$ tale da permettere un pieno assorbimento delle particelle cariche leggere più energetiche, e hanno spessori decrescenti con l'aumentare dell'angolo polare. Infatti le energie massime delle particelle nelle reazioni nucleari sono raggiunte a piccoli angoli.

Per aumentare l'efficienza di questi dispositivi la faccia anteriore e posteriore sono state lucidate per ottenere un accoppiamento ottimale con i dispositivi che precedono (rivelatori al Silicio) e che seguono (fotodiodo), ed ottimizzare la raccolta di luce.

Trattando elettronicamente il segnale proveniente dal fotodiodo è possibile identificare le particelle cariche leggere usando il metodo della forma dell'impulso. Questo metodo permette di distinguere particelle incidenti diverse attraverso l'analisi della forma dell'impulso di luce emesso.

L'impulso di luce emesso è descritto dalla formula (2.2), la quale è composta da una componente veloce e una lenta, che dipendono entrambe dalla perdita di energia specifica (dE/dx) della particella incidente. Queste componenti derivano dalla diseccitazione di stati diversi, i quali sono popolati in proporzioni differenti. Questo si riflette sulla diversa intensità delle due componenti che formano il segnale elettrico proveniente dal fotodiodo.

Infatti per il CsI(Tl), alte dE/dx producono una più alta densità di elettroni e lacune liberi, i quali si ricombinano in eccitoni. Successivamente un atomo attivatore può catturarli eccitandosi e dando origine alla componente veloce. Invece la componente lenta è determinata dalla cattura di elettroni e/o lacune libere che avviene in un tempo successivo, e porta all'eccitazione di stati metastabili. A basse dE/dx si formano meno eccitoni in relazione al numero di elettroni e lacune libere. Questo si riflette sulla diversa proporzione tra stati radiativi e stati metastabili ed il risultato è che si ha una forma dell'impulso

diversa [2.3]. Si comprende quindi che particelle diverse fra loro, per le quali si ha una diversa perdita di energia specifica, diano luogo a segnali di forma diversa.

In Chimera l'analisi in forma è realizzata con la tecnica di una finestra temporale (*gate*). Il segnale del Csl(Tl) raccolto da un fotodiode è inviato ad un preamplificatore e successivamente ad un amplificatore. L'uscita dell'amplificatore è divisa in due parti; la prima va ad un modulo allungatore (*stretcher*) che mantiene il segnale al massimo dell'altezza, la seconda uscita rimane invariata. In questo modo è sufficiente un singolo *gate* in comune per poter integrare la coda del segnale e il segnale "allungato" in modo da ottenere la componente lenta e quella veloce [2.6, 2.7].

Il fotodiode è un dispositivo che ha il compito di convertire i fotoni provenienti dal Csl(Tl) in un impulso elettrico. Esso è una giunzione p-n alla quale è applicata una tensione inversa in modo da allargare la regione di svuotamento. I fotoni incidenti, interagendo per effetto fotoelettrico, permettono l'estrazione di un elettrone atomico (e formazione della lacuna corrispondente) e di conseguenza la formazione del segnale [2.6].

I fotodiodi scelti per Chimera hanno uno spessore di 300 μm , 220 pF di capacità, e sono connessi al Csl(Tl) attraverso una colla ottica al Si, la quale ha un indice di rifrazione tale da massimizzare la trasmissione della luce [2.2].

2.1.3 CATENA ELETTRONICA

2.1.3.1 Elettronica per i rivelatori al Silicio

In figura 2.4 è mostrato uno schema della catena elettronica dei rivelatori al Si. Diamo qui di seguito le caratteristiche più importanti.

L'elettrodo del rivelatore al Silicio che raccoglie la carica è connesso ai preamplificatori di carica situati in *motherboards* fissate sulla struttura metallica delle ruote e della sfera e quindi anch'essi racchiusi nella camera a vuoto Ciclope.

La scelta di porre i preamplificatori nelle immediate vicinanze dei rivelatori permette di diminuire le perdite di segnale dovute ad effetti di assorbimento e di riflessioni all'interno dei cavi (attenuazione dei segnali) e di limitare il rumore dovuto all'aggiunta di capacità in ingresso ai preamplificatori originata dai cavi.

I preamplificatori compiono una prima amplificazione del segnale integrandolo, mantenendo la proporzionalità alla carica prodotta dalle particelle nel rivelatore. Il segnale in uscita ai preamplificatori è positivo (invertito rispetto al segnale dato dagli elettroni) con tempo di salita di circa 30 ns e tempo di decadimento di 200 μ s.

Le uscite dei preamplificatori sono inserite negli amplificatori a 16 ingressi raccolti in alimentatori Camac² all'esterno della camera di *scattering* Ciclope e sono controllati tramite computer.

Il segnale in uscita ai preamplificatori si può assimilare ad una funzione a gradino proporzionale all'ampiezza di input, avente un tempo di crescita molto veloce seguita da un decadimento di tipo esponenziale molto lungo, il quale può essere visualizzato come una lunga coda. Per evitare che i segnali si sovrappongano (*pile-up* dei dati), l'amplificatore "forma" il segnale integrandolo e differenziandolo, accorciandone la coda, operando cioè con costanti temporali molto più piccole rispetto al decadimento del segnale dei preamplificatori. Si ottengono così segnali formati la cui ampiezza è proporzionale all'energia.

Gli amplificatori utilizzati forniscono 2 uscite:

² Standard di alimentazione che comprende anche la comunicazione fra i vari moduli che, attraverso un controllore, possono comunicare con l'esterno.

1. un segnale analogico formato con costanti di tempo dell'ordine di 1 μ s, proporzionale all'energia che viene inviato ai convertitori di carica digitali (QDC).
2. un segnale analogico con costanti di tempo di 20 ns di integrazione e 100 ns di differenziazione che fornisce un segnale non proporzionale all'energia ma il cui fronte di salita fornisce il tempo in cui il segnale è raccolto. Tale segnale è inviato a discriminatori a frazione costante (CFD).

I CFD sono dei dispositivi che generano segnali logici ad una frazione costante dell'altezza del picco del segnale, con lo scopo di produrre un segnale in cui il tempo del fronte di salita è indipendente dall'ampiezza del segnale. In questo modo si ottimizza la risoluzione temporale [2.3]

I CFD operano trattando il segnale in ingresso in 2 modi diversi:

1. il segnale è ritardato di τ_d , pari cioè al tempo necessario all'impulso per arrivare ad una frazione costante al suo picco.
2. lo stesso segnale è invertito e attenuato di un fattore costante.

I due segnali così ottenuti sono sommati e producono un impulso bipolare. Il punto di passaggio dalla linea di zero risulta così indipendente dall'altezza del segnale originale.

I CFD utilizzati per l'elettronica di Chimera, con 16 ingressi, sono organizzati in moduli Camac e forniscono 3 tipi di uscite:

1. uscita logica veloce che viene indirizzata ai convertitori tempo ampiezza digitale (TDC) ed è il loro start (vedi 2.5.1)
2. un segnale di OR delle uscite veloci, il quale sarà miscelato con quello dei restanti CFD, diretti poi al trigger MUSE (vedi §2.1.4.1).
3. un segnale analogico di molteplicità, miscelato con gli altri segnali di molteplicità provenienti dagli altri CFD. In tal modo è possibile selezionare nel trigger MUSE la molteplicità desiderata nell'insieme di corone scelte[2.3, 2.4].

Per molteplicità si intende il numero di particelle cariche rivelate in coincidenza sull'apparato. Per poter selezionare la molteplicità si impone che la soglia di un discriminatore che ha in ingresso il segnale di molteplicità sia pari ad un valore corrispondente alla somma dei segnali generati dal numero di ioni rivelati con la molteplicità scelta.

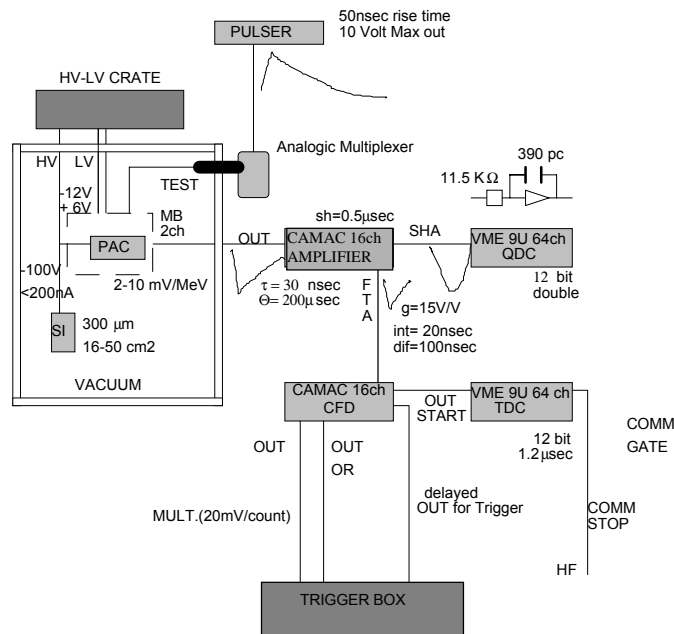


FIG. 2.4 Catena elettronica per i Si.

2.1.3.2 Elettronica per gli scintillatori CsI(Tl)

In figura 2.5 è mostrato uno schema della catena elettronica degli scintillatori CsI(Tl). Riportiamo qui di seguito le caratteristiche più importanti.

L'uscita del fotodiodo accoppiato ai CsI(Tl) è connessa ad un preamplificatore di carica posto nelle stesse *motherboards* che ospitano i preamplificatori del Si. Il segnale è quindi inviato agli amplificatori che hanno 16 canali di ingresso, sono alloggiati in moduli NIM³ e sono controllati tramite computer.

³ Standard di alimentazione

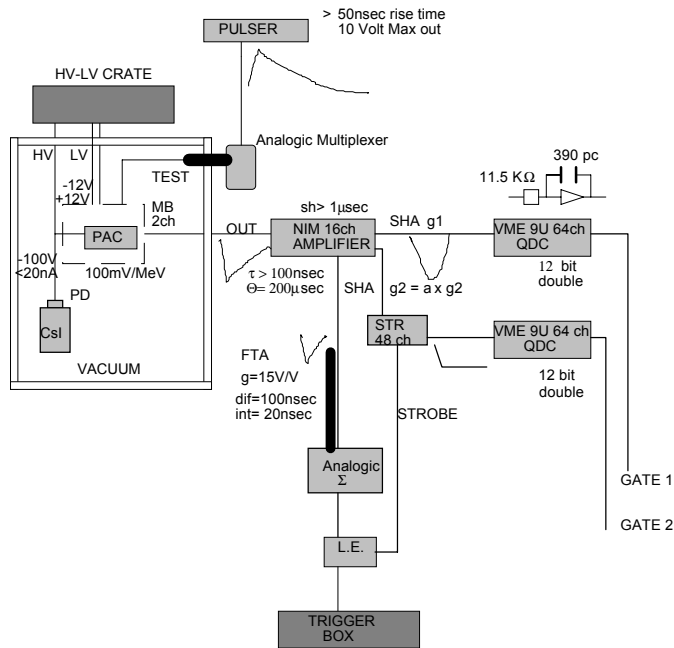


FIG. 2.5 Catena elettronica per i CsI(Tl).

Le loro uscite sono:

1. uscita proporzionale all'energia con guadagno programmabile pari a 1 diretta ai QDC per l'integrazione della componente slow del segnale.

2. uscita proporzionale all'energia con guadagno pari a 10 diretta agli *stretchers* analogici. Gli *stretchers* sono moduli NIM e hanno 48 ingressi, le loro uscite sono inviate ai QDC per l'integrazione della componente veloce così trasformata.

3. segnale di "tempo" con guadagno pari a 15.

I QDC e TDC³ hanno 64 ingressi e sono messi in funzione da un segnale proveniente dal *trigger* MUSE.

I QDC sono in grado di eseguire automaticamente una conversione a doppio *range*, cioè quando la carica integrata è minore o uguale ad un ottavo della scala totale (cioè cade entro il canale 500) allora il segnale è automaticamente amplificato di un fattore 8. In questo modo si ottiene una buona risoluzione energetica anche per particelle a bassa energia. Il tempo di conversione massimo quando tutti i 64 canali sono attivi è circa 100 μ s. I TDC hanno un *range* a 12 bit corrispondente a circa 100 μ s e quindi il singolo canale corrisponde a 250 ps. Il tempo di conversione massimo è 64 μ s quando i 64 canali sono attivi.

³ QDC e TDC in standard VME

Entrambi i convertitori sono dotati di un *buffer* di memoria il quale funziona con il metodo FIFO e può contenere fino a 16 eventi [2.3, 2.4]

2.1.4 SISTEMA DI CONTROLLO E ACQUISIZIONE DATI

In figura 2.6 è presentato uno schema del sistema di controllo e acquisizione dati di Chimera.

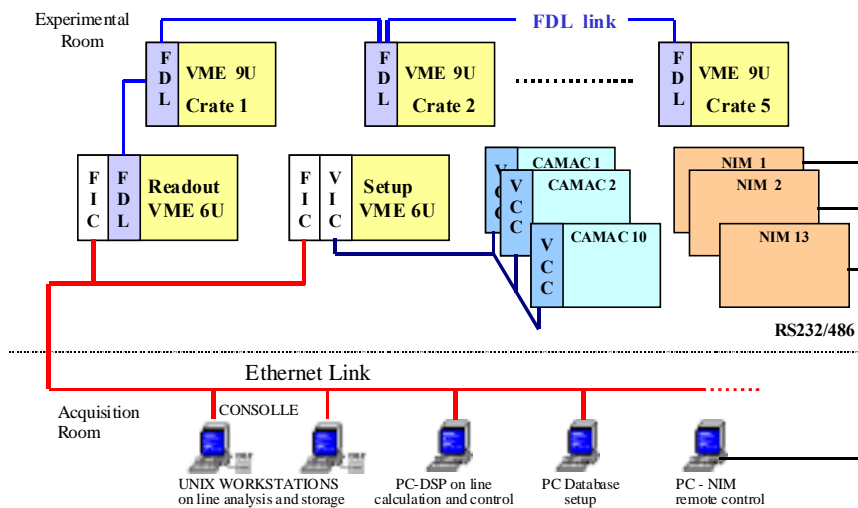


FIG. 2.6 Schema del sistema di controllo e acquisizione dati di Chimera

Come già detto, la catena elettronica per i Si è costituita da moduli CAMAC e comprende amplificatori, CFD e impulsatori, mentre gli amplificatori e gli *stretchers* per i Csl(TI) sono in standard NIM.

Sia i *crates* CAMAC che NIM si trovano nella sala misura in cui si trova la camera Ciclope e quindi non accessibile durante la misura per problemi di radiazioni. Si rende quindi necessario un sistema di controllo a distanza.

La messa a punto dei moduli CAMAC è eseguita da una CPU posta nell'alimentatore VME (Setup in fig. 2.6), controllata da una stazione di lavoro via *Ethernet*, la quale lavora in

ambiente *Labview*. Gli amplificatori NIM sono controllati da un PC (PC-NIM remote control in figura 2.6).

I 76 TDC e QDC sono alloggiati in cinque alimentatori VME e la lettura dei dati convertiti, contenuti nella loro memoria, è attuata tramite una CPU, situata nell'alimentatore READOUT VME, attraverso una opportuna unità chiamata FDL (*fast data link*). FDL è un'interfaccia molto veloce e versatile attivata dal *trigger* MUSE, la quale è in grado di trasferire fino a 100 Mbytes/s di informazioni. Questa alta velocità è anche raggiunta perché dopo che il trasferimento è stato programmato (*readout* dei dati) nessuna altra operazione di *software* è richiesta e permessa durante il trasferimento dei dati.

La CPU dopo aver inserito i dati in una memoria temporanea (*net-buffer*) li spedisce, attraverso Ethernet, alle stazioni di lavoro per l'analisi *on-line* e per la registrazione dei dati su un supporto magnetico (DLT). Il sistema operativo delle 2 o più *workstations* utilizzate per il controllo *on-line* dei dati è tipo UNIX (LINUX, SUN SOLARIS, COMPAQ Tru64 Unix). Nelle stesse stazioni di lavoro sono installati anche programmi di grafica (GUI).

I dati sono condivisi tra due differenti processi (vedi figura 2.7) che operano su una stazione di lavoro SUN:

1. XCONSOLLE: controlla la connessione con la CPU di READOUT, le spedisce i comandi, riceve i dati dal net e organizza la loro scrittura sul DLT.
2. Analisi: esegue l'elaborazione e l'integrazione degli spettri, scambiando i dati con XCONSOLLE attraverso la condivisione di memoria FIFO. Esistono anche locazioni di memoria utilizzate per l'integrazione degli spettri gestite dal programma ZEBRA e condivise con il programma PAWCHI.

PAWCHI è una applicazione scritta in C, che si basa su librerie del CERN e PAW++, necessaria per accedere velocemente ai numerosi spettri a disposizione [2.9, 2.10].

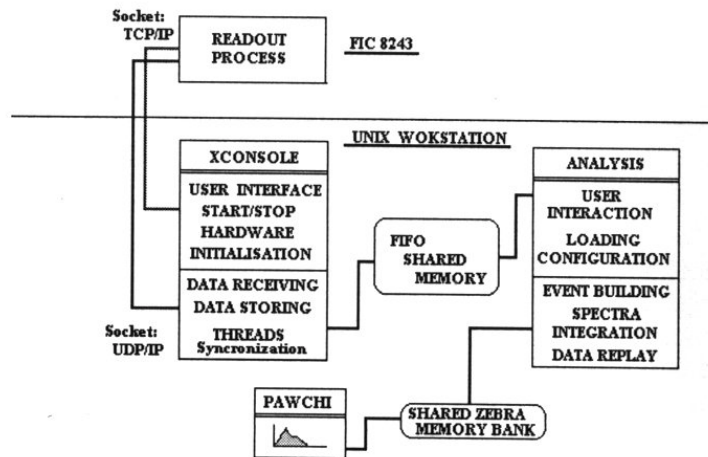


FIG. 2.7 Schema della condivisione dei dati tra i processi delle workstation

2.1.4.1 Trigger MUSE

Il compito principale di MUSE (multiplicity selector), il sistema di *trigger* di Chimera, è quello di ricevere e scegliere gli eventi ritenuti accettabili in base a parametri precedentemente impostati riguardanti l'intero o una parte dell'apparato sperimentale.

Esso è composto da diverse sezioni che cooperano in modo da svolgere questo compito (figura 2.8).

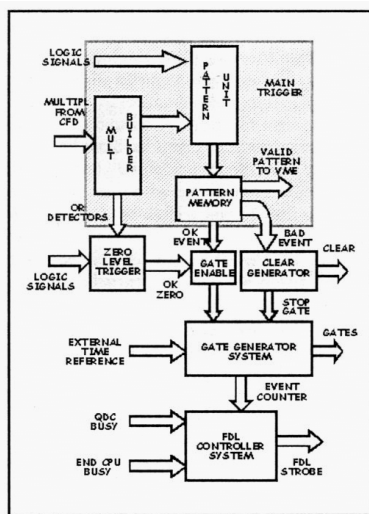


FIG. 2.8 Schema del sistema MUSE

All'unità *trigger* di livello zero arriva il segnale di OR dell'intero rivelatore, il quale apre una finestra temporale che ha una durata massima regolabile fino a 2 μ s e che attualmente è posta a 300 ns. Il *trigger* di livello zero è necessario perché i QDC hanno bisogno di un *gate* comune generato prima che la decisione di accettare l'evento sia presa. In questo intervallo di tempo

arrivano i segnali di molteplicità provenienti dai CFD.

Nella configurazione attuale, agli 8 ingressi dell'unità di molteplicità arrivano (figura 2.9): 7 segnali di molteplicità provenienti dai CFD e l'OR dei seguenti segnali: pulser, OR dei Csl(Tl) (inserito quando necessario), l'uscita proveniente da un rivelatore al Silicio di un telescopio della prima o seconda corona. Il segnale di questo rivelatore serve per controllare la struttura temporale del fascio. In questa unità sono presenti 8 discriminatori controllati a distanza (via *computer*) che

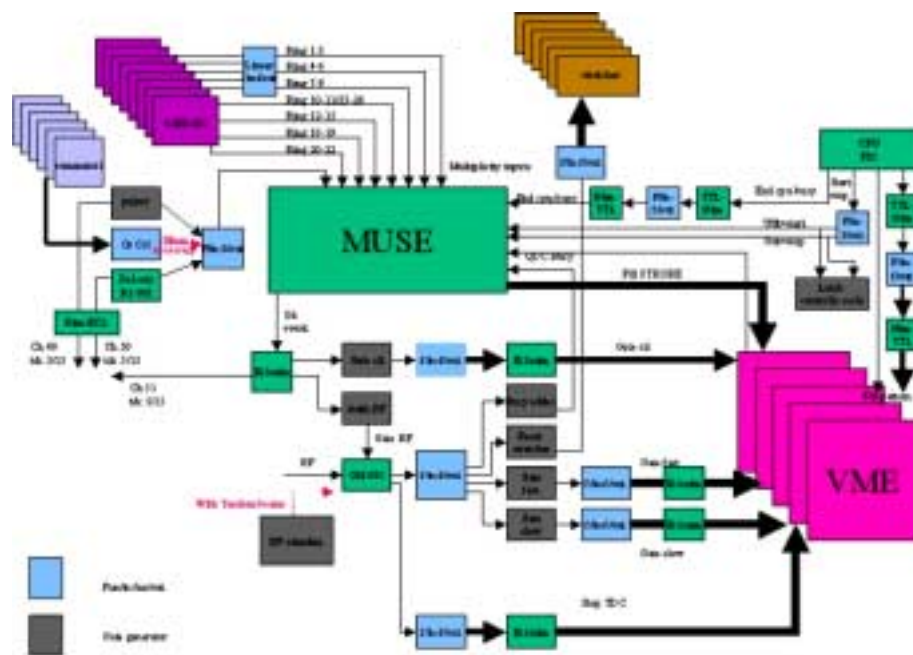


FIG. 2.9 Schema della configurazione attuale di MUSE

permettono di impostare la soglia di molteplicità scelta.

Questi 8 ingressi sono sommati 4 a 4 per ottenere due somme parziali che corrispondono alla parte in avanti e alla sfera di Chimera, e, in seguito, sono sommati per ottenere il segnale di molteplicità totale.

Quest'ultimo, insieme ad un massimo di 10 segnali logici provenienti da Chimera e/o altri dispositivi accoppiati, generano il *pattern* dell'evento, cioè un insieme di bit, nell'unità di *pattern* di MUSE.

Questo *pattern* viene confrontato con uno di riferimento precedentemente definito nella memoria dell'unità, e si possono presentare 2 eventualità. Se l'evento è valido il suo *pattern* è utilizzato come evento marcatore e può essere scritto su nastro ed inoltre un segnale di *OK-EVENT* è generato e inviato in coincidenza con il segnale di radiofrequenza (RF) del Ciclotrone Superconduttore ai discriminatori CFD.

La coincidenza con la RF è importante perché fornisce un riferimento temporale per gli eventi che si stanno raccogliendo, in quanto i pacchetti di fascio sono in coincidenza con gli impulsi di RF.

Dai CFD partono gli stop comuni per i TDC, i *gates* per i *reset* degli *stretchers*, i *gates* per l'integrazione della componente veloce e lenta. È infine necessario un segnale in ingresso a MUSE per disabilitare il *trigger* per il tempo necessario ai QDC per convertire i dati. Infine parte un segnale di abilitazione per FDL che può così dare inizio alla lettura dei dati.

FDL trasferisce i dati dalla memoria dei convertitori (QDC e TDC) ad una memoria residente nel *master crate*, che ospita anche la CPU. Questa elabora i dati e costruisce un *net-buffer-block*, il quale poi sarà trasferito via Ethernet alle *stazioni di lavoro* per l'analisi *on-line* degli stessi.

È da notare che in ingresso a MUSE arriva anche un segnale di END-CPU-BUSY proveniente dalla CPU, che ha il compito di avvertire che il trasferimento dei dati dalla memoria dei convertitori è finito, e quindi se esistono ulteriori eventi nella memoria FIFO dei convertitori, MUSE può di nuovo abilitare FDL per il loro trasferimento.

Al contrario, se l'evento non è accettato (*BAD-EVENT*), l'unità preposta spedisce segnali di chiusura e azzeramento ai moduli.

Infine è da sottolineare l'importanza della memoria nei QDC e TDC. La memoria di tipo FIFO può contenere fino ad un massimo di 16 eventi. Il vantaggio che offre questo supporto è che la conversione e la lettura dei dati, eseguita da FDL, possono avvenire in parallelo, permettendo così di diminuire il tempo morto di circa un fattore 2 fino ad un *rate* massimo di ingresso di 3 KHz, portandolo così al massimo a circa 100 μ s [2.9, 2.11, 2.12]

2.2 APPARATO SPERIMENTALE G.AR.F.I.E.L.D

2.2.1 CENNI SULL'APPARATO G.AR.F.I.E.L.D

Le misure che sono descritte nel Cap.3 di questa tesi sono state effettuate ai Laboratori Nazionali del Sud con l'apparato Chimera.

Il metodo di calibrazione in massa descritto nel successivo Cap.4 è stato applicato ai telescopi dell'apparato Chimera, ma è stato messo a punto con i telescopi del *Ring Counter* che completa l'apparato che è stato utilizzato in passato. L'apparato completo, come accennato nell'introduzione sarà utilizzato per misure complementari a quelle effettuate con l'apparato Chimera. Ci limitiamo quindi ad una brevissima descrizione dell'apparato ed in particolare di quella parte dell'apparato che è stato utilizzato per le identificazioni in carica e massa dei frammenti.

L'apparato G.AR.F.I.E.L.D.(General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collision), situato presso i LNL, consiste in 2 camere a deriva a 2 stadi con microstrip chiamate C1 e C2 (vedi figura 2.10 e 2.11). Queste coprono un angolo polare $95^{\circ} < \theta < 150^{\circ}$ e $30^{\circ} < \theta < 85^{\circ}$ rispettivamente e un angolo $0^{\circ} < \varphi < 360^{\circ}$. Una delle due camere

ha una regione di 45° in φ nella quale è possibile porre un altro sistema di rivelazione particolare. Nel passato sono stati utilizzati rivelatori a gas (PPAC –*parallel plate avalanche counter*-) ed in futuro è previsto un apparato (*Side Isotope Array*) formato da tre stadi di rivelazione e cioè camera a ionizzazione, rivelatore al Silicio e scintillatore CsI(Tl).

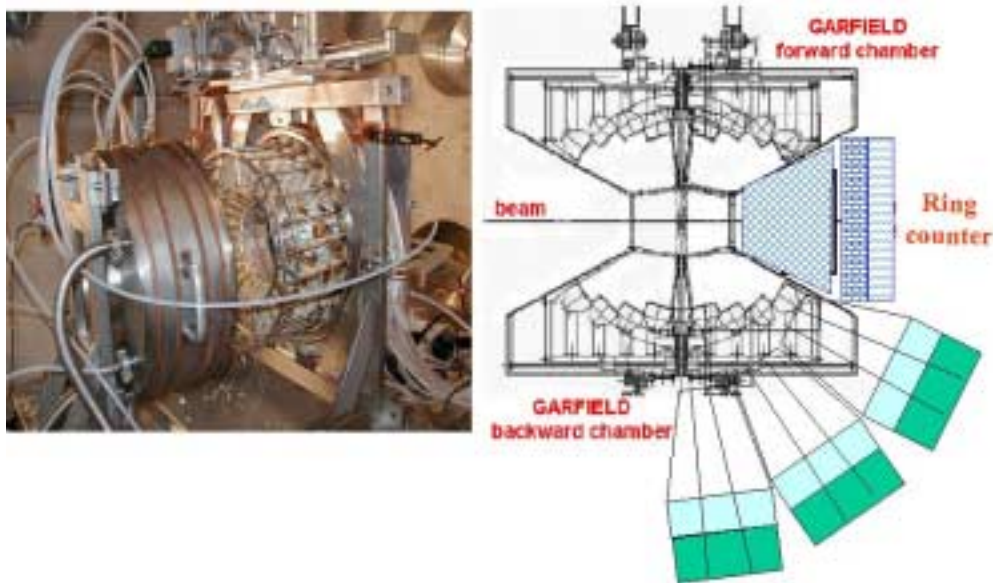


FIG. 2.10 Apparato Garfield

Le camere sono riempite da gas CF_4 e mentre C1 è divisa in 24 settori, C2 in 21. Le camere contengono ciascuno 4 rivelatori al CsI(Tl).

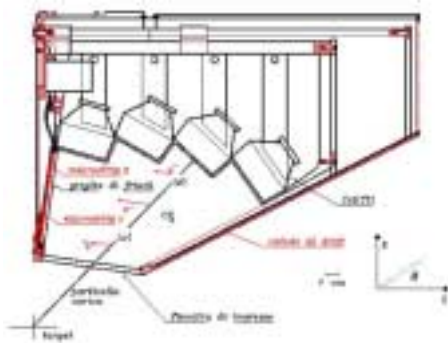


FIG. 2.11 Camera C1

Il bersaglio è situato tra le due camere, la camera a deriva a 2 stadi con l'elettrodo a microstrip che permette di amplificare il segnale raccolto, fornisce il ΔE degli ioni rivelati, mentre gli scintillatori forniscono l'energia residua. In questo modo è possibile realizzare la tecnica di

rivelazione ΔE -E. La misura del tempo di raccolta degli elettroni provocati dalla ionizzazione del gas permette anche di ottenere una buona risoluzione angolare.

2.2.2 IL RING COUNTER

Il *Ring Counter* è un rivelatore che copre la regione angolare lasciata scoperta dalla camera a deriva di Garfield, e cioè $\theta < 30^\circ$. In figura 2.12 è mostrata la foto di questo sistema di rivelazione.

Il rivelatore ha forma troncoconica con un'apertura cilindrica di

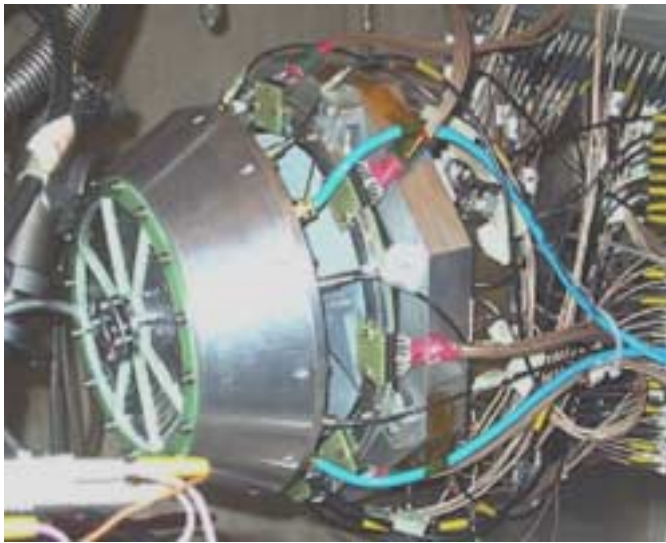


FIG. 2.12 Ring Counter

$r=3.5$ cm per il passaggio del fascio, e permette di coprire gli angoli $3^\circ < \theta < 17^\circ$. È suddiviso in 8 settori indipendenti che coprono un'apertura angolare azimutale

$\Delta\phi=45^\circ$. Ogni settore è composto da:

- una camera a ionizzazione riempita di gas CF_4 a pressione compresa tra 50 e 200 mbar, dotata di due finestre (ingresso e uscita) di forma trapezoidale. È utilizzata come rivelatore ΔE per particelle poco energetiche.
- un rivelatore al Silicio di 300 μm di spessore, suddiviso in strisce (*strip*) ognuna delle quali copre un $\Delta\theta=2^\circ$. Questo misura l'energia residua delle particelle fermate o la perdita di energia delle particelle più energetiche.
- Due scintillatori CsI(Tl) che coprono un $\Delta\theta=7^\circ$ e $\Delta\phi=45^\circ$, letti da fotodiodi. Questi misurano l'energia residua.

Il funzionamento di questi rivelatori è stato già descritto nei §§2.1.1 e 2.1.2. La camera a ionizzazione fornisce un segnale proporzionale all'energia rilasciata per ionizzazione dalle particelle rivelate. È da notare che per estrarre un elettrone nel gas occorre un'energia all'incirca dieci volte quella necessaria per estrarre un elettrone nei rivelatori al Silicio.

Il rivelatore *Ring Counter* permette l'identificazione in massa e carica delle particelle prodotte (vedi Cap. 4) ed è molto versatile in quanto permette l'identificazione in carica per le particelle che si fermano nel Si utilizzando come ΔE il segnale della camera a ionizzazione e come energia residua il segnale del Si. Per questi ioni l'identificazione in massa non è possibile a causa della risoluzione insufficiente della camera a ionizzazione. Per le particelle che proseguono fino allo scintillatore è possibile anche l'identificazione in carica e massa utilizzando come ΔE il segnale del Si e come energia residua il segnale del CsI(Tl) come sarà discusso nel Capitolo 4.

CAPITOLO 3 LE MISURE SPERIMENTALI AI LNS

3.1 IL CICLOTRONE SUPERCONDUTTORE

La schematizzazione “classica” di un ciclotrone consiste in due espansioni polari a forma di “D” tra le quali la tensione oscilla con frequenza fissa. Quando le particelle si trovano all’interno degli elettrodi descrivono orbite circolari sotto la sola influenza del campo magnetico. Quando invece percorrono lo spazio tra i 2 elettrodi sono accelerate dalla tensione alternata, acquistando così energia. In questo modo la velocità delle particelle ed il raggio di curvatura aumentano, ma il tempo impiegato a percorrere un giro è sempre lo stesso. Se il tempo di attraversamento di un elettrodo è proporzionale al periodo della tensione alternata ($t = T/2$) il campo alternato è sincrono al passaggio delle particelle attraverso la regione tra le 2 “D” e quindi gli ioni subiscono un’ulteriore accelerazione.

L’equazione fondamentale del moto di particelle cariche in un campo magnetico è la forza di Lorentz:

$$F_L = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

Poiché la velocità ed il campo sono perpendicolari, la forza è centripeta, per cui:

$$q v B = m \frac{v^2}{R} \quad (3.2)$$

da quest’ultima si ricava la frequenza di ciclotrone ω_0

$$\omega_0 = \frac{v}{R} = \frac{q}{m} B \quad (3.3)$$

Le particelle possono compiere delle oscillazioni sia sul piano verticale che orizzontale attorno all’orbita di equilibrio.

I ciclotroni moderni tengono conto di un problema che può insorgere. Gli effetti relativistici possono alterare l’isocronismo, in

quanto con l'incremento dell'energia si ha un incremento relativistico della massa che deve essere bilanciato da un aumento del campo magnetico \vec{B} lungo la direzione radiale, il quale però riduce la focalizzazione assiale del fascio.

Per ovviare a questo problema si suddivide il ciclotrone in settori, nei quali il campo \vec{B} lungo la direzione di viaggio degli ioni ha valori medi diversi. Il passaggio delle particelle da una zona all'altra ha un effetto globalmente focalizzante. Questi ciclotroni che prendono il nome di AVF (campi variabili azimutalmente) hanno il vantaggio di lavorare con fasci continui e quindi si possono ottenere grandi correnti di fascio.

I ciclotroni superconduttori CS utilizzano bobine superconduttrici capaci di generare campi fino a 4-5 Tesla [3.1]. In tal modo a parità di energia finale è possibile diminuire considerevolmente le dimensioni del ciclotrone. Come si può notare dalle equazione (3.3) il prodotto $B \cdot R$ è direttamente proporzionale alla velocità massima degli ioni accelerati.

Il CS installato ai LNS a Catania ha a disposizione 2 sorgenti: Serse e Caesar. Serse è una sorgente ECR superconduttrice utilizzata per ottenere fasci di ioni pesanti di alta intensità ed energia, Caesar è una sorgente ECR convenzionale impiegata per ottenere fasci di ioni più leggeri con moderato stato di carica.

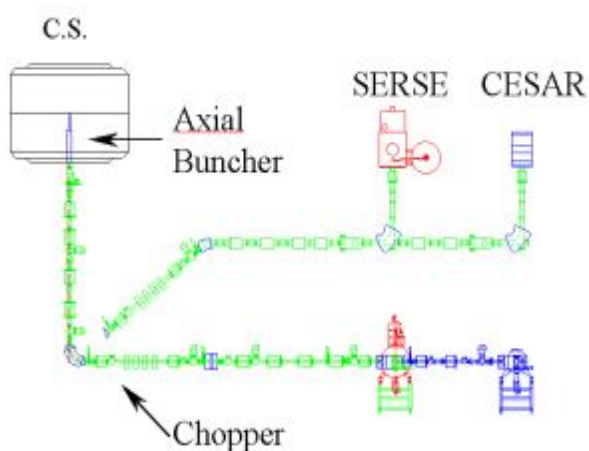


FIG. 3.1 Linea di trasferimento del fascio

La linea di trasferimento del fascio fra sorgenti CS (vedi figura 3.1) è composta principalmente da 12 solenoidi e 4 quadrupoli e anche da un dispositivo denominato

Chopper, il quale è formato da una coppia di elettrodi deflettori e ha il compito di variare l'intensità del fascio proveniente dalla sorgente. Questo dispositivo è in grado di consegnare circa il 90% del fascio prodotto dalle sorgenti al CS. A circa 50 cm dal piano assiale del ciclotrone si trova il *Buncher* assiale. Questo dispositivo consiste di un tubo a deriva guidato da una frequenza singola ed è progettato per operare alla stessa frequenza del ciclotrone. Il suo compito è di rendere discontinuo il fascio prodotto dalle sorgenti, fornendo così "pacchetti" di particelle di breve durata a distanze temporali fisse.

Il fascio è così iniettato nella regione centrale del CS. Vi sono inoltre tre fenditure muovibili utilizzate per selezionare la fase dalla 35^o radiofrequenza (RF) alla 6^o RF permettendo così di ottenere impulsi di fascio più puliti e più corti (fig.3.2).

Una volta che gli ioni sono stati accelerati è necessario estrarli



FIG. 3.2 Regione centrale del CS

dall'acceleratore.

Questo compito è affidato ad un sistema di estrazione per *stripping*. Nelle vicinanze del raggio di estrazione è posto un sottile foglio di carbonio sul quale gli

ioni collidono e perdono elettroni, alterando il rapporto q/m e quindi cambiando il raggio dell'orbita, facilitandone l'uscita [2.2]. Dopo l'estrazione il fascio deve essere "trasportato" fino alle diverse aree sperimentali, tramite una serie di lenti elettromagnetiche (quadrupoli) che permettono di focalizzare il fascio durante il trasporto, di dipoli magnetici (*steerer*) che permettono spostamenti in una direzione del fascio (orizzontale o verticale) ed infine un magnete che permette di selezionare con alta precisione il fascio voluto. In figura 3.3 è mostrata

schematicamente l'area sperimentale con i vari punti misura, nei quali sono installati gli apparati sperimentali.

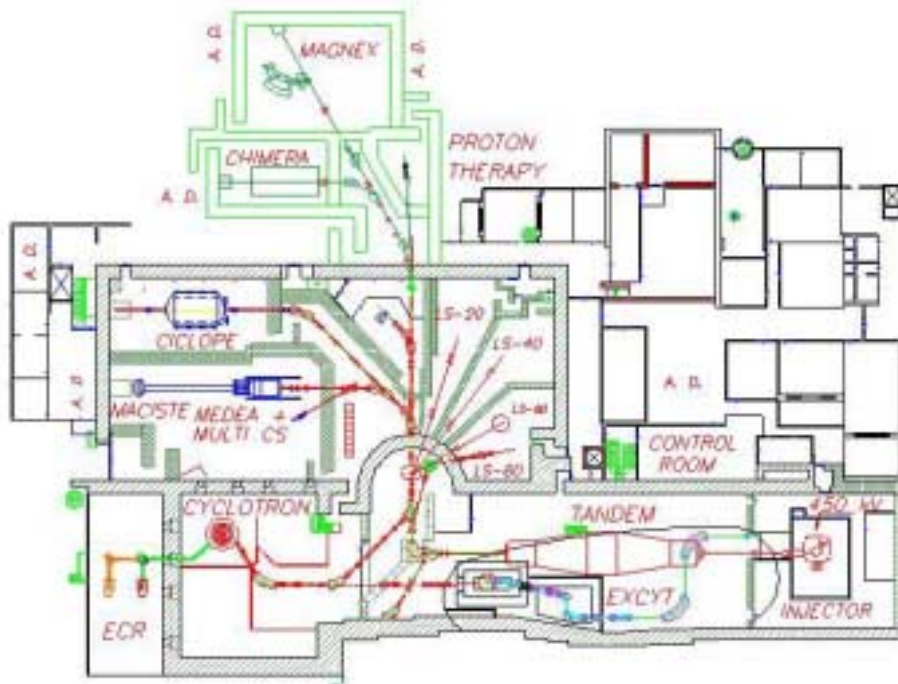


FIG. 3.3 Prospettiva dell'area sperimentale dei LNS

3.2 LE MISURE

L'apparato Chimera descritto nel §2.1, è stato utilizzato, nei primi 6 mesi del 2003, per una serie di esperimenti. Alcuni di questi sono stati proposti dal gruppo Chimera, altri da altri gruppi sperimentali. Tra queste misure quella proposta dal gruppo NUCL-EX, nell'ambito dello studio della termodinamica delle reazioni nucleari (vedi Introduzione).

Oltre alle misure vere e proprie è stata effettuata una serie di misure utili per la calibrazione del multirivelatore. Poiché le

calibrazioni sono in comune fra tutti gli esperimenti, il gruppo con il quale è stata svolta questa tesi ha partecipato a diverse misure, oltre a quelle relative alla proposta scientifica.

Qui di seguito verranno descritte le operazioni che durante la misura sono effettuate per il controllo dei dati raccolti e le operazioni di controllo sul funzionamento dei rivelatori.

3.2.1 PROCEDURE DI CONTROLLO DEI DATI RACCOLTI

Il controllo dei dati raccolti viene eseguito principalmente osservando le matrici bidimensionali di correlazione fra dati dello stesso evento e gli spettri monodimensionali *on-line*.

Tramite queste osservazioni si ha un monitoraggio quasi continuo dell'andamento della misura, e si possono rapidamente mettere in evidenza i problemi che si possono presentare in modo da provvedere nei tempi più rapidi alla soluzione. I problemi che possono essere segnalati in modo semplice sono problemi riguardanti l'elettronica, o errori dello stesso *software* di acquisizioni dati.

Per ogni telescopio è stata costruita una pagina grafica nella quale sono presentati contemporaneamente 8 spettri mono e bidimensionali che permettono il monitoraggio telescopio per telescopio.

Come si può vedere ad esempio in figura 3.4 vi sono 4 spettri singoli:

- segnale del Si a basso guadagno
- segnale del Si ad alto guadagno
- componente rapida del Csl
- componente lenta del Csl

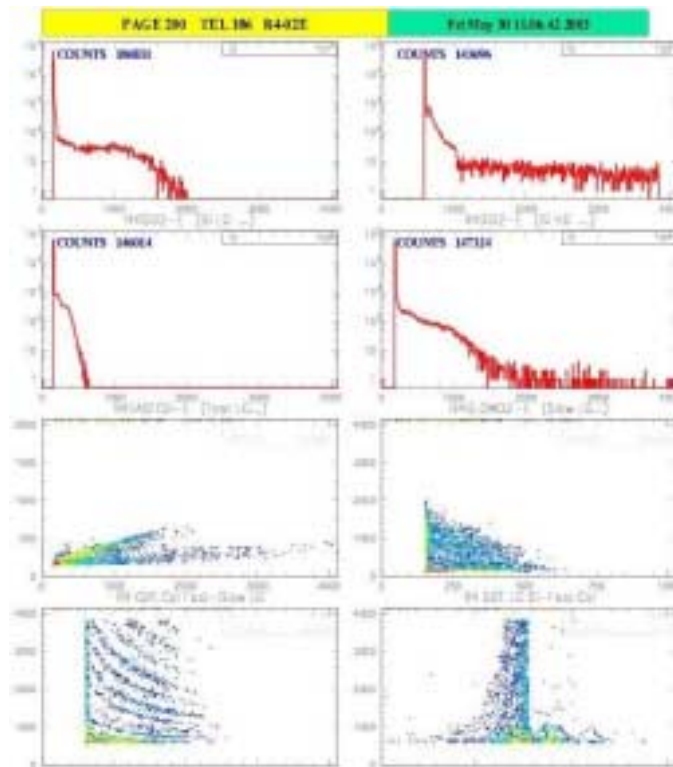


FIG 3.4 Pagina di un telescopio 0

e 4 matrici bidimensionali:

- matrice rapida-lenta del Csl
- matrice Si basso guadagno-componente rapida del Csl
- matrice Si alto guadagno-componente rapida del Csl
- matrice Si basso guadagno-tempo di volo

Elenchiamo qui di seguito per alcuni spettri e matrici i problemi che si sono presentati nel corso delle diverse misure e le possibili soluzioni:

-Segnale del Si a basso guadagno

A volte può presentare un taglio (vedi fig. 3.5) oppure una sovrapposizione nell'intorno del canale 500. Questo perché non è stato determinato con precisione il canale di passaggio (*offset*) tra il basso guadagno e l'alto guadagno e quindi non vi è perfetto raccordo tra le 2 parti del grafico. L'*offset* rappresenta i canali per raccordare i segnali tra basso e alto guadagno. Questo è un problema di definizione delle matrici che si può risolvere via software modificando il parametro opportuno. Dalla figura 3.5 si

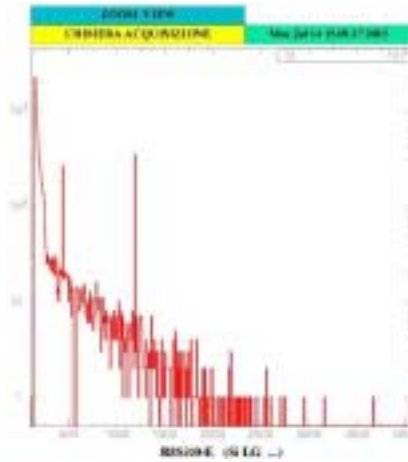


FIG. 3.5 Si basso guadagno

possono anche notare i picchi relativi all'impulsatore, che continuamente fornisce due valori predefiniti, che consentono di controllare la stabilità nel tempo della catena elettronica.

- Segnale del Si ad alto guadagno

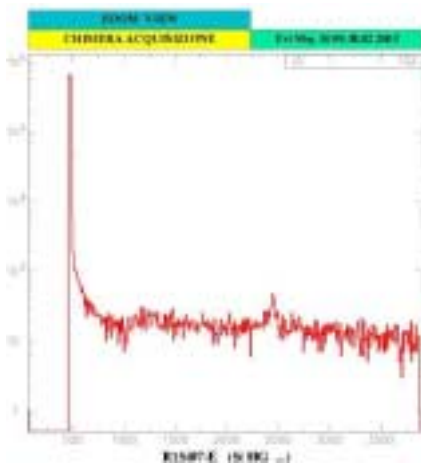


FIG. 3.6 Si alto guadagno

Come si può vedere dalla figura 3.6, lo spettro è dato dai primi 500 canali dello spettro precedente amplificati per un fattore all'incirca uguale ad 8. Si nota anche il primo dei due picchi dell'impulsatore.

- Componente rapida del CsI

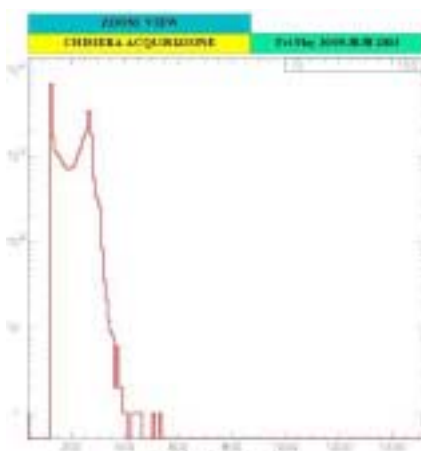


FIG. 3.7 Componente rapida del CsI

Un esempio è mostrato in figura 3.7. Lo spettro risulta compresso ma è stato volutamente tenuta la stessa amplificazione per tutte le misure per comodità di calibrazione.

- Componente lenta del CsI

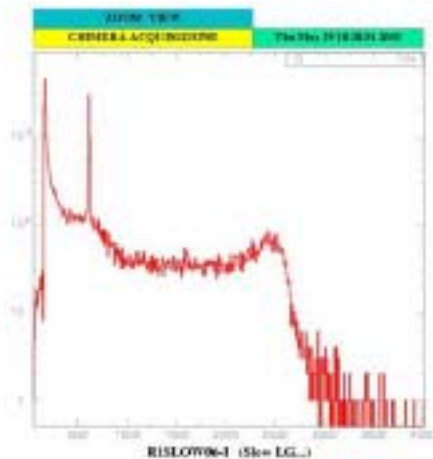


FIG. 3.8 Componente lenta del CsI

Un esempio è mostrato in figura 3.8 dove è possibile notare il picco del generatore di impulsi.

- Matrice rapida-lenta del CsI

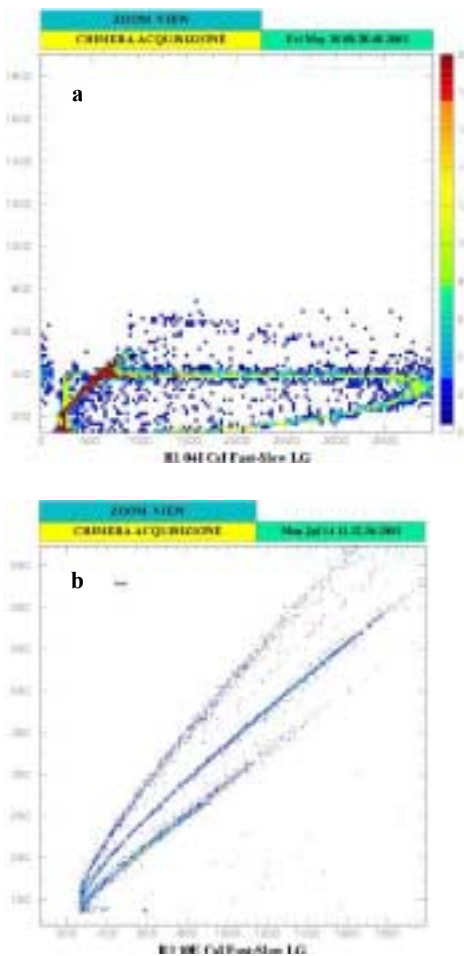


FIG. 3.9 a-b Matrice rapida-lenta CsI

Nelle matrici delle corone 1 e 2 si può notare una *fast-slow* a gradino (vedi fig. 3.9a). Questa forma è dovuta a coincidenze spurie causate dall'alto *rate* di *scattering* elastico ad angoli molto piccoli. Si osserva che vi è un segnale costante della componente rapida per diverse componenti lente; questo a causa dello *stretcher* che allunga il segnale rapido in coincidenza casuale con la RF.

Questo problema si risolve in sede di analisi imponendo la coincidenza con la RF. Al di fuori delle corone 1 e 2, ad esempio nella

corona 3, questo problema non è più presente, come è possibile verificare ad esempio dalla figura 3.9b.

- Matrice Si basso guadagno-componente rapida del Csl

Nelle matrici dei rivelatori delle corone più in avanti (1 e 2) è possibile visualizzare la diffusione elastica, perché è l'evento più probabile e più energetico a piccoli angoli. In fig. 3.10a è indicata dalla zona più intensa, per alti valori della componente veloce del Csl. Si può visualizzare il problema di parziale non correlazione con la RF attraverso la riga orizzontale in figura. Nella stessa matrice, che è ad angoli piccoli, è presente una riga obliqua che parte dalla regione elastica. Questo è dovuto al fenomeno del *channeling*; il Si, infatti è un cristallo con una struttura ordinata, e le particelle possono passare nei 'corridoi' che si formano tra i piani cristallini atomici, interagendo debolmente, e quindi perdendo meno energia che per ionizzazione in una qualsiasi direzione. Quando le particelle arrivano nel Csl dove viene rivelata la loro energia residua possono avere un'energia maggiore di quella dell'elastico. Questi effetti non sono più visibili ad angoli più grandi, come si

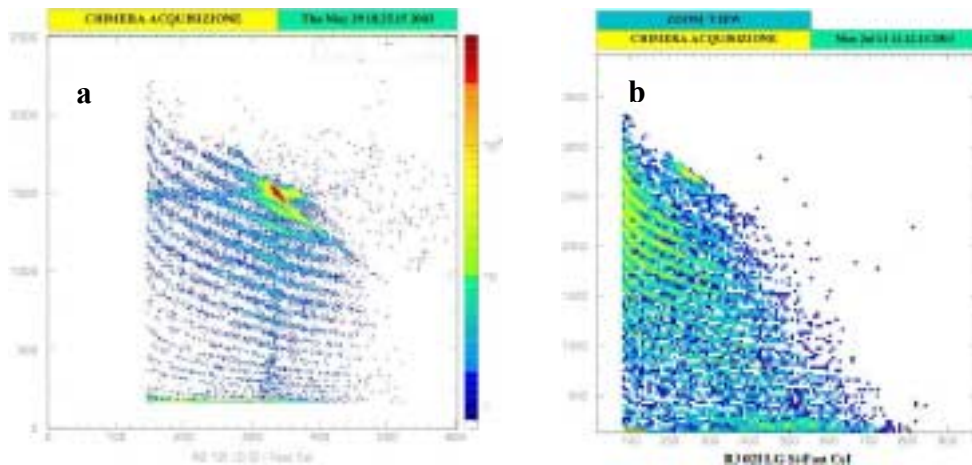


FIG. 3.10 a-b Matrice Si-componente rapida Csl

può vedere dalla figura 3.10b.

- Matrice alto guadagno Si-componente rapida del Csl

In questa matrice sono ben visibili gli isotopi a basso Z, come si può vedere dalla figura 3.11. In questa matrice sono appena

visibili i protoni, deutoni, e trizi a causa delle soglie troppo alte, mentre sono ben distinguibili ^3He , le α , gli isotopi del Li e del Be.

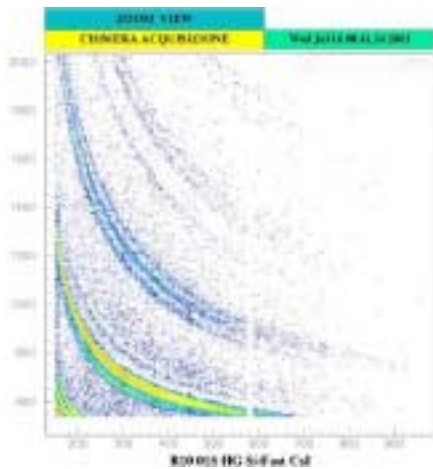


FIG 3.11 Matrice ag Si-rapida Csl

Il fatto che gli isotopi per $Z=1$ siano poco visibili per effetto della soglia sul segnale del Si, ha poca importanza perché questi isotopi sono identificabili nelle matrici rapide-lente dei Csl.

- Matrice basso guadagno Si-tempo di volo

Nella matrice solitamente sono visibili 2 o più strutture ad una distanza temporale fissa che dipende dalla periodicità della RF, come si vede ad esempio in figura 3.12. Può capitare che questa matrice appaia tagliata per bassi canali del Si, e questo può essere dovuto ad una soglia troppo alta sui CFD.

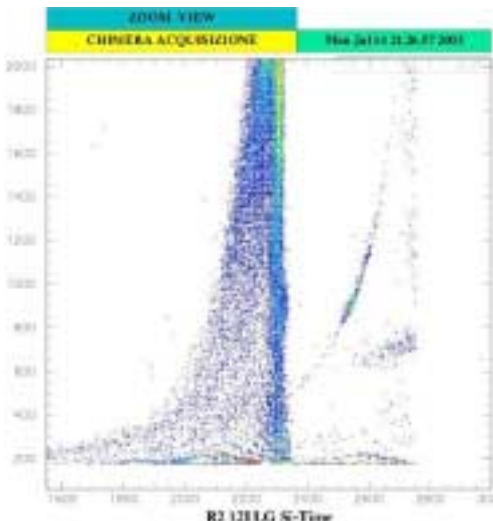


FIG. 3.12 Matrice bg Si-tempo di volo

Le soglie dei CFD inizialmente sono state poste a 10 mV, ma nel corso delle misure alcune di esse sono state portate a valori più alti. Nel corso delle misure infatti alcuni rivelatori al Si hanno aumentato la loro corrente inversa e quindi il rumore.

Una soglia troppo bassa avrebbe fatto sì che si registrasse troppo rumore. Dall'osservazione generale di tutte le pagine relative ai singoli

telescopi si può verificare se alcuni di essi presentano alcuni problemi.

Se di un rivelatore esistono gli spettri in singola, ma le matrici Si-componente rapida del Csl sono vuote, si può pensare che vi è stato un errore di definizione dei parametri della matrice oppure vi è stato uno scambio di cavi. Lo scambio di cavi diventa un'ipotesi probabile quando gruppi di 8 matrici risultano scorrelate, in quanto i cavi sono ottupli cioè raccolgono le uscite di 8 rivelatori.

È consigliabile non cambiare i parametri, e soprattutto i valori di amplificazione, durante un *run* di misura, ma solo tra un *run* e l'altro. È inoltre preferibile eseguire una misura con impulsatore per avere più informazioni nel momento della calibrazione per controllare eventuali variazioni dell'elettronica.

Oltre agli spettri singoli ed alle matrici, organizzati nelle pagine di cui si è parlato, esiste un altro gruppo di spettri che possono fornire indicazioni utili:

- Spettro del tempo di volo (TOF) di un telescopio in singola

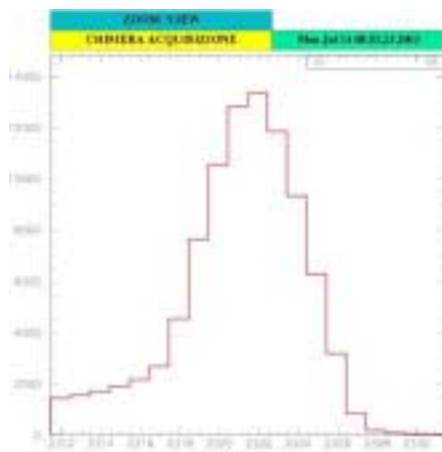


FIG. 3.13 Telescopio in singola

Questo spettro si ottiene da un telescopio delle prime corone con un *trigger* in singola, cioè l'uscita del TDC va in ingresso al sistema MUSE indipendentemente dal *trigger* dato dalla molteplicità per tutti gli altri rivelatori. Esso contiene la distribuzione del tempo di volo dei frammenti rivelati dal

telescopio e va controllato con periodicità perché permette di determinare e controllare il timing del sistema. In figura 3.13 è mostrato un esempio di questo spettro.

Come risoluzione temporale Δt , si prende la larghezza a metà altezza. Si deve verificare che la temporizzazione del fascio sia compresa fra 1 e 1.5 ns. Poiché la calibrazione dell'ascissa dello spettro è di 250ps/canale, la larghezza a metà altezza deve rimanere compresa fra 4 e 6 canali. Valori più grandi non sono accettabili perché in sede di analisi dati, con la tecnica E-TOF non si riuscirebbe a determinare con precisione la velocità e quindi a separare le masse delle particelle.

La larghezza Δt è la convoluzione della risoluzione temporale del rivelatore e della sua catena elettronica, con l'indeterminazione del *burst* del fascio che può arrivare fino a circa 700-800 ps.

Si può migliorare il Δt agendo sul *burst*, in particolare si agisce utilizzando i diaframmi posti all'interno del CS selezionando spazialmente il percorso degli ioni. In tal modo, però si riduce l'intensità del fascio, rischiando di abbassare notevolmente il numero degli eventi al secondo e allungando il tempo necessario per l'acquisizione dei dati sufficienti per le misure sperimentali.

Se nello stesso spettro compare un altro picco, e se si trova ad una distanza diversa di 134 ns (intervallo della RF) indica che il *Buncher* dell'acceleratore (vedi §3.1) non funziona bene.

- Spettro dell'impulsatore

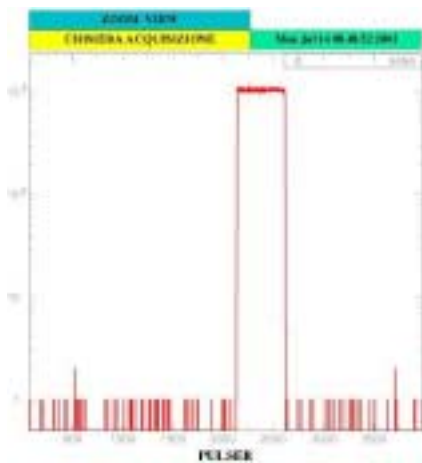


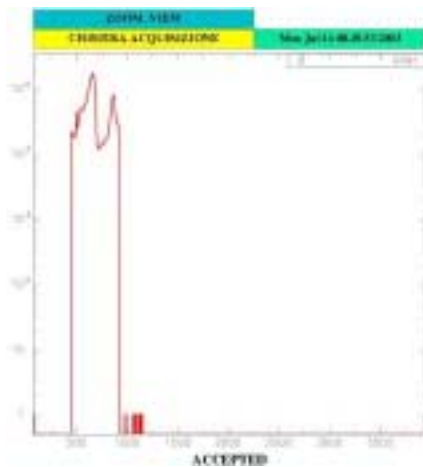
FIG. 3.14 Impulsatore

Tale spettro è utile per determinare il tempo morto (vedi figura 3.14). Esso è costituito dalla integrazione degli eventi dell'impulsatore (*pulser*) di tutto il rivelatore.

Il tempo morto si valuta dal rapporto tra gli eventi che costituiscono lo spettro, che

rappresentano il numero degli eventi accettati per l'analisi *on-line*, con il valore fornito dal *trigger* MUSE per il segnale *pulser* che invece rappresenta il numero di *trigger* abilitati. Questo valore deve essere molto minore del 50%, più o meno dell'ordine del 20% e rappresenta il tempo morto.

- Spettro di eventi accettati



Questo spettro (vedi fig. 3.15) è importante non per la sua forma ma perchè fornisce il numero di eventi accettati a partire dall'ultimo azzeramento dello stesso. Viene utilizzato per avere una prima informazione sul numero degli eventi relativi alla misura che si sta effettuando. Al numero di eventi va tolto il 20% per tenere conto degli

eventi generati dall'impulsore e degli eventi in singola (vedi più avanti).

- Multistogrammi

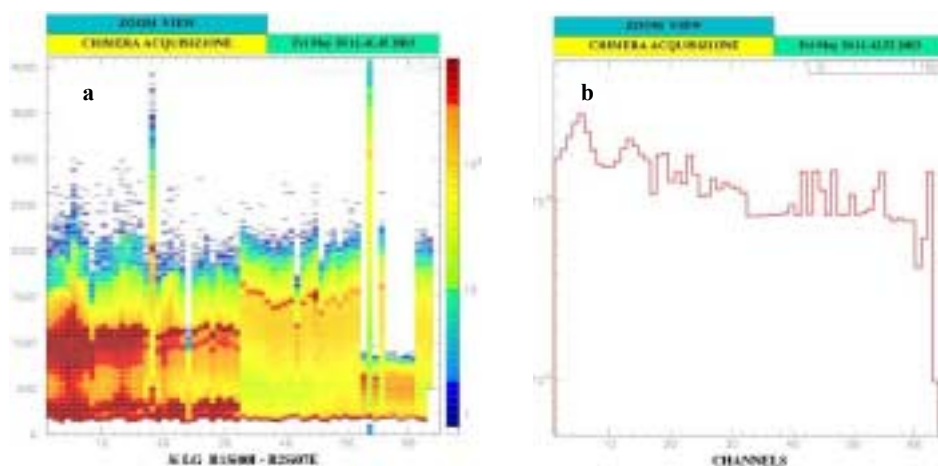


FIG. 3.16 a-b Multistogrammi

Un multi-istogramma, (vedi figura 3.16a), rappresenta, tramite lo spettro di colori, la distribuzione di un certo numero di spettri

singoli. Infatti raffigura i conteggi di un gruppo di 64 rivelatori appartenenti ad una o due ruote, permettendo di controllare il funzionamento dei rivelatori in quanto dovrebbero mostrare tutti conteggi analoghi, se posti allo stesso angolo polare. Differenze di conteggi possono essere dovute a malfunzionamento, soglie diverse, ecc.... Un altro tipo di multi-istogrammi è mostrato in figura 3.16b dove per ogni canale è associato l'integrale dello spettro energetico di ogni rivelatore. Ciò permette di verificare eventuali differenze di amplificazione.

- Molteplicità

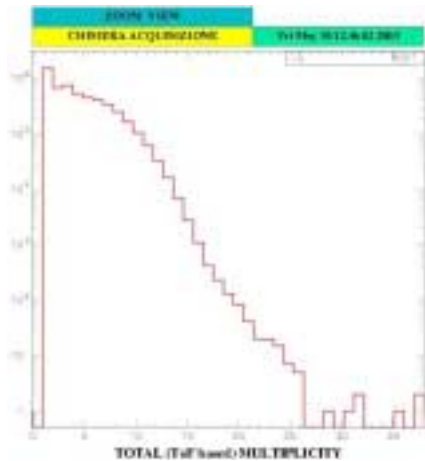


FIG 3.17 Molteplicità

Questo spettro mostra la distribuzione della molteplicità totale per evento (vedi figura 3.17). La molteplicità corrisponde al numero di rivelatori in coincidenza ed è costruita considerando il numero di segnali provenienti dai rivelatori al Si in ciascun evento.

In figura è mostrato uno spettro di molteplicità ottenuto con *trigger* di molteplicità maggiore o uguale a due, cioè almeno due telescopi colpiti contemporaneamente. Scegliendo molteplicità due in genere si evita di acquisire segnali spuri, ma a volte è necessario impostare molteplicità uno se vi è un basso *rate* di eventi. Questo spettro é basato sul segnale del tempo di volo generato dai Si. Quindi le particelle leggere e/o veloci non sono registrate perché non sono rivelate dal Si, perchè ionizzano poco e quindi producono un segnale nel Si sotto soglia.

- Spettri grafici di rappresentazione dei telescopi colpiti

Questi spettri mettono in evidenza in tempo reale i rivelatori colpiti durante la misura e permettono di controllare il centraggio del fascio perché i rivelatori di uno stesso ring devono essere colpiti più o meno dalla stessa quantità di eventi. Questa

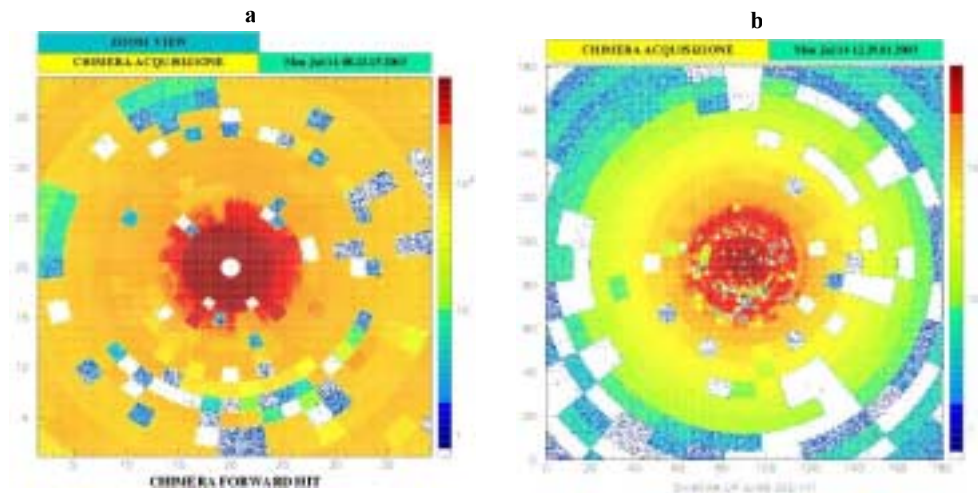


FIG 3.18 a-b Telescopi colpiti

funzione è svolta più efficacemente analizzando lo spettro che rappresenta la parte in avanti del rivelatore (vedi figura 3.18a), in quanto è sufficiente osservare la distribuzione degli eventi sulle prime corone, perché qui si concentra la maggior parte della statistica. Invece lo spettro totale (vedi figura 3.18b) evidenzia l'apparato fino a 90° , quindi comprende circa metà sfera, e permette di verificare con un colpo d'occhio l'andamento della misura ed il comportamento complessivo dei rivelatori.

Come già accennato in precedenza, durante la misura viene inviato, sia sul preamplificatore del Si che su quello del CsI attraverso un apposito ingresso, un segnale proveniente da un generatore di impulsi che colpisce 8 rivelatori in una volta e simula un segnale generato dal rivelatore.

Negli spettri è riconoscibile perché il valore è costante e quindi si ottengono dei picchi negli spettri in singola e dei punti più popolati sulle matrici (vedi figure precedenti). Il segnale di impulsore che si acquisisce in continua è utile perché permette

di controllare la stabilità della catena elettronica, quando si effettua l'analisi dei dati.

Misure con il solo impulsatore vengono effettuate ogni volta che si cambia qualche parametro, come i guadagni degli amplificatori. In questo modo è possibile aggiornare la retta di calibrazione dei QDC, che mette in relazione i canali con l'energia. Si eseguono, ma con meno frequenza, anche misure di piedistalli. Il piedistallo è una quantità di carica nota che i QDC iniettano automaticamente, in modo tale che anche i segnali fisici di piccola ampiezza possano superare la soglia intrinseca degli stessi, ed essere perciò integrati. Ovviamente l'integrazione del piedistallo non è una informazione fisica e si elimina impostando la soglia dei QDC proprio dove esso termina. Tale informazione si ricava dalle misure con soli piedistalli.

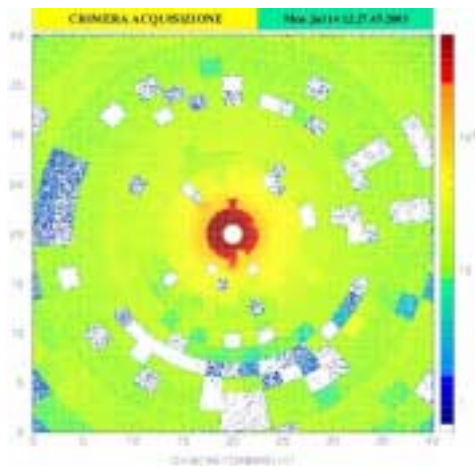


FIG. 3.19 Telescopi colpiti

oppure direttamente dalla non uniformità di conteggio nella figura 3.18.

All'inizio di ogni misura quando si cambia fascio, ed ogni tanto se si ha il dubbio che qualcosa sia cambiato, si esegue il controllo del centraggio del fascio. Ci si può infatti accorgere che il fascio non sia centrato se una regione particolare delle corone conta più delle altre,

3.2.2 CONTROLLI SUL FUNZIONAMENTO DEI RIVELATORI

Una procedura che si deve effettuare sistematicamente nel tempo è il controllo delle tensioni di alimentazione dei preamplificatori e le tensioni di alimentazione dei Si. Tali tensioni vengono controllate su un monitor e almeno 2 volte al giorno

durante la misura. Può capitare che alcuni rivelatori del Si presentino una corrente inversa di saturazione (I_{0mon}) che raggiunge la massima corrente impostata (I_{0set}). Questo fa suonare un allarme in modo che sia possibile intervenire aumentando il valore di I_{0set} , andando così ad aumentare la soglia di corrente che genera l'allarme.

Se questa procedura non dovesse essere sufficiente si procede abbassando la tensione sul rivelatore, in quanto la corrente inversa è dipendente dalla tensione fornita al Si. In questo modo la corrente di saturazione diminuisce, e di conseguenza diminuisce lo spessore attivo del Si. Se anche in questo modo il problema non si risolve si spegne il rivelatore perché non può più funzionare nelle condizioni ottimali.

Il principale responsabile di tale comportamento è la temperatura. Sia le prestazioni del rivelatore al Si che dell'elettronica sono dipendenti dalla temperatura. I preamplificatori sono alloggiati nelle *motherboards* fissate sulle corone ed essendo il tutto sotto vuoto, essi non possono dissipare calore.

Per dissipare il calore esiste un opportuno sistema di raffreddamento. Per le 9 corone in avanti si fa circolare del liquido (alcool) all'interno della struttura metallica delle corone, mentre per la sfera esistono 4 poli freddi dai quali partono dei nastri di rame che si avvolgono intorno agli anelli della sfera, in modo che parte del calore possa essere dissipato per conduzione.

Sull'intero apparato sono applicate delle sonde che hanno il compito di registrare le temperature.

Una procedura da effettuare quindi con regolarità consiste nel controllare le temperature registrate dalle sonde, e di visualizzare l'andamento delle stesse nel tempo. Si osserva che le temperature degli anelli della parte in avanti sono più basse (4-5 °C) rispetto a quelle della Sfera dove si registrano fino a 50

°C. Questa differenza è dovuta al diverso sistema di raffreddamento che è più efficiente per le 9 corone in avanti.

Nel caso si verifichi un aumento della temperatura, solitamente si interviene abbassando la temperatura del refrigerante. In generale si è verificato che l'aumento della temperatura tende ad arrivare a saturazione, permettendo quindi di continuare le misure. È previsto per le prossime misure un miglioramento del sistema di raffreddamento delle Sfera in modo da aumentare le prestazioni anche di questi rivelatori.

CAPITOLO 4 PROCEDURA DI IDENTIFICAZIONE IN MASSA E CARICA DI FRAMMENTI

4.1 INTRODUZIONE

Il riconoscimento delle specie nucleari prodotte sperimentalmente nelle reazioni nucleari è importante perché rappresenta il punto di partenza per le successive analisi fisiche. Le informazioni sui vari isotopi infatti rendono possibili l'estrazione delle variabili termodinamiche come ad esempio la temperatura della sorgente. Si può quindi investigare se l'equilibrio si può considerare raggiunto a seguito di una collisione tra ioni pesanti, e si può studiare il modo di diseccitazione, in modo da poter dare un contributo allo studio dei meccanismi di reazione nucleari.

Per rivelare le particelle prodotte durante l'esperimento si utilizzano i rivelatori posti in sequenza (telescopio) che misurano la perdita di energia e l'energia residua delle particelle cariche emesse. La loro identificazione è ottenuta attraverso la relazione fra la perdita di energia e l'energia residua. Il grafico di queste grandezze presenta delle fasce distinte per diverse cariche e masse (figura 4.1).

Per l'identificazione in carica, i metodi tradizionali si basano su procedure semi-automatiche utilizzando delle funzioni analitiche empiriche (P.I.F. *particle identification function*) o sulla realizzazione di tagli grafici attorno alle linee delle diverse cariche, e ogni evento è identificato mediante la sua inclusione nei diversi contorni caratterizzanti le diverse cariche. Per l'identificazione in massa il metodo più usato è quest'ultimo non esistendo funzioni empiriche simili alle PIF. Questo metodo,

sebbene sia molto efficace, è applicabile solo in quelle regioni dove vi è statistica sufficiente. Non si possono estrarre informazioni dove la statistica è scarsa. Il metodo inoltre richiede molto tempo e molta precisione da parte di chi esegue la procedura. Risulta quindi, anche per questa ragione, molto difficilmente utilizzabile per grandi numeri di rivelatori.

L'utilizzo di dispositivi a 4π come Chimera, formati da molti telescopi (1192) e come il *Ring Counter* dell'apparato Garfield (56) e che per questioni di praticità, utilizzano scintillatori come rivelatori di energia residua, richiedono l'utilizzo di un metodo veloce ma preciso per l'identificazione in massa e in carica, e che tenga presente della non linearità della risposta energetica del CsI(Tl).

La procedura illustrata in seguito permette un accurato trattamento dei dati e l'estrapolazione di informazioni anche nelle zone dove, con i metodi precedenti, non si possono identificare le particelle.

La precisione del metodo proposto è stato controllato sia paragonando le distribuzioni di massa generate da un modello, sia confrontando i risultati ottenuti con i metodi tradizionali (tagli grafici e P.I.F.) sui dati raccolti.

4.2 METODO DI IDENTIFICAZIONE

Il metodo proposto parte dalla formula semiempirica di Bethe-Bloch (B.-B.) che descrive la perdita di energia di una particella carica nella materia.

Quando una particella carica attraversa la materia i due principali processi che possono accadere sono collisioni inelastiche con elettroni atomici del materiale oppure *scattering* con i nuclei. Gli altri fenomeni, come emissioni Cherenkov,

bremsstrahlung, sono abbastanza rari alle energie di questa misura.

Durante uno *scattering* elastico con il nucleo del mezzo non è trasferita energia agli atomi del mezzo, e il suo effetto netto è quello di far deviare la particella carica incidente dalla sua direzione iniziale. Invece durante una collisione inelastica la particella incidente cede una piccola frazione della sua energia all'atomo, il quale si eccita o ionizza. Nel primo caso si parla di collisioni *soft* nel secondo *hard*.

La quantità di energia persa in una collisione è solitamente molto piccola confrontata con l'energia cinetica iniziale, ma considerando che il numero di collisioni per unità di percorso è piuttosto grande, l'effetto cumulativo è ben osservabile, tanto che queste collisioni inelastiche sono le maggiori responsabili della perdita di energia delle particelle cariche pesanti nella materia.

Come già ricordato, per stimare la perdita di energia totale delle particelle cariche nella materia si utilizza la formula di B.-B., la quale fornisce la perdita di energia media per unità di percorso, detta anche *stopping power*, formulata tenendo conto anche degli effetti quantistici relativistici:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A_{\text{mezzo}}} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e r_e^2 v^2 W_{\text{max}}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{c}{z} \right] \quad (4.1)$$

con

r_e = raggio classico dell'elettrone

m_e = massa elettrone

N_a = numero di Avogadro ($\approx 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

I = potenziale medio di eccitazione

Z = numero atomico del materiale assorbente

A_{mezzo} = peso atomico del materiale assorbente

ρ = densità del materiale assorbente

z = carica della particella incidente in unità di e

$\beta = \frac{v}{c}$ della particella incidente

$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$

δ = correzione di densità

c = correzione di orbitale

W_{\max} = energia massima trasferita in una collisione $\approx 2 m_e v^2 \gamma^2$

Osservando l'equazione si nota che in questa forma la dE/dx non dipende dalla massa delle particelle, ma bensì dalla loro carica e dalla loro velocità: particelle di massa diversa ma con stesso z e v perdono la stessa quantità di energia. Ovviamente, a parità di energia cinetica, le particelle a massa maggiore perdono più energia semplicemente perché hanno una velocità minore. Inoltre dE/dx dipende debolmente dal mezzo, andamento evidenziato dal rapporto Z/A_{mezzo} che per materiali non troppo pesanti è circa $1/2$.

Considerando $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ in funzione di β si notano 3 regioni distinte. Fino ad energie non relativistiche dE/dx è dominata dal fattore $1/\beta^2$, all'aumentare della velocità della particella la dE/dx diminuisce fino a raggiungere il minimo di ionizzazione, il quale è più o meno lo stesso per particelle diverse, ma con stessa carica nello stesso materiale.

All'aumentare di β , dE/dx aumenta a causa del termine logaritmico di γ , ad un certo punto si raggiunge un *plateau*, cioè una saturazione nella perdita di energia. Il termine δ è un fattore di correzione della B.-B. il quale comincia ad avere importanza proprio alle alte energie. Infatti il campo elettrico \vec{E} della particella incidente tende a polarizzare gli atomi lungo la sua traiettoria, per cui gli elettroni più distanti dal percorso risultano schermati e quindi le interazioni particella incidente-elettroni esterni contribuiscono meno alla dE/dx rispetto alla B.-B. priva di correzione.

Questo è tanto più vero quanto più la particella è relativistica e quanto più il materiale è denso. È quindi una correzione che si rende utile quando il mezzo materiale è un gas o un liquido. Al

contrario la correzione di orbitale c , è importante a bassa energia, cioè quando la velocità della particella diventa confrontabile con la velocità orbitale degli elettroni. A queste energie entrano in gioco effetti complicati come la tendenza a raccogliere e trattenere per un certo tempo elettroni, andando così a diminuire la carica efficace della particella e il suo potere frenante.

È da sottolineare che la formula di B.-B. è in grado di predire bene la dE/dx di particelle leggere come p , α e anche di nuclei leggeri [4.1].

Per gli ioni leggeri di alta energia ma comunque minore della energia per il quale si ha il minimo di ionizzazione la perdita di energia può ancora essere descritta dalla formula B.-B. con la seguente formula :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{z^2}{f\left(\frac{E}{A}\right)} \quad (4.2)$$

$$f\left(\frac{E}{A}\right) = \left(\frac{E}{A}\right)^\mu \quad (4.3)$$

con $\mu \approx 1$ ed $A =$ massa dello ione
(4.2)

La funzione f è definita tramite il suo integrale F :

$$F\left(\frac{E}{A}\right) = \int_0^{E/A} f\left(\frac{E}{A}\right) d\left(\frac{E}{A}\right) = \int_0^X \frac{z^2}{A} dX = \frac{z^2}{A} X \quad (4.4)$$

Consideriamo un telescopio, in cui nel primo rivelatore di spessore ΔX , lo ione deposita un'energia ΔE , mentre nel secondo lo ione si ferma ad una profondità X rilasciando un'energia pari ad E .

Applicando l'equazione (4.4) all'energia totale $(E+\Delta E)$ e all'energia residua E si ottiene:

$$F\left(\frac{E + \Delta E}{A}\right) = \frac{z^2}{A} (X + \Delta X) \quad (4.5)$$

$$F\left(\frac{E}{A}\right) = \frac{z^2}{A} X \quad (4.6)$$

Sostituendo la seconda equazione nella prima e invertendo si ha:

$$\Delta E = A \left[F^{-1} \left(F\left(\frac{E}{A}\right) + \frac{z^2}{A} \Delta X \right) - \frac{E}{A} \right] \quad (4.7)$$

Le condizioni di validità dell'equazione (4.7) sono le stesse dell'equazione (4.4).

Sostituendo l'equazione (4.4) nell'equazione (4.7) e riducendola analiticamente si ha :

$$\Delta E = \left[E^{\mu+1} + (\mu + 1) z^2 A^\mu \Delta X \right]^{1/(\mu+1)} - E \quad (4.8)$$

Dalla (4.8) si possono ricavare 3 informazioni molto utili per capire l'andamento dei dati sperimentali:

- ΔE calcolata a $E = 0$, che indica il punto di partenza per le linee di identificazione :

$$\Delta E_0 = \left[(\mu + 1) z^2 A^\mu \Delta X \right]^{1/(\mu+1)} \quad (4.9)$$

- La derivata dell'equazione (4.8) rispetto all'energia calcolata a $E = 0$, che dà la pendenza delle linee di identificazione nell'origine:

$$\left(\frac{d\Delta E}{dE} \right)_0 = -1 \quad (4.10)$$

É importante notare che la pendenza delle linee risulta indipendente da z ed A .

- ΔE ad alte energie residue. Questo limite può essere ottenuto espandendo l'equazione (4.8) in serie di potenze, in quanto ad

alte energie il secondo termine dentro [...] diventa molto più piccolo del primo.

$$\Delta E_{\infty} = \frac{z^2 \Delta X}{(E/A)^{\mu}} = \frac{1}{(\mu+1)} \frac{1}{E^{\mu}} \Delta E_0^{\mu+1} \quad (4.11)$$

ΔE_{∞} continua essere proporzionale alla dE/dx (vedi (4.2))

I parametri μ e ΔX potrebbero essere determinati da soli 2 valori di ΔE_0 e/o ΔE_{∞} . Il valore μ può essere determinato dallo spazatura tra le linee di bassa energia come previsto dalla (4.9). Ma non è detto che i valori così determinati possano essere validi per tutte le altre linee (Z,A), perché il metodo è molto costrittivo. Inoltre l'utilizzo dei rivelatori reali, porta a deviazioni dalla formula (4.2) (che è una B.-B.) e perciò dalla (4.8), per diversi motivi, legati soprattutto a piccole energie residue E. Infatti per questi valori di E, la carica atomica della particella incidente non è più uguale alla carica Z ma ad un valore minore detto carica efficace, in quanto la particella può catturare elettroni del mezzo. Inoltre l'uscita di luce degli scintillatori, utilizzati come rivelatori di E residua, diventa marcatamente non lineare dipendendo inoltre dalla Z stessa. Infine c'è da considerare la presenza delle soglie di rivelazione dei segnali che causano l'impossibilità ad osservare i valori di ΔE delle linee per $E = 0$.

Per tenere conto di questi effetti si modifica la formula (4.8):

$$\Delta E = \left[E^{\mu+1} + (\lambda Z^{\alpha} A^{\beta})^{\mu+1} \right]^{1/(\mu+1)} - E \quad (4.12)$$

dove

$$\lambda = [(\mu+1)\Delta X]^{1/\mu+1}$$

$$\alpha = 2 / (\mu+1)$$

$$\beta = \mu / (\mu+1)$$

È necessario inoltre introdurre un parametro addizionale che rappresenti il guadagno elettronico in modo da tenere conto che ΔE ed E sono segnali provenienti dall'elettronica utilizzata:

$$\Delta E = \left[(gE)^{\mu+1} + (\lambda Z^\alpha A^\beta)^{\mu+1} \right]^{1/(\mu+1)} - (gE) \quad (4.13)$$

La formula (4.13) è compatibile con le estrapolazioni (4.9), (4.10) e (4.11) :

$$\Delta E_0 = \lambda Z^\alpha A^\beta \quad (4.14)$$

$$\left(\frac{d\Delta E}{dE} \right)_0 = -g \quad (4.15)$$

$$\Delta E_\infty = \frac{1}{(\mu+1)} \frac{\lambda^{\mu+1} Z^2}{(gE/A)^\mu} \quad (4.16)$$

La (4.15) fornisce ancora la pendenza delle linee di A, e si può ritenere costante e indipendente da Z e da A nel caso in cui il telescopio sia formato da rivelatori lineari.

Anche in questo caso i parametri (μ , λ , g) potrebbero essere determinati da poche coppie ($\Delta E, E$) a $E = 0$ o $E \rightarrow \infty$, ma il vincolo è troppo forte. È necessario rendere la formula più flessibile e quindi più adattabile ai dati, cercando di disaccoppiare il comportamento a bassa, intermedia ed alta energia. A questo scopo aggiungere un parametro addizionale all'esponente di Z, non è una buona idea, in quanto potrebbe alterare i comportamenti a bassa e ad alta energia. Anche modificare l'esponente di A che, nella forma dell'equazione (4.13), assicura il giusto andamento asintotico, non può risolvere il problema.

Si è giudicato più appropriato l'introduzione di un termine fenomenologico che contenga variazioni indipendenti in Z e A nei regimi di bassa e alta energia, che riesca ad accordare la transizione fra le due regioni energetiche, mantenendo però sia il corretto comportamento asintotico che quello ad energie piccole. Esso contiene due parametri addizionali ξ e ν , i quali assicurano l'andamento asintotico di ΔE :

$$\Delta E = \left[(gE)^{\mu+\nu+1} + (\lambda Z^\alpha A^\beta)^{\mu+\nu+1} + \xi Z^2 A^\mu (gE)^\nu \right]^{1/(\mu+\nu+1)} - gE \quad (4.17)$$

con $\xi \geq 0$ e $\nu \geq 0$.

La (4.17) si riduce alla (4.13) se $\xi = 0$, $\nu = 0$, $\alpha = 2/(\mu+1)$, $\beta = \mu/(\mu+1)$.

I segnali registrati in misura contengono i cosiddetti piedistalli, cioè una quantità fissa aggiunta al segnale che consente la registrazione anche di segnali molto piccoli. Le energie sono quindi proporzionali ai segnali registrati ai quali venga sottratto il piedistallo.

Se i piedistalli dai segnali ΔE e E sono già stati sottratti, l'equazione (4.17) contiene 7 parametri, altrimenti 9.

Dalla (4.18) si possono ricavare le tre quantità viste in precedenza:

$$\Delta E_0 = \lambda Z^\alpha A^\beta \quad (4.18)$$

$$\left(\frac{d\Delta E}{dE} \right)_0 = -g \quad (4.19)$$

$$\Delta E_{H.E.} = \frac{1}{(\mu + \nu + 1)} \left[\frac{1}{\left(\frac{E}{A} \right)^g} \xi Z^2 + \frac{1}{(g E)^{\mu + \nu}} (\Delta E_0)^{\mu + \nu + 1} \right] \quad (4.20)$$

La (4.20) è stata ottenuta espandendo la (4.17) in serie di potenze fino ai primi due termini, in quanto ad alte energie residue il secondo e terzo termine diventano molto più piccoli rispetto al primo.

Dalla (4.19) si può ancora notare che la pendenza delle linee di identificazione è ancora costante e dalla (4.18) che il punto di partenza delle linee mostra una dipendenza in Z ed in A non correlata, come nella (4.9).

Dalle (4.18), (4.19), (4.20) si può capire il ruolo dei parametri: i parametri μ e ν governano il comportamento alle alte energie, infatti si vede che l'energia residua calcolata a energia nulla (ΔE_0) non dipende da questi, mentre sono importanti nella formula dell'energia residua per alte energie (ΔE_∞). Il parametro λ non è più strettamente legato allo spessore del rivelatore

lineare ΔX (come nella (4.12)), e assieme ad α e β si può ritenere che includa effetti non lineari e soglie; con l'introduzione del termine fenomenologico infatti le curve sono un po' diverse da una B.-B.. Per soglie si intende il fatto che l'equazione (4.18) prevede il comportamento a $E=0$, ma per tali valori di E non si hanno dati sperimentali, a causa di soglie dell'elettronica nella ΔE . Si rende quindi necessario una estrapolazione ad $E=0$. Pertanto la (4.17) è in grado di tenere conto di mancanze di linearità a bassa energia residua. Infine il parametro ξ mostra proporzionalità con lo spessore ΔX del rivelatore ΔE , come si può verificare dalla relazione:

$$\Delta E_{\infty} = \frac{1}{(\mu + \nu + 1)} \frac{1}{\left(\frac{gE}{A}\right)^{\mu}} \xi Z^2 \quad (4.21)$$

4.3 PROCEDURA DI IDENTIFICAZIONE

La procedura di identificazione si può dividere in due distinte fasi.

Nella prima fase sono analizzati i dati misurati, telescopio per telescopio, in modo da ottenere una serie di parametri necessari per l'identificazione in ogni telescopio. Nella seconda fase invece sono ricavati i valori di carica e massa per ogni ione rivelato.

4.3.1 DETERMINAZIONE DEI PARAMETRI

La prima fase del lavoro consiste nell'analizzare la risoluzione isotopica del telescopio selezionato mediante la visualizzazione della matrice ΔE - E (canali Si in funzione dei canali CsI(Tl)) così come registrata dall'acquisizione, usando una serie di comandi (*kumac*) con le istruzioni per il programma grafico PAW (librerie CERN). Il *kumac* è un linguaggio di gestione dei comandi del programma PAW che permette di

gestire e condizionare una serie di comandi in sequenza. Il programma PAW è un programma di analisi con interfaccia grafica che permette di compiere operazioni sui dati sperimentali e di graficarne i risultati. Per le matrici ΔE -E si visualizza un insieme di curve a distanza variabile con ogni singolo punto, che appartiene ad una delle curve, che rappresenta uno ione che ha dato origine ad un segnale proveniente dal Si (y della matrice) e ad un segnale dal CsI(Tl) (x della matrice) (vedi fig. 4.1).

Le curve che si possono osservare in figura appartengono agli

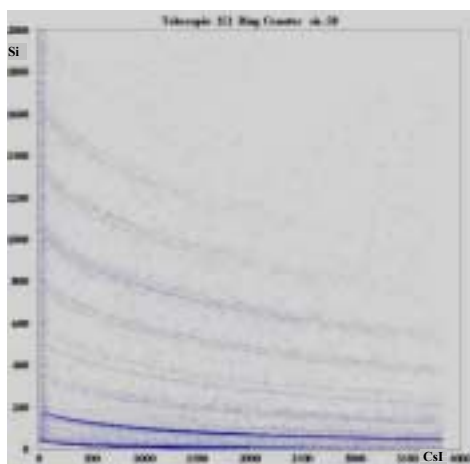


FIG. 4.1 Curve isotopiche

isotopi dello $Z=1$ (p, d, t), $Z=2$ (^3He , ^4He), $Z=3$ (^6Li , ^7Li , ^8Li), $Z=4$ (^7Be , ^9Be), $Z=5$ (^{10}B , ^{11}B), $Z=6$ (^{11}C , ^{12}C , ^{13}C), $Z=7$ (^{14}N , ^{15}N) e $Z=8$ (^{16}O). Le curve dei vari isotopi possono essere visualizzate solo se la statistica lo permette. La possibilità che le curve siano

sufficientemente separate dipende fortemente dalla risoluzione del rivelatore di ΔE .

Il programma usato, oltre a visualizzare la matrice nel suo insieme, permette di espandere a piacimento dell'utilizzatore la matrice sull'intero *range* dei canali sia in x che in y, permettendo così la visione più particolareggiata delle curve. Sui dati della tabella devono essere selezionati alcuni punti in modo da poter eseguire un *fit* per determinare alcuni parametri tipici di ogni telescopio per ottenere informazioni per l'identificazione degli ioni. Nel paragrafo §3.3.3 ciò sarà ripreso in modo più approfondito.

Una volta espanso le matrici nella maniera più adatta, i punti (chiamati anche *click*) vengono selezionati tramite il *mouse* su alcune delle curve isotopiche. Queste ultime sono scelte in base

alla loro abbondanza come ad esempio ^4He , ^6Li , ^{10}B e/o alla loro separazione fra le masse come nel caso del ^7Be e ^9Be . Ovviamente non tutte le curve visibili sono interessate ai *click*, perché altrimenti non si sfrutterebbero in pieno le potenzialità di questo metodo di identificazione. Bisogna infatti scegliere il minor numero possibile di specie per ottenere la migliore identificazione possibile senza dover spendere un tempo eccessivo per la procedura.

La carica, le coordinate E e ΔE e la massa dei punti sono registrati in un *file*. Tramite un programma di *fit* che adatta le curve della formula (4.17) a passare dai punti (*click*) selezionati si determinano i parametri α , β , μ , ν , ξ , g , λ , of_s , of_c . Gli ultimi due sono i piedestalli presenti sul segnale del Si e del CsI(Tl), in quanto non sempre è semplice sottrarli in precedenza. Per determinare i piedistalli è infatti necessario una opportuna misura con soglie molto basse che non sempre è possibile effettuare.

L'utente deve inoltre indicare il valore iniziale, il valore più piccolo, il valore più grande che ogni parametro può assumere e anche il passo con cui ogni parametro può essere variato per assumere una serie di valore all'interno del suo intervallo di validità. Queste informazioni sono importanti perché sono poi utilizzate dal programma di minimizzazione *minuit* (librerie del CERN), il quale impiega le routine di minimizzazione *simplex*, *minimize*, *minos*, per poter determinare i 9 parametri e gli errori su di essi.

La determinazione del set di parametri è effettuata tramite la minimizzazione della distanza al quadrato tra i valori ΔE calcolati tramite la formula (4.17) di ogni *click* della tabella, con la coordinata y (E) del *click* in esame a cui si è sottratto in precedenza il parametro of_s . Questa distanza al quadrato è poi divisa per l'errore al quadrato attribuito ad ogni ordinata dei *clicks*, che è stato arbitrariamente posto uguale ad un canale

per ogni valore di carica e per ogni E. Questa scelta implica che ogni singolo punto di *click* abbia lo stesso peso ai fini della determinazione del *fit*, indipendentemente dal fatto che lo Z sia piccolo o grande, e quindi ciò che si vuole è che il *fit* riproduca con la stessa accuratezza tutti gli elementi. Di fatto ciò che si ottiene è che il *fit* è forzato a riprodurre bene le Z grandi, mentre si evidenziano problemi per p, t, α dovuto al fatto che vi è una implicita dipendenza dall'errore relativo, che per particelle leggere è più grande, essendo fisso l'errore assoluto e più piccoli i canali di ΔE .

È importante sottolineare che il risultato del *fit* fornisce un unico set di parametri per tutti gli isotopi del telescopio, ed inoltre è possibile estrapolare informazioni sulle curve non interessate ai *click*, aspetto molto interessante soprattutto per quegli isotopi che hanno scarsissima statistica e che con altri metodi non possono essere identificati.

Il programma produce in uscita 2 *files*: in uno sono mostrati i vari passi effettuati dalle routine di minimizzazione, i valori finali assunti dai parametri, il χ^2 normalizzato, e per ogni punto la carica, la massa, l'ascissa, l'ordinata con la sottrazione dell'*of_s*, il valore calcolato con l'equazione (4.17), il valore del contributo parziale al χ^2 detto anche χ^2 parziale. Il valore del χ^2 ottenuto dalla somma dei χ^2 parziali normalizzato ai gradi di libertà cioè dal numero di punti campionati meno il numero di parametri liberi. Più avanti sarà discussa l'importanza relativa che il valore del χ^2 assume.

Nell'altro file sono indicati il numero del telescopio, i valori dei parametri e il valore del chiquadrato.

Utilizzando un ulteriore sequenza di comandi *kumac* è possibile visualizzare l'accordo delle curve del *fit* con i punti campionati nello *scatter plot* ΔE -E per ogni isotopo selezionato (vedi in seguito fig. 4.16 e 4.17).

4.3.2 DETERMINAZIONE DI CARICA E MASSA DEGLI IONI RIVELATI

La seconda fase della procedura permette l'identificazione evento per evento dello ione rivelato, determinando per ogni coppia ($\Delta E, E$) la carica e la massa dello ione o particella che ha generato i segnali dei rivelatori. Il *kumac* impiegato contiene una serie di istruzioni per il programma PAW e inoltre utilizza anche un programma fortran.

Siccome la formula di identificazione non può essere risolta analiticamente in termini di Z ed A simultaneamente, si rende necessario procedere in due stadi successivi. Prima si determina la carica Z , assumendo che A sia pari a $2Z$, scegliendo lo Z che dà distanza più piccola tra l'ordinata dell'evento (ΔE sperimentale) e il valore ottenuto dalla formula (4.17) a cui si aggiunge of_s . Successivamente si ripete la procedura per determinare A sostituendo la Z trovata precedentemente. La massa così calcolata e successivamente graficata è un valore reale.

Ogni evento identificato in Z e in A va a riempire l'istogramma corrispondente. In seguito usando un *kumac* si graficano i sei istogrammi delle distribuzioni di massa [4.2].

4.3.3 PROCEDURA DI DETERMINAZIONE DELLA MASSA DEGLI ISOTOPI

Riportiamo qui di seguito lo studio dettagliato che ha permesso di arrivare ad una situazione che soddisfi i requisiti di precisione e rapidità, che potesse in seguito essere applicata a qualunque telescopio.

È stata effettuata una serie di prove per stabilire, tra gli isotopi visibili sulle matrici, quali di essi fosse necessario (e

sufficiente) selezionare per avere una buona determinazione isotopica sia per gli isotopi scelti sia per gli altri non selezionati. Il risultato finale è che la migliore scelta è quella dei seguenti isotopi: p, t, ^4He , ^6Li , ^7Be , ^9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , e ^{16}O , avendo cura di selezionare circa una decina di punti di *click* per curva e cercando di equidistribuirli lungo tutta l'estensione della curva stessa.

Per mettere a punto la procedura sono stati presi in esame 34 telescopi fra quelli del *Ring Counter* accoppiato all'apparato Garfield, di cui 12 con risoluzione isotopica fino al C, 17 fino al N, 5 fino all'O. Le prime prove di calcoli di *fits* e di distribuzioni di massa sono state eseguite con la formula (4.17). Nonostante si utilizzi la stessa formula sia per determinare i parametri (vedi §3.3.1) che per determinare carica e massa di ogni ione (vedi §3.3.3), esiste una differenza importante. Quando si utilizza la (4.17) per il *fit*, ΔE , E , Z , A sono noti (coordinate dei *clicks*) e le incognite sono i parametri. Poi si confronta il valore calcolato (f_{th}) con il valore dell'ordinata di ogni *click* (Si-of_s) per determinare la distanza tra punto sperimentale e curva del *fit* e calcolare il χ^2 . Quando invece la si utilizza per il calcolo della carica e della massa dei punti sperimentali, le incognite sono la A (o la Z). In realtà si arriva alla A (o Z) definitiva procedendo per tentativi, cioè le si attribuisce un valore test e si calcola la (4.17) a cui sarà aggiunto of_s ($f_{\text{th}}+\text{of}_s$), e poi sarà confrontata con ΔE del punto sperimentale. Se non soddisfa la condizione di piccola distanza, rispetto ad un valore precedentemente calcolato il procedimento ricomincia attribuendo un nuovo valore ad A test (o Z test).

Si definisce ottimo il *fit* che presenta le curve calcolate intersecanti perfettamente i punti di *click* selezionati su ogni curva isotopica, e che riproducono perfettamente quelle per i quali non sono state selezionati i punti di *click*. Si definiscono ottime distribuzioni di massa quelle che presentano una forma

simile ad una gaussiana molto stretta, con baricentro ben centrato sul valore intero di massa, ed un alto rapporto picco-valle, indice di bassa contaminazione tra masse vicine oltre che a scarsa presenza di rumore, cioè punti nella matrice dovute a misure non fisiche. Si capisce quindi l'importanza di determinare il valore reale di A . Il valore della massa è estratto in modo tale che i punti che stanno esattamente sulla curva abbiano il valore corrispondente alla massa, mentre gli altri abbiano come valore un numero reale che tiene conto della distanza dalla curva.

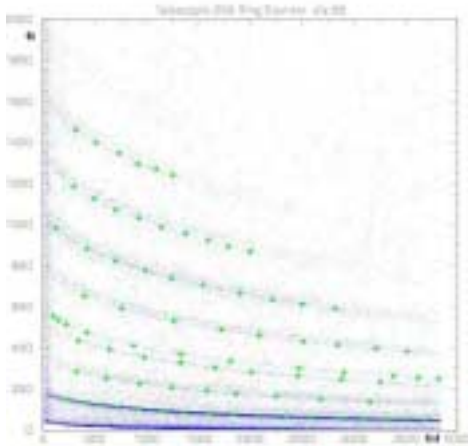


FIG. 4.2 Curve Isotopiche con click

I primi telescopi analizzati sono stati 252, 652, 752. L'identificazione del telescopio è fatta considerando il primo numero per il settore (da 1 a 8), il secondo per la *strip* del Silicio (da 1 a 7 dall'esterno verso l'interno) ed il terzo vale 1 o 2 a seconda che il CsI(Tl) sia esterno o interno. Gli

isotopi per i quali sono stati effettuati i *click* comprendono l'ultimo isotopo con buona statistica e risoluzione. Un esempio è mostrato in figura 4.2, per la quale l'ultimo isotopo è l'ossigeno.

Le distribuzioni di massa ottenute non sono state soddisfacenti in quanto si sono presentate spesso larghe, non centrate e a volte con scarsa distinzione tra le masse. Dalla figura 4.3 si possono evidenziare alcuni di questi problemi (DdM sta per distribuzioni di massa).

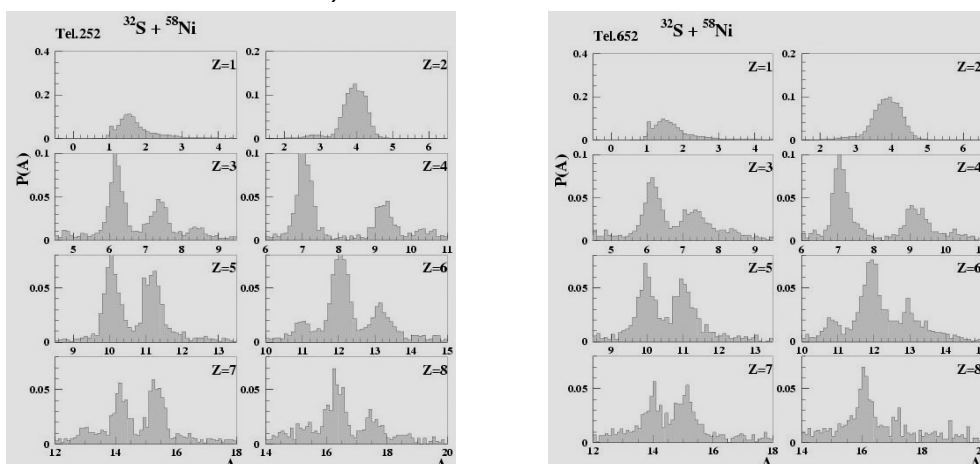


FIG. 4.3 DdM telescopi 252 e 652

Ad esempio dalla figura 4.3 si può notare che le masse del telescopio 252 sono ben separate, ma non centrate sui valori interi. Per il telescopio 652 alcune masse sono ben determinate (ad esempio quella corrispondente a $Z=5\div 7$), mentre altre presentano masse non risolte ($Z=1\div 2$) o picchi non centrati ($Z=3,8$).

Un'analisi dei punti di *click* ha permesso di osservare che alcuni di essi contribuivano con χ^2 parziale un piuttosto alto (dell'ordine di 10^3) al χ^2 globale. Spesso tali punti di *click* corrispondevano a canali bassi o intermedi del CsI(Tl), poiché per imprecisione del *click* o per non linearità del rivelatore si discostavano dagli altri e quindi il *fit* si adattava più difficilmente.

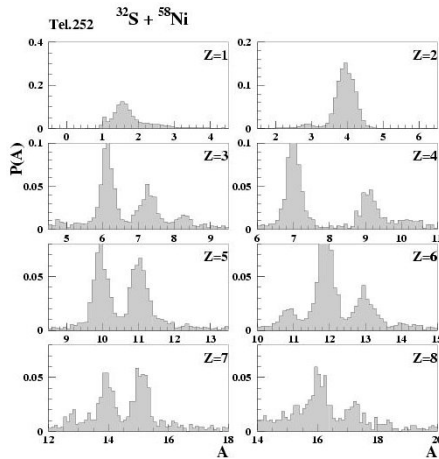


FIG. 4.4 DdM tele. 252

L'eliminazione di tali punti ha permesso non solo di abbassare il χ^2 del *fit* e quindi di migliorare l'adattabilità dello stesso ai *clicks* esistenti e anche alle curve isotopiche non scelte per i *click*, ma anche un leggero miglioramento nelle distribuzioni di massa. Il

miglioramento ottenuto con questa selezione non è stato però risolutivo (vedi ad esempio fig. 4.4).

Il baricentro delle distribuzioni per gli isotopi del Li, Be, B, sono spostati rispetto al valore intero, le masse dei p, d, t così come le masse del ^3He e del ^4He spesso formavano una unica distribuzione anche se il rivelatore era in grado di risolvere questi isotopi. L'indeterminazione delle masse era quindi indotta dalla procedura.

Visto il comportamento sostanzialmente diverso degli $Z=1, 2$, il passo successivo è consistito nella determinazione separata delle masse delle particelle leggere cioè gli isotopi $Z=1$ e $Z=2$. Le

distribuzioni di massa di questi isotopi, calcolate con i parametri ottenuti dal *fit* con i punti di *click* per solo p, t, α , sono risultate molto buone: le masse degli isotopi sono risultate ben separate e i baricentri corrispondenti al rispettivo valore della massa A.

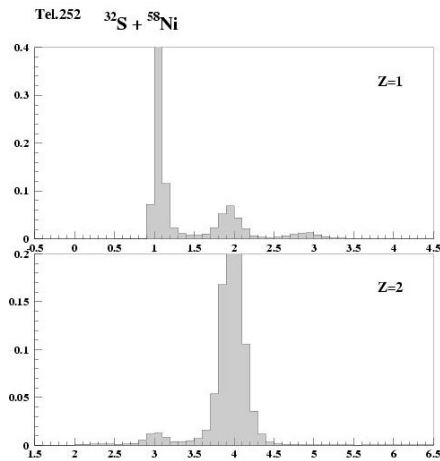


FIG. 4.5 DdM tele 252 Z=1.2

Sulla base di questo risultato ottenuto per alcuni rivelatori (3), come si può vedere dalla figura 4.5, si è proceduto con calibrazioni separate, ipotizzando che la procedura non fosse in grado di determinare in modo soddisfacente le masse a causa della forma delle curve

dei protoni e delle α , diverse dagli altri isotopi. È infatti da rilevare come la risposta degli scintillatori al CsI(Tl) sia molto più lineare per le particelle più leggere rispetto agli ioni più pesanti. Per di più la curva dei protoni si arresta molto prima del canale 4000 del CsI(Tl) (x), solitamente intorno al canale 600, a causa delle soglie impostate sul segnale del Si. La perdita di energia dei protoni infatti diminuisce all'aumentare dell'energia incidente e diventa sempre più confrontabile con il rumore dell'elettronica in sede sperimentale. Ciò implica che mancano informazioni per grandi segnali del CsI(Tl) e piccoli del Si cioè per i protoni di più alta energia. Anche per le α mancano delle informazioni alle alte energie e non essendoci soglie elettroniche manifestano in modo più evidente dei protoni la saturazione a causa della non linearità del CsI(Tl).

La differenza quindi di protoni ed α rispetto altri isotopi, riguardano le alte energie; gli isotopi degli Z più alti infatti, statistica permettendo, si estendono a grandi canali del CsI(Tl) senza problemi.

È stato quindi effettuato un confronto fra le masse calcolate con i parametri ottenuti dal *fit* dei *clicks* a partire dalle α fino all'O, confrontandole con quelle a partire dal Li, cioè eliminando protoni e α dal *fit*.

Per i 5 telescopi che risolvono gli isotopi dell'ossigeno (252, 652, 752, 152, 131), si è controllato sempre la bontà dei *fits*, e dal confronto è risultato che in genere le migliori distribuzioni di massa si ottengono con *fits* a partire dalle α . Un esempio è mostrato dalla figura 4.6, nelle quali si può vedere chiaramente come sia opportuno non eliminare le particelle alfa dal *fit* anche se si vogliono determinare le masse degli isotopi con Z maggiore di 2. La situazione migliorava rispetto alle precedenti ma il

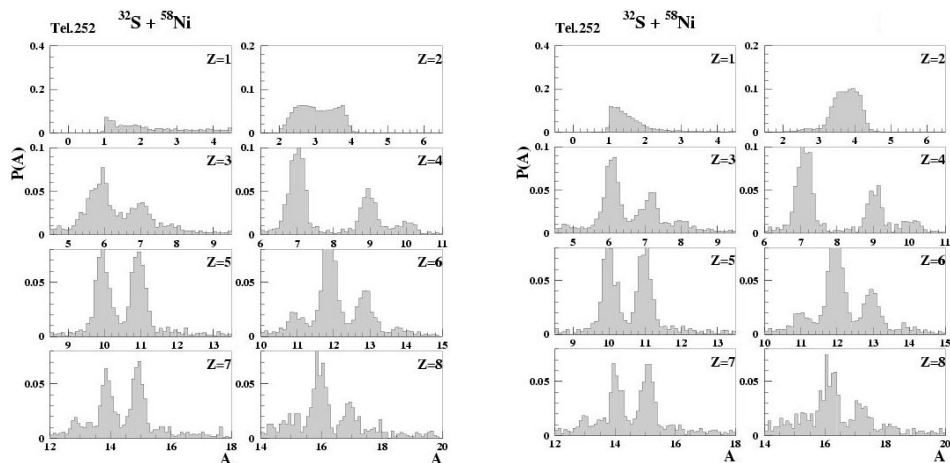


FIG. 4.6 DdM tele 252: a sinistra alfa escluse, a destra alfa incluse

risultato non può essere accettato perché erano ancora presenti *shifts* dei baricentri, pur in maniera meno accentuata, ed inoltre le masse degli isotopi Z=7, Z=8 nonostante fossero comprese fra i punti scelti per i *click*, spesso si presentavano contaminate, spostate e a volte appena distinguibili dal fondo.

Per i telescopi con risoluzione isotopica fino al N (431, 141, 231, 421) con la stessa metodologia si è notato una situazione molto diversa per i telescopi 431 e 141 rispetto agli altri due. Per i primi due infatti le masse non erano accettabili presentando diversi problemi (soprattutto sulle Z = 3, 4, 7), mentre per gli ultimi due le distribuzioni di massa potevano

essere soddisfacenti. Nella figura 4.7 si può vedere come il risultato ottenuto sia ben lungi dall'essere soddisfacente.

Ci si è concentrati in particolare sulla massa dello $Z=7$, per il quali il telescopio è in grado di risolvere i suoi isotopi, in quanto le loro curve sulla matrice $\Delta E-E$ sono visibili e distinguibili (vedi fig. 4.8).

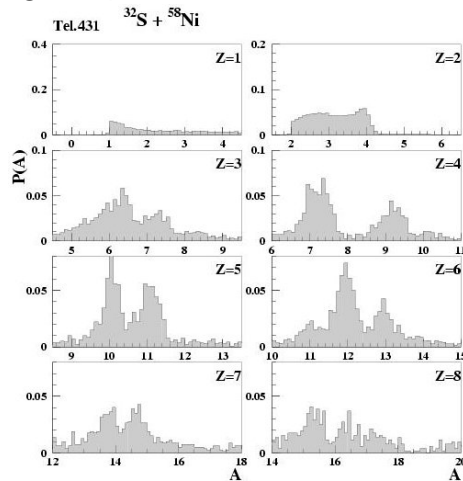


FIG. 4.7 Telescopio 431 fit alfa-N

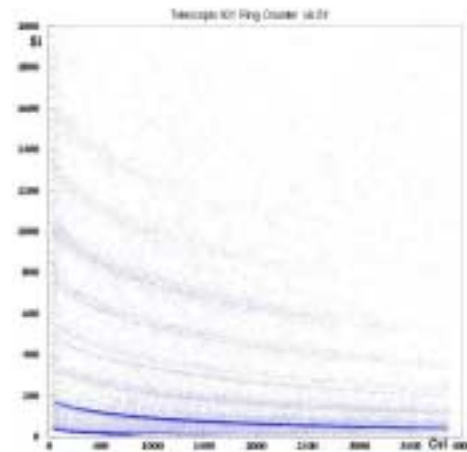


FIG. 4.8 Telescopio 431 Si-CsI

Sono state effettuate diverse prove su uno stesso rivelatore (431) in modo da verificare che non vi fosse una attribuzione errata della massa dei punti scelti per i *click* dell' ^{14}N . Ad esempio si è sostituito alla massa dell' ^{14}N $A=15$, ma le distribuzioni di massa ottenute sono risultate vistosamente errate, così come le distribuzioni di massa ottenute sostituendo alla massa dei punti di *click* del ^{10}B (realmente utilizzato) la massa del ^{11}B , ^6Li sostituito con ^7Li , ^{12}C sostituito con ^{11}C , punti per i quali era certa l'attribuzione delle loro rispettive A . Poiché questa procedura porta ad un errore simile a quello per l' ^{15}N , si è concluso che la curva battezzata col nome di ^{14}N era effettivamente ^{14}N e che quindi il motivo per il quale la sua distribuzione di massa risultava non corretta era dovuto ad altre cause. In figura 4.9 e 4.10 sono mostrati i risultati ottenuti ipotizzando la selezione di ^{11}B o ^{15}N invece di ^{10}B e ^{14}N . Un confronto tra le curve degli isotopi dell' ^{14}N dei quattro telescopi analizzati ha permesso di osservare che non coprivano lo stesso

range energetico. Infatti le coordinate dell'ultimo punto di *click* effettuato sull' ^{14}N di ogni telescopio erano molto diverse fra loro (vedi fig. 4.11 e 4.13). I due telescopi con pessime distribuzioni di massa avevano coordinata x (canale del CsI(Tl)) pari a circa metà delle coordinate degli altri due telescopi caratterizzati da buone distribuzioni di massa (vedi fig. 4.11, 4.12 e 4.13, 4.14).

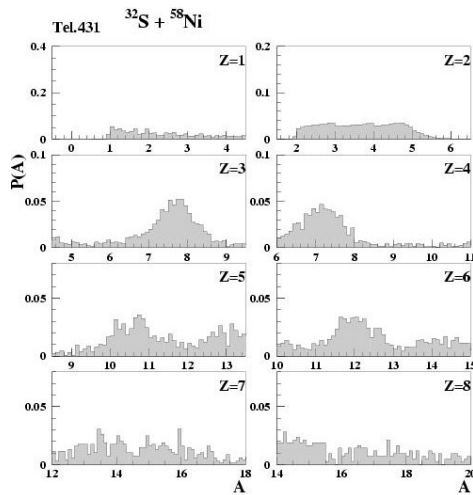


FIG. 4.9 DdM tele 431 con massa B=11

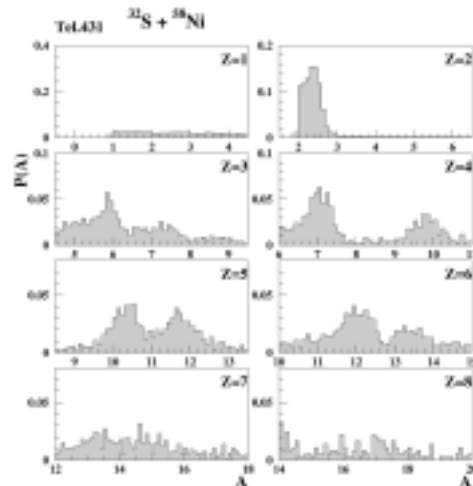


FIG. 4.10 DdM tele 431 con massa N=15

La conclusione è stata quindi che se la curva dell'ultimo isotopo, rispetto alla curva dell'isotopo precedente, fosse risultata vistosamente più corta, era meglio non tenerla in considerazione, perché la mancanza di informazioni alle alte

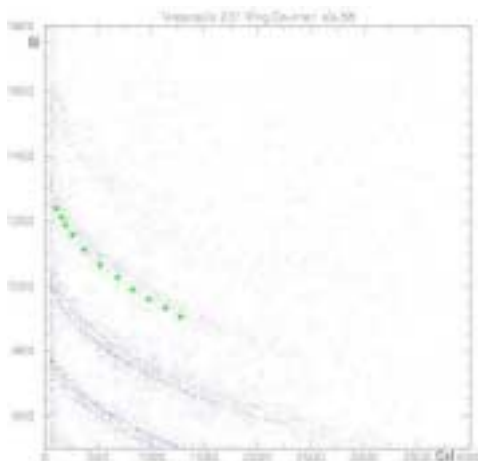


FIG. 4.11 tele 231 Si-CsI con click su N

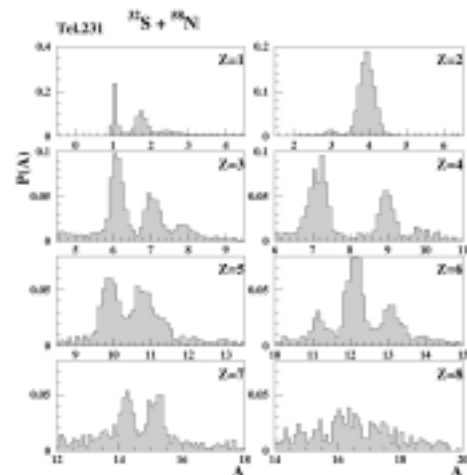


FIG. 4.12 DdM tele 231

energie distorceva in modo consistente i risultati ottenuti.

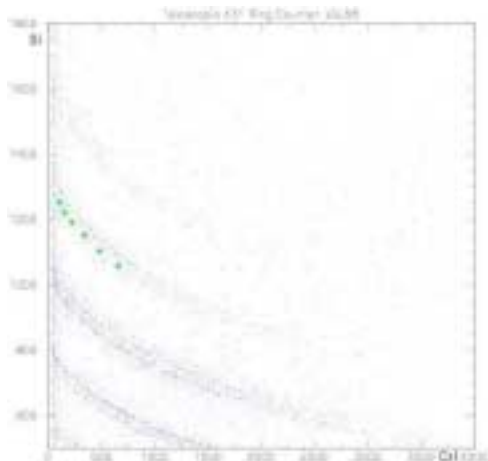


FIG. 4.13 tele 431 Si-CsI con click su N

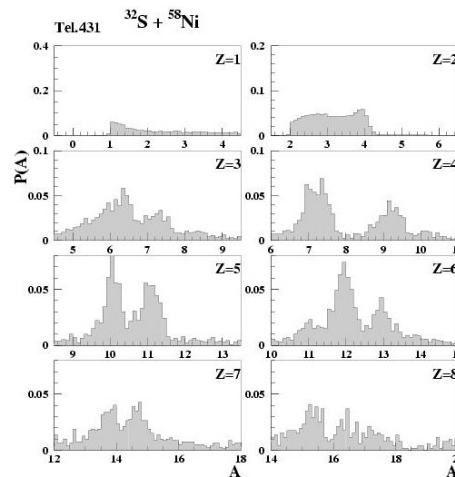


FIG. 4.14 DdM tele 431

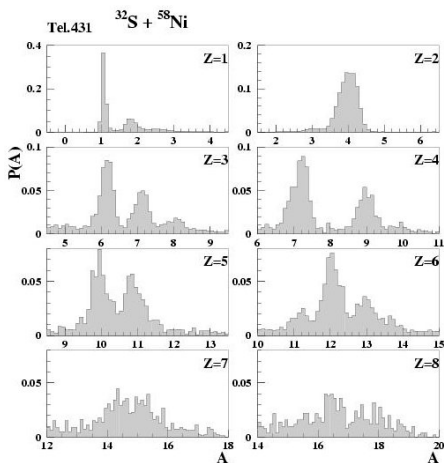


FIG. 4.15 DdM tele 431 con fit da p al C

Questa conclusione è stata poi avallata dal confronto tra le distribuzioni di massa con *fit* dai p all' N con quello dai p al C per il telescopio 431. Quest'ultima scelta di isotopi da inserire nel *fit* è risultata infatti molto migliore anche se non ancora completamente soddisfacente (vedi fig. 4.15).

Questa conclusione è stata poi avallata dal confronto tra le distribuzioni di massa con *fit* dai p all' N con quello dai p al C per il telescopio 431. Quest'ultima scelta di isotopi da inserire nel *fit* è risultata infatti molto migliore anche se non ancora completamente soddisfatta (vedi fig. 4.15).

L'introduzione di punti per Z=7 ed 8 portava a risultati peggiori rispetto a non prenderli in considerazione; allo scopo di effettuare una calibrazione unica per tutti i telescopi si è provato a ricalcolare le distribuzioni di massa con i punti di *click* solo dalle Z=1 alle Z=6.

Sono stati effettuati quindi sistematicamente tutti i *fit* e calcolate le masse per tutti i telescopi.

È da sottolineare come anche in presenza di buoni *fit* si possono avere distribuzioni di massa non soddisfacenti. Se infatti le curve calcolate con i parametri determinati con il *fit* intersecano sufficientemente bene i *clicks* e cadono sulle curve degli isotopi non utilizzati per i *clicks*, non si ha garanzia di ottime distribuzioni di massa (vedi figure 4.16 a e b per il telescopio 531). Questo probabilmente è dovuto alla presenza di rumore diffuso in tutta la matrice $\Delta E-E$ che va a peggiorare la risoluzione di massa. D'altra parte invece si ricava che se i *fits* sono "cattivi" anche le masse non sono ben determinate.

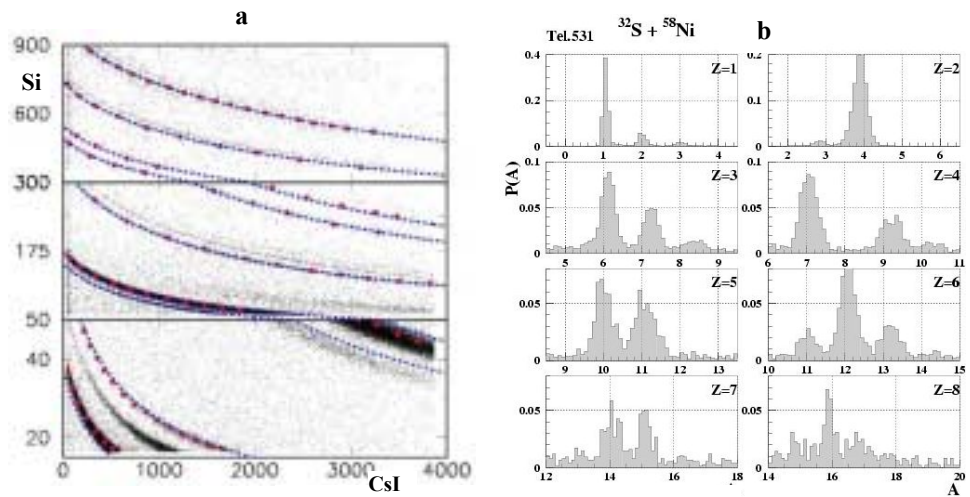


FIG. 4.16 a-b Bontà fit-Bontà DdM

In generale i *fits* per gli Z bassi che presentano più problemi sono quelli relativi al t e alle α . Dalla figura 4.17 si può vedere che la curva ottenuta per il t cade appena sotto ai *clicks* per bassi canali del CsI(TI), ne interseca perfettamente un paio ad energie intermedie e tende a passare appena sopra ai *clicks* per alti canali del CsI(TI). Per le α si nota solo quest'ultimo comportamento ma in modo più accentuato. Per gli Z maggiori il *fit* si adatta bene ai *clicks* presentando a volte poca adattabilità per gli ultimi *clicks* ad alti canali del CsI(TI). Questo comportamento riflette in qualche modo il criterio di scelta degli errori sperimentali, in quanto preferisce adattare le curve ad alti Z rispetto a quelle a piccoli Z.

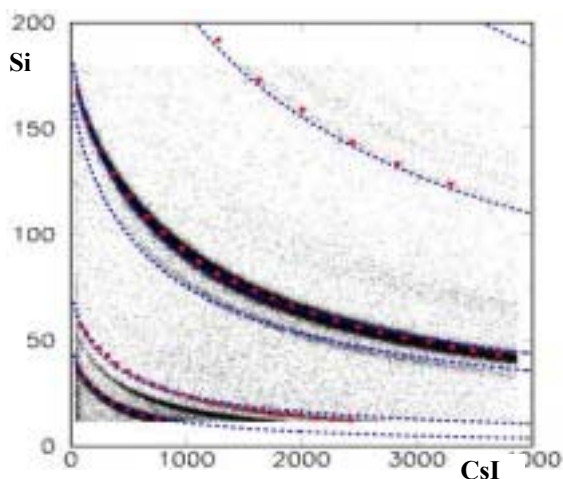


FIG. 4.17 fit degli Z bassi

Non essendo ancora soddisfatti dei risultati ottenuti sono stati analizzati in dettaglio i parametri del *fit* ottenuti. Si è notato che alcuni telescopi sono “sensibili” al *range* dei parametri in particolare al parametro ξ il quale compare nel termine fenomenologico della formula che è responsabile del passaggio dalle basse alle alte energie residue. Si è quindi seguita una procedura sistematica per cercare di guidare il *fit* nei casi in cui i risultati ottenuti fossero molto diversi fra loro. Inizialmente e sistematicamente sono stati effettuati i *fits* e calcolate le masse di tutti quei telescopi con risoluzione isotopica maggiore o uguale al C: quando il *fit* presentava un valore di χ^2 maggiore di 10 e vi erano pochi punti che contribuivano con un alto χ^2 parziale questi punti si eliminavano. Il valore del χ^2 si abbassava effettivamente: il *fit* risultava molto ragionevole e si poteva procedere con la determinazione delle masse.

Se pur eliminando alcuni punti non avvenivano miglioramenti sensibili sul χ^2 o se i punti con alti contributi erano molti, si è provato ad agire sui limiti dei parametri, in particolare costringendo il parametro ξ in un intervallo più stretto. Tale modifica era spesso sufficiente per ottenere χ^2 più bassi e quindi *fits* migliori.

È stato inoltre effettuato un controllo anche sui valori assunti dagli altri parametri. Prendendo come riferimento i parametri di un telescopio con buone distribuzioni di massa e confrontandoli con quelli degli altri, per alcuni è stata trovata una certa omogeneità di valori, ma più frequentemente per i telescopi che non fornivano buoni risultati i valori assunti dai parametri come ξ , μ , ν , spesso si discostavano da quelli definiti come soddisfacenti (OK) (ξ tendeva a piccoli valori negativi, μ tendeva al limite inferiore, ν assumeva un ordine di grandezza superiore). Poiché i silici sono tutti abbastanza omogenei e gli scintillatori hanno tutte le stesse caratteristiche ci si aspetterebbe che il comportamento di tutti i telescopi fosse sostanzialmente lo stesso.

Nonostante tutti i miglioramenti ottenuti le distribuzioni di massa non sono risultate ancora soddisfacenti, come si può vedere ad esempio in figura 4.18.

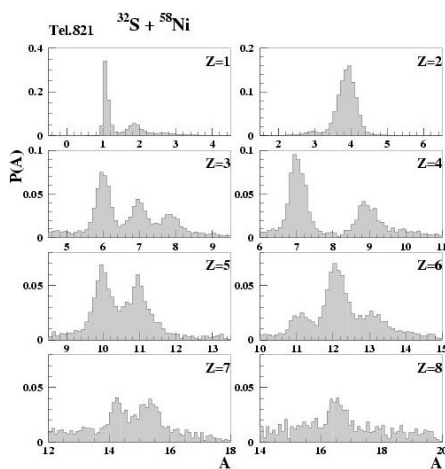


FIG. 4.18 DdM tele 821

distribuzioni di massa, ma tra i restanti 9 telescopi (9/15) i cui parametri per un motivo o l'altro non erano OK, 8 (8/9) avevano masse più o meno buone. Quindi sembra che non ci sia una stretta corrispondenza fra la buona determinazione delle masse e la bontà dei parametri.

In particolare non si è notata una stretta relazione tra la bontà delle distribuzioni di massa ed i parametri al limite dell'intervallo permesso. Infatti i tra i 15 telescopi fornenti le distribuzioni di massa, 6 (6/15) avevano parametri omogenei con quello definito OK, e tra questi 5 (5/6) avevano buone

Riconsiderando che il numero dei telescopi non soddisfacenti era ancora elevato, è stata di nuovo introdotta l'idea di una procedura diversa per ioni più leggeri e più pesanti.

Sono stati eseguiti infatti 2 *fit* distinti: uno con i *clicks* dai p ai Li compresi, e l'altro dai Li al C compresi, cercando per entrambi di ottenere i più bassi valori di χ^2 e quindi buona adattabilità delle curve del *fit* ai *clicks*, variando di volta in volta i limiti dei parametri singolarmente o in diverse loro combinazioni. La variazione dei limiti dei parametri ξ , μ , ν è stato essenzialmente un allargamento del loro *range*. Sono state trovate 12 combinazioni di parametri. L'aspetto interessante è che le modifiche agli intervalli permessi hanno portato ad una omogeneità di valori assunti dai parametri e hanno permesso di avere χ^2 abbondantemente sotto 10.

L'idea di eseguire due *fit* distinti è stata presa in seguito a prove preliminari su tre telescopi (431, 731, 652) i quali hanno mostrato buone distribuzioni di massa rispetto a quelle calcolate con un unico *fit* dai protoni ai Carboni. In particolare con il primo *fit* (vedi figura 4.20) si riescono ad ottenere buone distribuzioni di massa fino al Berillio (il quale non era compreso tra i punti di click) rispetto al *fit* dai p al Carbonio, e con il secondo (vedi figura 4.21) si migliorano le distribuzioni di massa del Boro e Carbonio. In queste prove la carica di ogni ione è stata calcolata sulla matrice ΔE -E con i parametri ottenuti dal secondo *fit* in quanto ci si è accertati che questo permetteva di ricavare la carica anche per gli ioni più leggeri, mentre per il calcolo della massa si usano i parametri del primo *fit* se la carica calcolata è compresa tra 1 e 3, e i parametri del secondo *fit* se la carica è maggiore di 3.

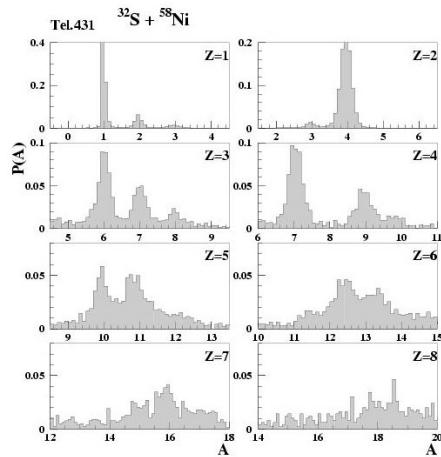


FIG. 4.20 DdM tele 431 fit dai p ai Li

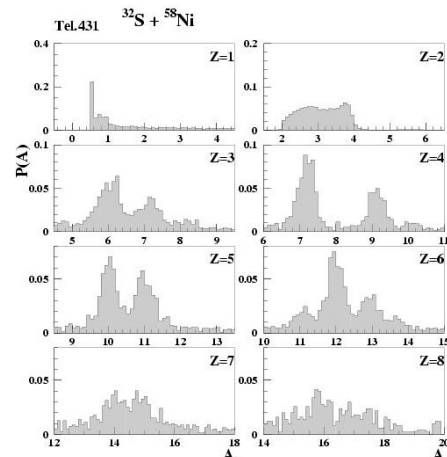


FIG. 4.21 DdM tele 431 fit dai Li al C

Per 17 telescopi su 32 questo metodo fornisce buoni risultati ed in generale le distribuzioni di massa con sostanziali miglioramenti sono state quelle del Boro e del Carbonio (in particolare risultano più baricentrate intorno ai valori interi) accompagnate spesso dal Berillio o dal Litio o dalle α , mentre per Azoto ed Ossigeno i risultati ottenuti non sono stati soddisfacenti (vedi figure 4.22 e 4.23).

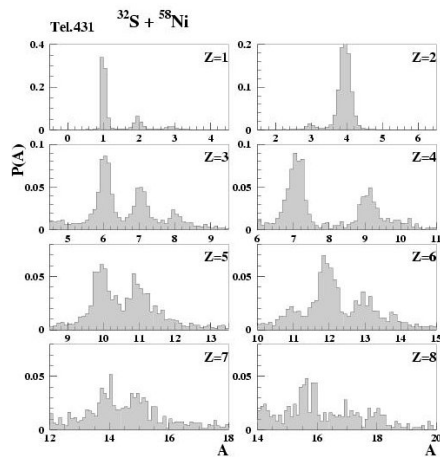


FIG. 4.22 DdM tele 431 con 2 fit

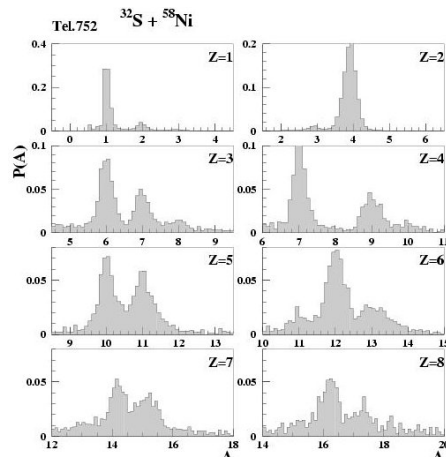


FIG. 4.23 DdM tele 752 con 2fit

Si è quindi lavorato per poter ottenere una unica procedura, provando a modificare la formula utilizzata. La prima semplice modifica è consistita nell'eliminazione dal termine fenomenologico il parametro g il quale moltiplica il termine xx , lasciando anche libero il parametro of_c (vedi (4.17)), permettendogli quindi di fluttuare intorno alla posizione misurata.

Con questa nuova versione della formula è stato necessario cambiare i limiti dei parametri. Il *fit* è diventato meno sensibile alle coordinate dei punti di *click* (non c'erano più punti con alto χ^2

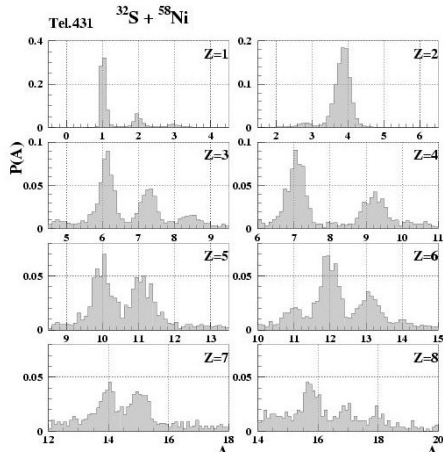


FIG. 4.24 DdM tele 431 con formula nuova

parziale) dall'altra il *fit* risulta sensibile ai valori iniziali dei parametri. Variando quindi opportunamente gli intervalli e i valori iniziali dei parametri sono stati ottenuti valori di χ^2 sotto la decina. I *fit* sono risultati buoni per p e t, mentre in generale per gli Z maggiori si può avere qualche problema per gli ultimi 2-3

punti di *click* agli alti canali del CsI(Tl), in quanto le curve ottenute si discostano un poco dai punti di *clicks*. Si nota anche in questo caso la non stretta relazione bontà *fit*-bontà masse. Infatti, le masse del Li, Be, B spesso sono spostate rispetto al valore intero, la massa delle α è sistematicamente sottostimata, ma c'è un certo miglioramento sulle masse del N e dell'O anche se non sono utilizzate come punti di *click*. Ciò si può vedere dalla figura 4.24.

È stata studiata in dettaglio l'importanza della estensione della curva dei p. Considerando che il rivelatore al Si ha una serie di *strip* che sono allo stesso angolo θ per i diversi settori, sono state prese in esame le *strips* (...31) che si trovano allo stesso angolo θ , ma a diverso φ , in modo tale che da un punto di vista fisico non ci dovesse essere differenza fra le particelle rivelate. Confrontando le distribuzioni di massa si è cercato una relazione con la estensione della curva dei p. Si è preso come riferimento il telescopio 131 che presenta ottime distribuzioni di massa, e curva dei p piuttosto lunga, infatti l'ultimo punto di *click* cade a circa canale 1260 del CsI(Tl).

Il risultato di questa indagine non ha mostrato in generale l'esistenza di una stretta correlazione fra estensione della curva e bontà dei *fit*. Si è infine cercato di verificare se l'introduzione di nuovi punti di *click* per il ${}^9\text{Be}$, oltre che per il già selezionato ${}^7\text{Be}$ introducesse delle variazioni ai risultati. È stato ottenuto un miglioramento sostanziale, soprattutto per le distribuzioni di massa del Litio e del Berillio. Ciò è forse dovuto alla ottima identificazione di ${}^7\text{Be}$ e ${}^9\text{Be}$ nelle matrici ΔE - E per l'assenza del ${}^8\text{Be}$.

In conclusione l'estensione della curva dei p non ha influenza sulla bontà delle masse ottenute, in particolare sulla posizione dei baricentri delle masse intermedie (Li, Be), mentre l'aggiunta del ${}^9\text{Be}$ alle serie di punti di *click* ha fatto ottenere in tutti i casi un notevole miglioramento delle masse: per alcuni è risultato effettivamente un rimedio risolutivo soprattutto per le masse del Li e del Be, come è possibile osservare nelle figure 4.25 e 4.26.

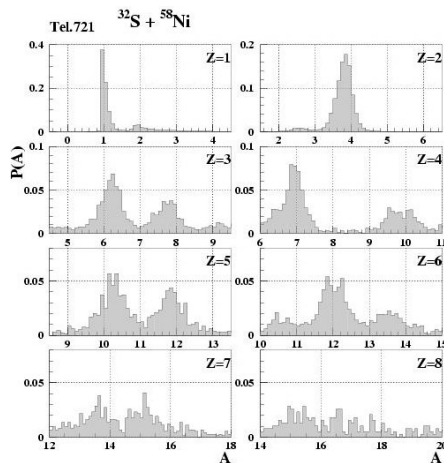


FIG. 4.25 DdM tele 721 formula nuova

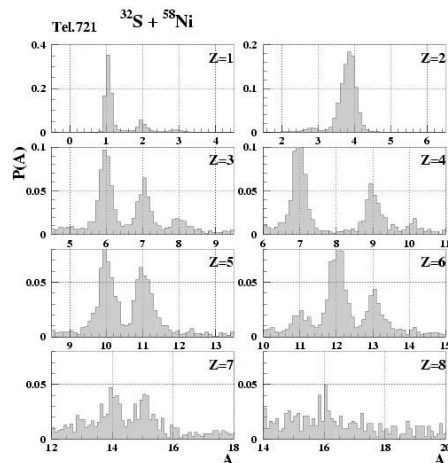


FIG. 4.26 DdM tele 721 con ${}^9\text{Be}$

È stata infine compiuta un'ultima prova e cioè quella di considerare una non linearità dei valori di ΔE attraverso la modifica del parametro g con l'aggiunta di un termine quadratico, compiendo quindi un *fit* a 10 parametri. Nella maggiore parte dei casi sono state ottenute distribuzioni di massa migliori rispetto alla formula a 9 parametri ma senza ${}^9\text{Be}$ mentre l'aggiunta del

^9Be porta ad una sostanziale equivalenza tra *fit* a 9 e 10 parametri. In conclusione le migliori distribuzioni di massa si ottengono con la seconda versione della formula a 9 parametri liberi e con i *clicks* dai protoni ai Carboni compreso il ^9Be . La figure 4.27 mostrano un tipico risultato per uno dei telescopi.

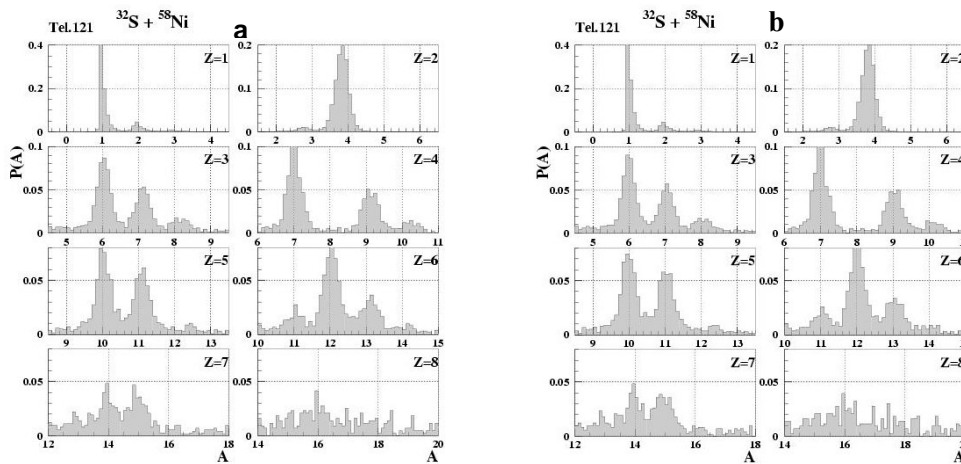


FIG. 4.27 a-b DdM tele 121 a senza ^9B , b con ^9Be

4.4 DETERMINAZIONE DELLE MASSE PER I RIVELATORI DEL RING COUNTER

Di seguito vengono mostrati i risultati ottenuti per il *Ring Counter* di Garfield. Nella tabella 4.1 per ogni telescopio analizzato viene indicata la Z massima per cui si determinano le masse.

| Tele | Z max | Tele | Z max | Tele | Z max | Tele | Z max |
|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|
| 111 | 6 | 211 | 7 | 311 | 6 | 411 | 5 |
| 121 | 7 | 221 | 7 | 331 | 7 | 421 | 7 |
| 131 | 7 | 231 | 7 | 352 | 7 | 431 | 8 |
| 141 | 6 | 241 | 6 | | | 441 | 7 |
| 152 | 7 | 252 | 7 | | | | |
| 162 | 4 | 262 | 4 | | | | |

| Tele | Z max | Tele | Z max | Tele | Z max | Tele | Z max |
|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|
| 531 | 8 | 631 | 6 | 771 | 7 | 811 | 5 |
| 541 | 6 | 641 | 7 | 721 | 8 | 821 | 7 |
| | | 652 | 7 | 731 | 7 | 831 | 7 |
| | | | 7 | 741 | 6 | 841 | 8 |
| | | | 7 | 752 | 8 | 852 | 5 |

Tabella 4.1 Z massima per cui si determinano le masse

La procedura di determinazione delle masse è stata effettuata sia per la reazione $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ che per $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$. In figura 4.28 sono mostrate le distribuzioni di massa per il telescopio 131 con entrambi i sistemi. Si può notare come la distribuzione è diversa per le due reazioni e sono quindi evidenti gli effetti di isospin.

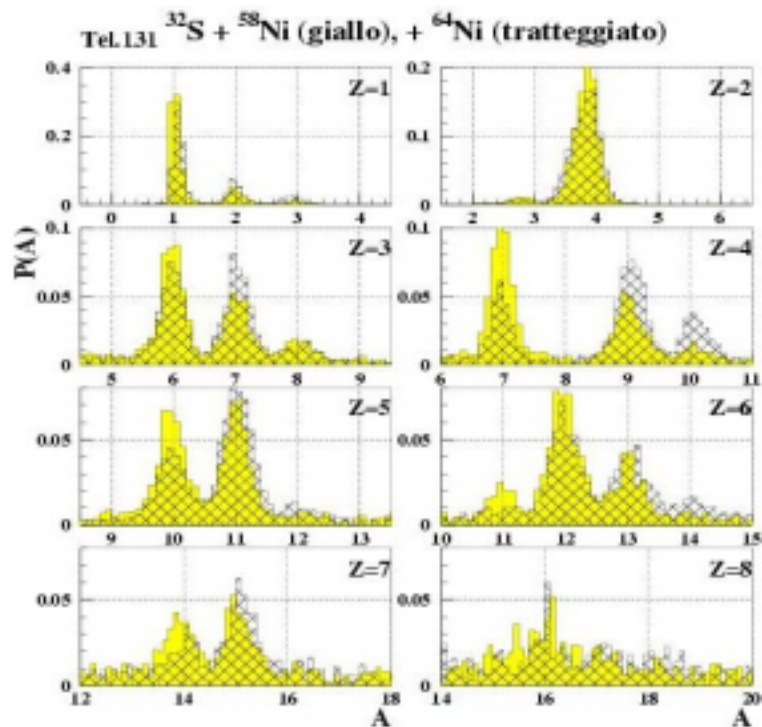


FIG. 4.28 DdM tele 131 con entrambi i sistemi

4.5 DETERMINAZIONE DELLE MASSE PER I RIVELATORI DI CHIMERA

Il metodo d'identificazione descritto nel §4.2 è stato inizialmente sviluppato per gli esperimenti effettuati nel 2000 e che utilizzavano solo una parte dell'apparato sperimentale Chimera, cioè la parte formata dalle prime 9 corone (vedi Cap. 2).

La procedura basata sul metodo era risultata molto più semplice di quella descritta nel §4.4 per il *Ring Counter* dell'apparato Garfield e si era dimostrata molto efficiente. È da

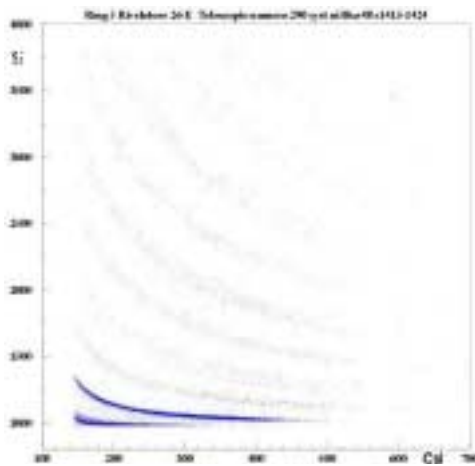


FIG. 4.29 Si-CsI Tele 502 c5E

notare che $Z=1$ e 2 non erano inclusi nelle procedure perché sotto soglia sperimentale. Per le nuove misure effettuate con l'apparato Chimera, descritte nel Cap. 2 la prima prova è stata quella di assicurarsi che il metodo sviluppato fosse ancora applicabile.

L'apparato sperimentale infatti, rispetto alla volta precedente non ha subito sostanziali modifiche, mentre ciò che è cambiato sono gli ioni interagenti (Ni+Ca invece di Sn+Ni) e l'energia incidente che risulta essere più bassa. Ci si aspetterebbe dunque lo stesso grado di applicabilità della procedura tra i dati delle due misure.

Al contrario dei rivelatori analizzati per il Ring Counter dell'apparato Garfield che sono posti ad angoli molto piccoli nel laboratorio, l'apparato Chimera copre quasi tutto l'angolo solido. Ne segue che il grado di popolazione degli isotopi che si osserva sulle matrici $\Delta E-E$, cambia notevolmente in funzione dell'angolo a cui è posto il telescopio corrispondente.

In generale fino alla corona 7 ($\theta=16^\circ-20^\circ$) la statistica è sufficiente per distinguere gli isotopi fino allo $Z=8$. Il valore di Z massimo per cui si possono distinguere gli isotopi diminuisce progressivamente all'aumentare di θ fino a raggiungere, per gli ultimi anelli della sfera ($\theta=126^\circ-176^\circ$), il valore di $Z=1, 2$. Nelle figura 4.29 è presentato un esempio del valore massimo di $Z=9$ all'angolo $\theta= 12^\circ$

Questo andamento è tanto più accentuato in quanto la reazione avviene in cinematica inversa cioè si utilizza un proiettile la cui massa è maggiore di quella del bersaglio, per cui la tendenza generale dei prodotti è di proseguire nella stessa direzione del proiettile. La componente della velocità delle particelle parallele al fascio è molto grande per cui la maggior parte dei frammenti è rivelata a piccoli angoli, mentre solo particelle e frammenti che hanno grande energia cinetica sono emessi a grandi angoli. I frammenti più pesanti quindi sono rivelati in prevalenza nella parte in avanti dell'apparato. Sono stati campionati alcuni telescopi, in particolare sulle corone 7 e 8; ogni telescopio con buone caratteristiche di statistica e risoluzione è stato preso in considerazione. Come si può vedere dal grafico di figura 4.30 di un telescopio della corona 8, gli isotopi presenti arrivano fino allo $Z=6$, e quelli sottoposti ai *click* in questo caso sono: p, t, α , ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$. Si noti che le curve di protoni e trizi sono tagliate per effetto della soglia di rivelazione.

Utilizzando i punti selezionati è stata eseguita la procedura di *fit* che permette di determinare i parametri, mediante la formula (4.17). In generale le curve dei *fit* si adattano bene sia ai *click* selezionati, sia alle curve isotopiche non selezionate. Infatti i χ^2 risultano essere molto piccoli, talvolta anche minori dell'unità nel caso dei rivelatori migliori, mentre sono maggiori di 1 ma sempre abbondantemente sotto a 10 per i *fit* meno soddisfacenti. Gli unici problemi che si riscontrano sono alle basse energie residue (bassi canali del CsI(Tl)) dove le curve del

fit a volte non riescono ad adattarsi ai punti selezionati, tanto che si deve imporre una limitazione in basso sulle energie residue del CsI(Tl).

Successivamente sono state determinate le masse. Nonostante che il *fit* presenti un buon adattamento delle curve ai dati sperimentali per la maggior parte dei telescopi campionati, non per tutti le distribuzioni di massa sono ben determinate. Solo per alcuni infatti le distribuzioni si avvicinano alla forma di una gaussiana stretta, sono baricentrate sulla giusta massa, e presentano una scarsa contaminazione tra isotopi vicini in quanto il rapporto picco-valle risulta essere alto. Gli *shift* delle masse esistenti riguardano soprattutto gli isotopi che hanno poca statistica, come ad esempio per il ^8Li , ^{10}Be , ^{12}B . Per altri telescopi le distribuzioni di massa si presentano larghe e con un alto livello di contaminazione segno che la procedura non è stata in grado di assegnare la giusta massa. Osservando in parallelo le matrici ΔE -E, (vedi figure 4.30 4.31 e figure 4.32 e 4.33), si nota che ciò che determina questa differenza di risultati

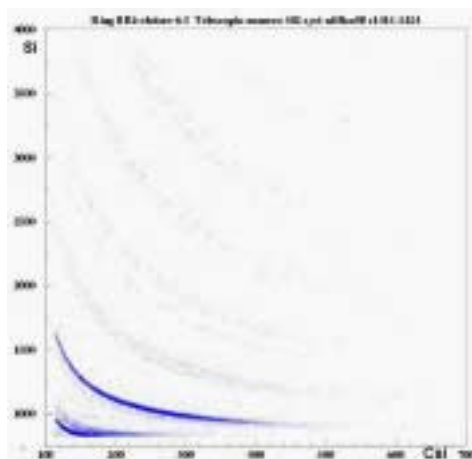


FIG. 4.30 Si-CsI Tele 502 c8I

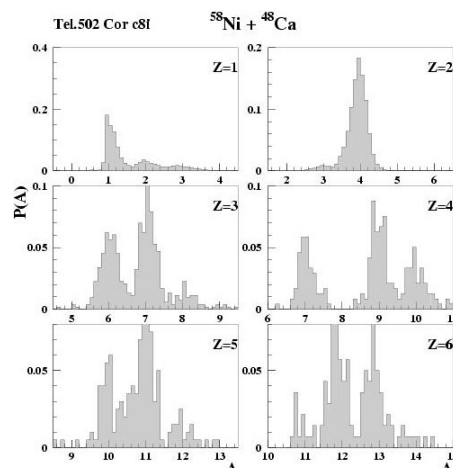


FIG. 4.31 DdM Tele 502 c8I

è da attribuire principalmente al grado di risoluzione degli isotopi. Infatti gli isotopi per cui non si distingue la massa e quindi formano curve non distinguibili nello *scatter-plot* ΔE -E presentano distribuzioni di massa non buone. Questo è il caso soprattutto di $Z=1$, che di conseguenza a volte sono state

escluse dalle selezione dei punti di *click*, o anche per $Z=2$. Quando la curva delle alfa e dell' ^3He non è separata si procede comunque alla selezione dei click cercando di selezionare i punti nella zona dove ci si aspetta che le alfa siano più probabili, ma ovviamente la massa non può essere determinata (vedi figure 4.33 e 4.34). D'altra parte le masse degli isotopi più probabili ad esempio ^6Li - ^7Li sono centrate sulla rispettiva massa, anche se la forma delle distribuzioni si discosta da quella ideale. Ciò implica che, nonostante la risoluzione isotopica delle curve sia scarsa, si riesce comunque a selezionare la parte della curva con più statistica. Si può osservare la figura 4.34, la quale mostra le curve poco risolte di $Z=2$, in parallelo alle distribuzioni di massa di figura 4.33.

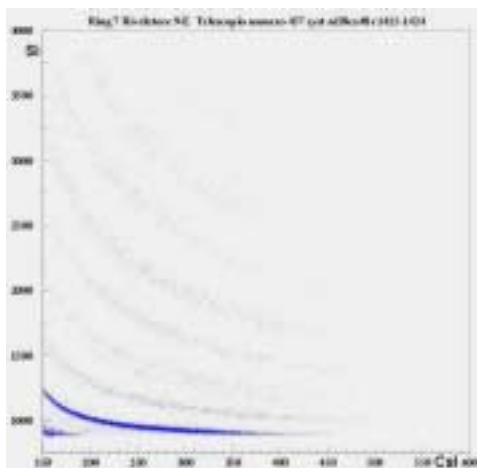


FIG. 4.32 Si-CsI Tele 457 c9E

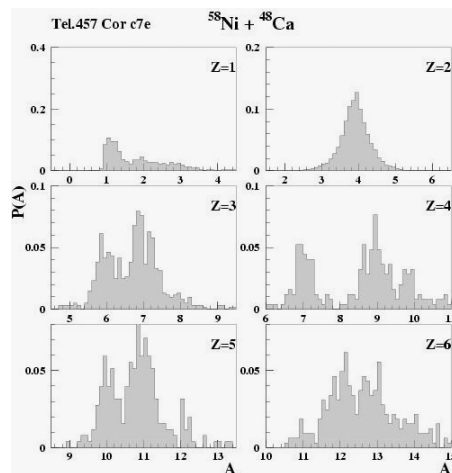


FIG. 4.33 DdM Tele 457 c9E

Un aspetto interessante da sottolineare è che la procedura riesce a determinare bene anche la massa successiva all'ultima per cui sono stati selezionati i punti di *click*. Ovviamente questo è tanto più evidente per i telescopi con migliore risoluzione.

La procedura quindi è ancora applicabile ai dati sperimentali ottenuti con l'apparato Chimera anche in condizioni diverse. Si può ritenere che il limite del metodo proposto sia da attribuire alla qualità dei rivelatori utilizzati e alla statistica accumulata durante la realizzazione dell'esperimento.

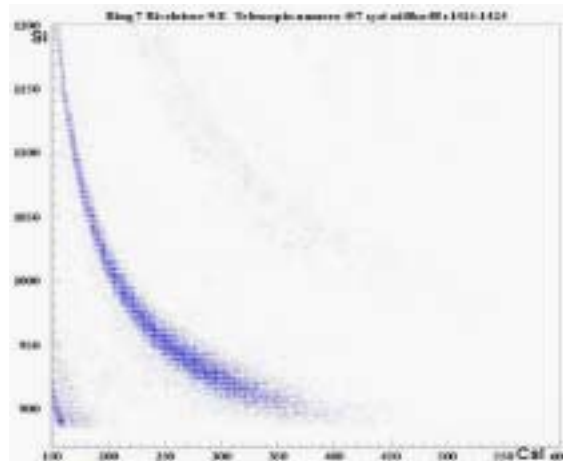


FIG. 4.34 Si-CsI Z=1, 2 Tele 457 c7E

4.6 CONCLUSIONI

La procedura che, come già sottolineato, è stata inizialmente sviluppata per calibrare i dati ottenuti con l'apparato Chimera continua ad essere applicabile, nonostante si operi in condizioni sperimentali diverse, sia come energia che come massa dei sistemi interagenti.

La versatilità della procedura è stata confermata dalla applicabilità ai dati del *Ring Counter* di Garfield come analizzato nel §4.4, con una serie di prove. In questo il metodo non è risultato applicabile con buoni risultati con la formula (4.17) sviluppata per i rivelatori dell'apparato Chimera. È stato però sufficiente apportare una piccola modifica alla formula (4.17), per ottenere risultati soddisfacenti.

Il motivo di queste differenze di comportamento dei due apparati si può studiare confrontando la matrice $\Delta E-E$ di un telescopio del *Ring Counter* con uno di Chimera. Si notano infatti delle differenze (vedi figure 4.35 e 4.36). Al di là della diversità del numero di isotopi presenti e del loro grado di popolazione, che dipendono dalla diversità delle condizioni sperimentali, si nota che le curve corrispondenti a diversi isotopi non hanno la

stessa forma. Le curve dei telescopi dell'apparato Chimera mostrano una pendenza maggiore nella loro parte iniziale, cioè per bassi canali del CsI(Tl), e hanno una curvatura più accentuata rispetto alle curve del *Ring Counter*.

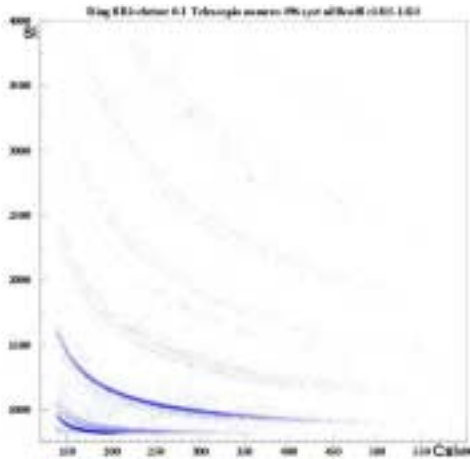


FIG. 4.35 Si-CsI Tele Chimera

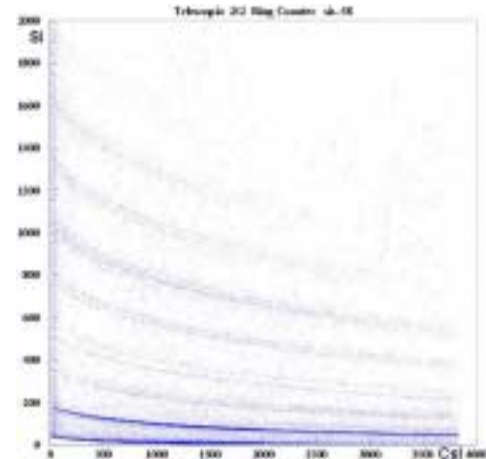


FIG. 4.36 Si-CsI Tele Ring Counter

Questa diversità la si può attribuire a due fattori oltre che alla diversa energia del fascio:

- diversità dei rivelatori al CsI(Tl) utilizzati dai due apparati che si riflette poi sulla diversità della risposta di luce degli stessi. I rivelatori infatti non solo differiscono nella forma, ma anche nel tipo di fasciatura e di accoppiamento ottico con il fotodiode. Per di più il drogaggio con il TI può essere diverso.
- diversità nel trattamento elettronico del segnale del CsI(Tl). Nell'apparato Chimera infatti il segnale proporzionale all'uscita di luce è amplificato, allungato quando raggiunge il suo massimo e successivamente inviato ad un convertitore carica-digitale (QDC). Il segnale del CsI(Tl) del *Ring Counter* invece è amplificato con costanti di tempo più lunghe di quelle dei CsI(Tl) dell'apparato Chimera e successivamente inviato ad un convertitore analogico-digitale (ADC) sensibile al valore massimo del segnale.

Queste differenze si riflettono poi, anche se non in modo diretto, sul fatto che è stato necessario apportare una modifica

alla formula (4.17) per adattarla ai dati del *Ring Counter*. Come detto in precedenza (§4.4) è stato eliminato il parametro g dal termine fenomenologico, che moltiplica l'energia residua dello ione (canale del CsI(Tl)) sottratto del parametro of_c .

Il parametro g è stato definito nel paragrafo §4.2 come guadagno elettronico e sostanzialmente lo si può considerare come legato al rapporto $\Delta E/E$. Può quindi essere ragionevole ritenere che esprima la “diversità elettronica” degli apparati.

Alla luce dei risultati ottenuti si può ritenere che la procedura di identificazione in carica e in massa di ioni, sia applicabile ai dati sperimentali ottenuti da diversi apparati sperimentali di misura. La stessa procedura è stata utilizzata per analizzare dati ottenuti dall'apparato Indra ed ha fornito buoni risultati [4.3].

CAPITOLO 5 CONCLUSIONI

Come già detto nell'introduzione il lavoro principale di questa tesi è consistito nel partecipare alle misure delle reazioni ($^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$) e ($^{62}\text{Ni}+^{48}\text{Ca}$) a 25 AMeV con l'apparato Chimera presso i Laboratori Nazionali del Sud e nella messa a punto ed applicazione di un metodo per l'identificazione di carica e massa dei prodotti di reazione. Il lavoro è stato effettuato sia sui rivelatori dell'apparato Chimera, che ha misurato presso i LNS di Catania, sia sui rivelatori del *Ring Counter* dell'apparato Garfield che ha misurato e misurerà presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Come si può vedere dalle figure presentate nel Cap.4 i risultati ottenuti sono più che soddisfacenti. Nella tabella 4.1 sono elencati i diversi rivelatori del *Ring Counter* con il valore di Z massimo per cui è possibile identificare le masse.

Si vuole sottolineare che, anche con questi dati in forma preliminare, è possibile verificare che le differenze di isospin tra i sistemi interagenti, e quindi le differenze di isospin tra i sistemi intermedi eccitati, portano a risultati diversi nelle rese degli isotopi identificati.

Com'è possibile vedere in figura 5.1, dove sono presentati gli spettri di massa dei diversi isotopi ottenuti sommando tutti i telescopi che hanno buona risoluzione di massa fino a $Z=6$, il sistema povero in neutroni emette preferibilmente isotopi poveri in neutroni. Questo effetto si può osservare anche confrontando le rese degli isotopi, per ogni Z, come si può vedere dalla figura 5.2.

Questi risultati qualitativi sono molto preliminari in quanto gran parte dell'analisi è ancora da fare. Per potere ricostruire gli

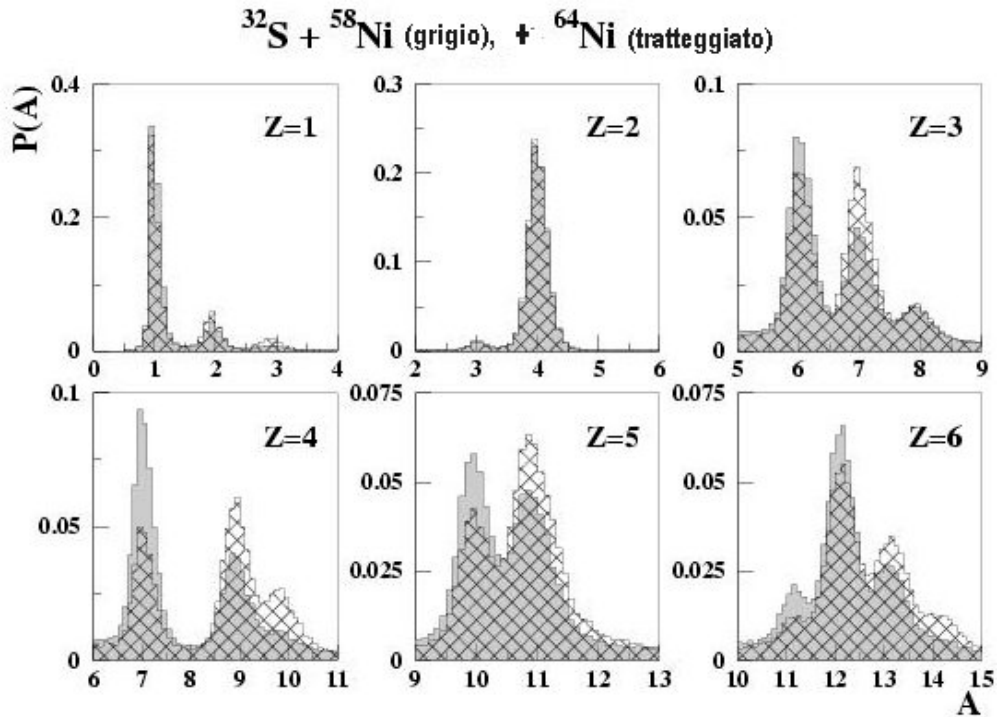


FIG. 5.1 Somma delle distribuzioni di massa per i telescopi del *Ring Counter* per i 2 sistemi

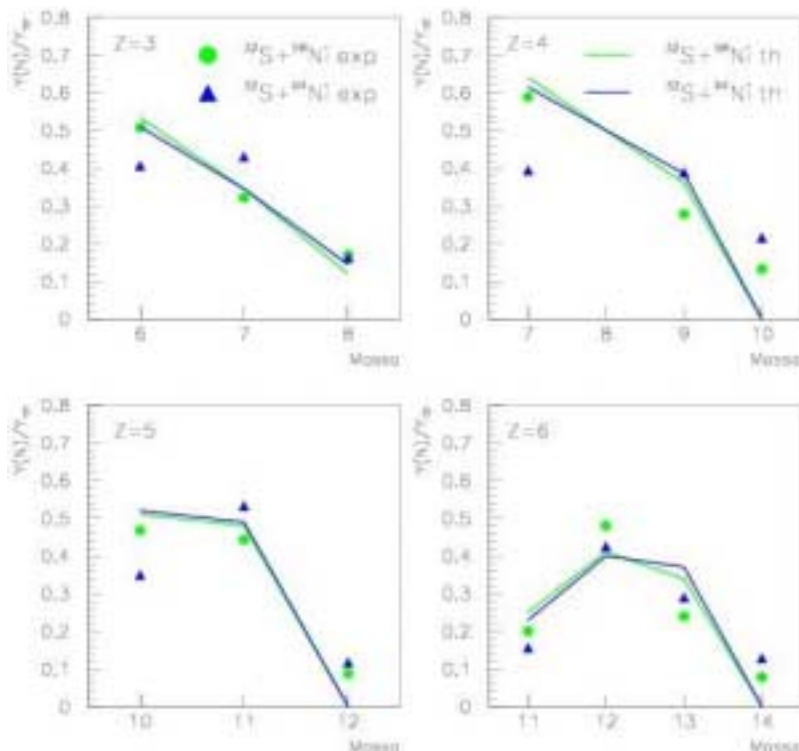


FIG. 5.2 Rese sperimentali (simboli) e teoriche (linee) degli isotopi di entrambi i sistemi

eventi nella loro interezza e per poter selezionare gli eventi più centrali, che sono quelli che più interessano dal punto

di vista termodinamico, è ancora necessario eseguire le calibrazioni in energia per tutti i rivelatori di Chimera e di Garfield, rispettivamente. Per quest'ultimo apparato oltre all'energia è necessario calibrare la matrice $\Delta E-E$ per il telescopio formato da camera a ionizzazione-rivelatore al Silicio che, come mostrato in figura 5.3 presenta, oltre ai frammenti emessi, anche il residuo di evaporazione.

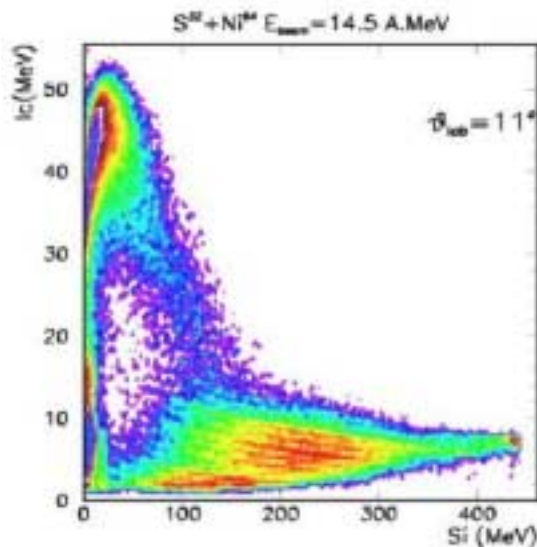


FIG. 5.3 Camera a ionizzazione in funzione del Si

Una volta ottenute le calibrazioni di tutti i prodotti di reazione, compresi quelli rivelati nella camera a deriva di Garfield, si può procedere alla ricerca degli effetti termodinamici che si vuole studiare. In particolare, l'analisi del *Dalitz plot*, come

mostrato in figura 5.4 per una misura precedente a più bassa energia, che presenta un addensamento nella zona centrale, evidenzia la produzione di frammenti di carica circa uguale tra loro, riconducibile al fenomeno della multiframmentazione.

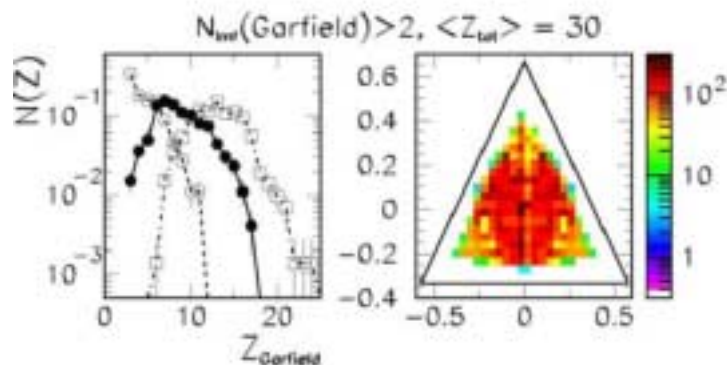


FIG. 5.4 Dalitz Plot

È stato infine effettuato un primo confronto con previsioni di modello. In particolare sono state confrontate le distribuzioni di massa di frammenti con carica da $Z = 3$ a $Z = 6$ (vedi figura 5.2) ed i valori $\langle N \rangle / Z$ per gli stessi frammenti (vedi figura 5.5) per le due reazioni $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$ con previsioni basate sul modello dinamico di coalescenza.

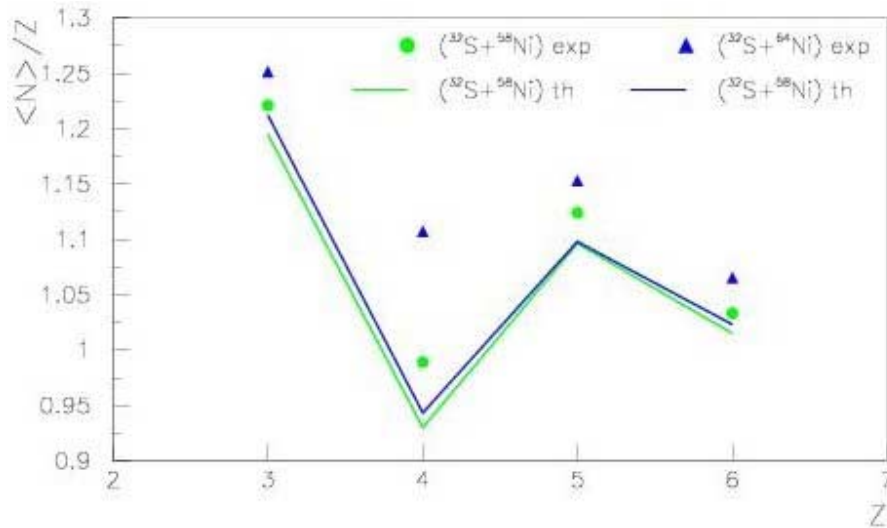


FIG. 5.5 Rapporto N medio su Z in funzione di Z per i 2 sistemi. I simboli sono i dati sperimentali, le linee sono ottenute dal modello teorico di coalescenza.

Come si può vedere sia i dati sperimentali che le previsioni teoriche hanno una emissione preferenziale di frammenti più ricchi in neutroni da parte del sistema più ricco di neutroni. Ciò che si può notare è che la differenza per i dati sperimentali è molto più accentuata che per le previsioni teoriche. Ad esempio il valore $\langle N \rangle / Z$ per il Litio varia del 2.5% sperimentalmente e del 1% per le previsioni e per il Carbonio 3.4% per i dati sperimentali e di meno dell'1% per le previsioni teoriche. Questi risultati devono essere comunque considerati come molto preliminari perché le previsioni teoriche si riferiscono a collisioni centrali, mentre i dati sono inclusivi e comprendono in larga parte eventi provenienti in collisioni periferiche. È quindi necessario attendere ulteriori analisi, al di fuori del contesto di questa tesi, prima di poter tracciare una conclusione.

BIBLIOGRAFIA

- [1.1] K.S.Krane, 'Introductory nuclear physics', J.Wiley & Sons, 1988.
- [1.2] D.Durand, E.Suraud, B.Tamain, 'Nuclear dynamics in the nucleonic regime', R.R.Betts and W. Greiner, 2001.
- [1.3] M.Bruno, et al., Physics Letters B 292 (1992) 251-256, North-Holland.
- [1.4] G.Tabacaru et al., The European Physical Journal A Hadrons and Nuclei (di prossima pubblicazione).
- [1.5] R.T.De Souza et al., 1991 Phys. Lett. B 268 6.
- [1.6] A. Bonasera M.bruno, C.O.Dorso, P.F. Mastinu., Vol. 23, N. 2 .
- [1.7] M. Cavinato et al., 'The Boltzmann Master Equation Theory, nuclear thermalization and pre-equilibrium reactions', 10th INT. conf. on nuclear reaction mechanisms, Varenna, 9-13 June 2003.
- [1.8] J.E. Finn et al., Phys. Rev. Lett., 49 (1982) 1321; A.S. Hirsch et al., Phys. Lett. B, 118 (1982) 458; H. H. Gutbrod et al., Nucl. Phys. A, 387 (1982) 177c; M. Mahi et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1936.
- [1.9] P.Chomaz 'The nuclear liquid gas phase transition and phase coexistence' Int. Nucl. Phys. Conference INPC 2001, AIP Proceedings Vol. No.610 2002.
- [1.10] S.S.M. Wong 'Introductory nuclear physics' Prentice Hall, 1989
- [1.11] M.D'Agostino et al., Nuclear Physics A 650 329-357
- [1.12] P.Bonche et al., Nucl. Phys. A427, 278 (1984); A436, 265 (1986); J. Besprosvany et al., Phys. Lett. B 217, 1 (1989).
- [2.1] A.Pagano et al., 'A New a multi element detector system at LNS for heavy ion reaction studies at intermediate energies' in 'Perspectives in Heavy ion Physics' 2nd Japan-Italy Joint Symposium '95 RIKEN (Japan) Ed. M. Ishiara, T. Fukuda, C. Signorini. World Scientific Singapore (1996).
- [2.2] E.Geraci 'First results of $^{112,124}\text{Sn}$ induced reactions on Al and Ni targets at 35 MeV/nucleon with the CHIMERA detector' Tesi di dottorato di ricerca, Università di Catania XIV ciclo.

- [2.3] W.R.Leo 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', Springer-Verlag 1987.
- [2.4] A.Pagano et al., 'Multifragmentation studies at LNS in Catania : CHIMERA' Proc. of the XXXV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), February 3-8 1997, pag. 215.
- [2.5] M.Alderighi et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 489 (2002) 257-265.
- [2.6] A. Lanchais, 'GARFIELD: un apparato per misure di reazioni tra ioni pesanti ad energie intermedie' Tesi di Laurea, Corso di Laurea in Fisica, Universita' di Bologna, AA 1999-2000.
- [2.7] S.Aiello et al., 'The enhanced data acquisition system for the 4π detector CHIMERA' IEEE Trans. on Nucl. Sci. 45 (1998) 1877.
- [2.8] S.Aiello et al., IEEE Transactions on nuclear science, Vol 45, No. 4, august 1998.
- [2.9] M. Alderighi et al., 'MUSE: a trigger and readout control system for the CHIMERA multidetector' Proc. of 12th IEEE-NPSS Real Time Conference, June 4-8 2001, Valencia (Spain), pag. 245.
- [2.10] M.Alderighi et al., IEEE Transactions on nuclear science, Vol 49, No.2, april 2002.
- [2.11] S. Barlini 'Multiframmentazione in reazioni fra ioni pesanti con l'apparato GARFIELD. Calibrazioni e risultati preliminari' Tesi di Laurea, Corso di Laurea in Fisica, Universita' di Bologna, AA 2001-2002.
- [3.1] L.Calabretta and D.Rifuggiato 'Status and future plans at LNS Catania' Proceedings della XVI Int. Conf. on 'Cyclotrons and their applications', East Lansing, Michigan, 2001 p.79-83.
- [3.2] K:S:Krane,'Introductory nuclear physics', J.Wiley & Sons,1988.
- [4.1] W.R.Leo 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', Springer-Verlag 1987.
- [4.2] N.Le Neindre et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 490 (2002) 251-262.
- [4.3] L. Tassan-Got, 'A new functional for charge and mass identification in $\Delta E-E$ telescopes', Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 194 (2002) 503-512.

RINGRAZIAMENTI

Questa pagina è quella che conclude non solo la tesi, ma anche l'intero anno, e con uno sguardo ancora più ampio, anche un percorso che non è da intendersi solo di studio.

Concentrandomi però solo su quest'anno, non posso essere che contenta e soddisfatta. Ho cercato di viverlo come un'opportunità per imparare e per confrontarmi in modo da arricchirmi sempre di più come persona. Per questo motivo ringrazio il Prof. Bruno che ha reso possibile tutto questo e che ha sempre dimostrato nei miei confronti una disponibilità notevole, mettendomi sempre nella condizione migliore per imparare.

Ringrazio la Prof. D'Agostino per avermi guidato lungo le interminabili prove sui telescopi, e dalla quale ho potuto osservare la chiarezza e il rigore del pensiero logico. Altra persona senza la quale questa tesi avrebbe faticato parecchio a venire alla luce è la Dott.ssa Geraci, che è sempre pronta e chiara nel rispondere alle mie domande, così come il Dott. Guiot.

Inoltre ringrazio la collaborazione dei LNS e il Dott. Le Neindre che mi hanno fornito un aiuto indispensabile durante la permanenza a Catania. Voglio aggiungere William Cavaletti per la sua cordialità e la pazienza dimostratami durante le prove nel "suo" laboratorio.

Passando ora alle persone care, voglio esprimere la mia gratitudine ad Elena (nonché Dott. ssa Geraci) che si è rivelata non solo una guida preziosa nello studio, ma anche una bella persona con la quale instaurare un rapporto d'amicizia.

Voglio ricordare anche tutti gli amici che ho incontrato lungo il percorso, con particolare affetto Angela che è sempre stata e continua ad essere una presenza solida e concreta nella mia vita

e Francesco che come me ha partecipato attivamente al gruppo b.a.c., e che ho sempre stimato per la sua semplicità; inoltre anche gli amici di più vecchia data come Michela, Angela, Paola.

Infine il mio pensiero va alla mia famiglia in particolare a mia mamma che ha sempre creduto in me, riuscendo a trasmettermi forza e serenità; a mia sorella Elisa che ha sopportato i miei “capricci” senza protestare troppo, ed infine mio cognato Stefano per essere sempre premuroso ed attento nei confronti di tutte noi.