

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Decadimento del ^{12}C eccitato in reazioni
 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$: Stato di Hoyle

Relatore:
Prof. Mauro Bruno

Presentata da:
Tommaso Giammaria

Correlatore:
Dott. Luca Morelli

Sessione III
Anno Accademico 2013/2014

Indice

Introduzione	I
1. Problematica fisica	
1.1. Reazioni nucleari	1
1.2. Stati eccitati del ^{12}C	2
1.2.1. La predizione di Hoyle	3
1.2.2. <i>Alpha clustering</i>	5
1.2.3. Proprietà dello stato di Hoyle	6
1.2.4. Decadimento α	7
1.2.5. Dinamica di decadimento	8
2. Aparato sperimentale	
2.1. L'esperimento	13
2.2. Apparato G.AR.F.I.E.L.D.	13
2.2.1. Rivelatori a microstrip (<i>MicroStrip Gas Chamber</i>)	16
2.2.2. Scintillatori allo Ioduro di Cesio CsI(Tl)	19
2.3. Ring Counter (RCo)	22
2.3.1. Camera a ionizzazione	24
2.3.2. Rivelatori al Si	24
2.3.3. Scintillatori al CsI(Tl)	25
2.4. Ricostruzione degli eventi	26
2.4.1. Identificazione con metodo ΔE -E	27
2.4.2. Metodo PSD (<i>Pulse Shape Discrimination</i>)	28
3. Analisi dei dati	
3.1. Selezione dei dati utili ai fini dell'analisi	31
3.1.1. Selezione degli eventi	31
3.2. Bilanci energetici del decadimento α	32
3.2.1. Eccitazione del bersaglio	36
3.2.2. Eccitazione del proiettile	38
3.3. Dinamica di decadimento dello stato di Hoyle	39
3.3.1. Costruzione e riempimento dei Dalitz-plot	40
3.3.2. Interpretazione dei Dalitz-plot	42
4. Conclusioni	43
Bibliografia	44

Introduzione

Il presente lavoro è stato svolto nell'ambito della collaborazione NUCLEX, esperimento della Commissione Nazionale 3 dell'INFN per lo studio della dinamica delle reazioni nucleari indotte da ioni pesanti. In particolare l'oggetto della tesi riguarda l'analisi del decadimento di un nucleo di Carbonio-12 eccitato in seguito ad una reazione nucleare. Più precisamente in questa tesi si studia il decadimento di un nucleo di Carbonio-12 che, interagendo con un altro nucleo di Carbonio-12, si eccita lasciando il bersaglio di Carbonio nello stato fondamentale. La reazione studiata è $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a 95 MeV. L'analisi è stata effettuata selezionando, fra tutti gli eventi, quelli che hanno 3 particelle α nello stato finale. Ciò permette di mettere in evidenza alcuni stati eccitati del Carbonio-12, fra cui il cosiddetto stato di Hoyle, importante soprattutto per gli aspetti astrofisici. In particolare il modo di decadimento è legato alla probabilità di formazione, che è un punto importante nella formazione degli elementi nelle stelle. E' importante infatti poter determinare se il processo di decadimento è istantaneo, cioè il Carbonio emette tre particelle α contemporaneamente, oppure sequenziale, cioè il Carbonio emette in primo luogo una particella α ed un nucleo di Berillio-8, il quale a sua volta decade in due particelle α .

Nel Capitolo 1 si introdurrà l'aspetto teorico e fenomenologico del problema, verranno descritte in breve le reazioni nucleari tra ioni pesanti con un approfondimento sui processi di decadimento del Carbonio eccitato.

Nel Capitolo 2 saranno descritti gli apparati utilizzati per le misure: in particolare l'apparato GARFIELD utilizzato per la rivelazione delle particelle cariche emesse nel decadimento, ed il rivelatore Ring Counter (RCo) utilizzato soprattutto per la rivelazione delle particelle α di decadimento del proiettile eccitato. Si accenna anche alle tecniche usate per identificare le particelle α .

Nel Capitolo 3 verrà descritta l'analisi dei dati effettuata ed in particolare verranno mostrati gli osservabili per poter discriminare il meccanismo di decadimento sequenziale o democratico.

Verranno infine tracciate alcune conclusioni in base ai risultati raggiunti.

PRIMO CAPITOLO

Problematica fisica

1.1 Reazioni nucleari

Lo studio sperimentale delle reazioni nucleari comporta l'effettuazione di esperimenti di collisione tra particelle. Un urto può avere diverse caratteristiche in base al parametro d'impatto ed alla quantità di energia cinetica nel sistema del centro di massa che viene dissipata o trasferita dal proiettile al bersaglio. Un'altra grandezza fisica importante ai fini dello studio della reazione è la velocità relativa tra le due particelle prima dell'urto $v_{AA} = \frac{h}{m\lambda}$, dove m è la massa di un nucleone e λ è la lunghezza d'onda relativa associata ad una collisione nucleone-nucleone. Questa lunghezza d'onda permette di capire se sono predominanti gli effetti di campo medio (interazione di ogni nucleone con il campo prodotto da tutti gli altri) o gli effetti di collisione nucleone-nucleone. Infatti se λ eccede la distanza tipica tra i protoni e neutroni di un nucleo (2 fm) ci si aspetta una importanza maggiore degli effetti di campo medio. Una corretta distinzione tra i due casi necessita però di maggiori informazioni come l'energia totale incidente e l'energia di eccitazione per nucleone (espressa in Mev/u). Generalmente gli effetti di campo medio o di collisione nucleone-nucleone sono sempre presenti, ma in proporzioni dipendenti dalle varie combinazioni dei fattori sopra elencati.

I vari tipi di reazione producibili dalla collisione possono essere suddivisi approssimativamente in base all'energia del fascio incidente. L'urto potrà essere classificato in base al parametro d'impatto e conseguentemente al momento angolare orbitale. Possiamo definire un valore massimo del momento angolare $\ell_{\max}$ (o del parametro d'urto $b_{\max}$) che corrisponde al cosiddetto valore di grazing, cioè il limite fra la maggiore importanza del potenziale di interazione elettromagnetico ($\ell \geq \ell_{\max}$) e quello nucleare ($\ell < \ell_{\max}$). Con un momento angolare e corrispondentemente un parametro d'urto abbastanza elevati (maggiori di $\ell_{\max}$ e $b_{\max}$) possiamo parlare di urto elettromagnetico elastico (Rutherford). Subito al di sotto di $b_{\max}$ si iniziano ad osservare urti elastici dovuti al potenziale nucleare e reazioni di trasferimento. In queste reazioni il proiettile cede e/o riceve uno o più nucleoni dal bersaglio. Urti più centrali danno

luogo a collisioni dissipative chiamate DIC (*Deep Inelastic Collision*) e in alcuni casi ($b \rightarrow 0$) a reazioni di fusione. Nelle DIC il proiettile e il bersaglio si fondono in un'unica "molecola" per un intervallo di tempo molto breve durante il quale possono scambiare nucleoni e poi si separano in due frammenti, uno simile al proiettile (quasi-proiettile QP) e l'altro al bersaglio (quasi-target QT).

Questo lavoro di tesi tratta di reazioni in cui lo stato finale del QP è costituito da un nucleo di ^{12}C eccitato e del suo decadimento in tre particelle alfa.

1.2 Stati eccitati del carbonio (^{12}C)

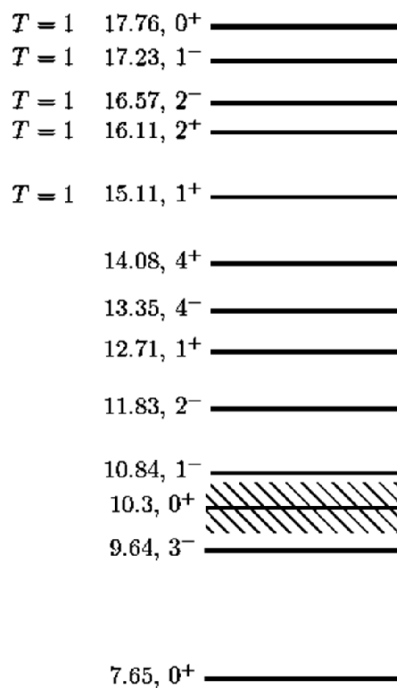


Figura 1: diagramma energetico degli stati eccitati del nucleo di Carbonio al di sopra dello stato di Hoyle.

Secondo la meccanica quantistica l'energia di un sistema di particelle (come un atomo o un nucleo) può assumere valori appartenenti a un insieme discreto, dunque lo studio del sistema implica l'analisi dei livelli energetici da esso occupabili. Più che di livelli energetici si parla di stati quantici ognuno con energia fissa, che vengono occupati dalle particelle in base alla natura fermionica o bosonica di queste ultime. Per ogni nucleo possiamo mettere in ordine crescente di energia i vari stati come in Figura 1, partendo da quello fondamentale (o *ground*) corrispondente al livello con energia di eccitazione nulla.

Con energie di fascio maggiori è possibile raggiungere livelli energetici più alti, mentre incrementando la precisione delle misure diventa possibile distinguere livelli vicini tra loro. Uno studio sempre più dettagliato è ancora in corso per il ^{12}C , elemento importante dal punto di vista chimico e per le sue molteplici applicazioni nonché per il suo ruolo in varie teorie astrofisiche. Tra gli stati energetici del carbonio è noto lo stato

di Hoyle, predetto da Fred Hoyle nel 1953 per spiegare la formazione di nuclei di carbonio nella fase di creazione delle stelle [1].

1.2.1 La predizione di Hoyle

Nel suo lavoro Fred Hoyle ha cercato di spiegare la creazione di nuclei di ^{12}C attraverso l'unione di tre nuclei di ^4He , elemento abbondante all'interno delle stelle, postulando l'esistenza di uno stato eccitato a 7,65 MeV in risonanza con tre particelle alfa. In questo modo viene giustificata l'abbondanza di Carbonio prodotto nelle stelle e la conseguente rilevazione sulla Terra ed altri pianeti.

Si parla di risonanza quando in una reazione nucleare le energie a riposo dei reagenti B e C di un canale $B + C$ sono molto vicine all'energia a riposo del nucleo composto A o ad un suo livello eccitato e ciò incrementa notevolmente la sezione d'urto della corrispondente reazione $B + C \rightarrow A$. Tale risonanza aumenta la velocità del canale permettendo di spiegare elevate velocità di formazione. Per questo motivo Hoyle ha predetto uno stato in risonanza con tre α . Se questa risonanza non fosse presente, il Carbonio prodotto nelle stelle sarebbe molto inferiore rispetto a quello rilevato.

Il ^{12}C viene creato in due fasi dell'evoluzione di una stella [2]: nel HB (*Horizontal Branch*) a partire dall'elio presente nel nucleo della stella e nel AGB (*Asymptotic Giant Branch*) nel guscio che copre il nucleo stellare; in queste zone le particelle alfa si trovano ad una temperatura che va da 0,1 a 2 GK. In questa regione domina il meccanismo sequenziale



passando per lo stato fondamentale del Berillio 8. I nuclei di ^4He hanno abbastanza energia cinetica per fondersi in ^8Be al livello fondamentale. Lo stato fondamentale del ^8Be ha un tempo di dimezzamento di $2,6 \times 10^{-6}\text{s}$ e tende subito a decadere in due α ; se però urta un altro nucleo di ^4He prima di scindersi può dare luogo alla seconda fusione. Anche il Carbonio così creato tende a scindersi per ricominciare il ciclo, ma ha una certa probabilità di decadere γ verso il *ground state*, nel quale rimane stabile. Il ciclo di nucleosintesi continua con processi sequenziali ($^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + \alpha \rightarrow {}^{20}\text{Ne}$,ecc. con le appropriate condizioni esterne).

Per temperature inferiori a 0,1 GK, l'energia non è abbastanza elevata per una reazione sequenziale e prevale il meccanismo a tre corpi che si fondono contemporaneamente. Per temperature oltre i 2 GK il processo di sintesi di tre nuclei di ^4He viene favorito da risonanze a livelli energetici più alti [2].

Quando Hoyle predisse l'esistenza dello stato che ha preso il suo nome, partì dal fatto che nelle stelle, dove le alfa hanno una certa energia, viene prodotta una quantità considerevole di Carbonio. Un livello

eccitato del ^{12}C in risonanza con tre α avrebbe spiegato questa abbondanza. Nel 1973, venti anni dopo la predizione di Hoyle, Brandon Carter enunciò il principio antropico [3] secondo il quale, l'esistenza dell'osservatore, inteso come vita umana, conferisce delle restrizioni sulle caratteristiche dell'Universo. Tale principio diede luogo ad un lungo dibattito sulla presunta natura antropica della predizione di Hoyle, per via della correlazione tra l'abbondanza del Carbonio e la nascita di vita organica sulla Terra.

Di recente sono state esaminate varie pubblicazioni sull'argomento da Helge Kragh [4], il quale sottolinea che la predizione non è stata guidata da considerazioni antropiche. Secondo Kragh il contributo di Hoyle è stato importante per la comprensione delle reazioni di creazione/decadimento di ^{12}C e ^{16}O ed in ultima analisi per la comprensione delle abbondanze naturali di queste ultime, anche se il "mito antropico"[4] rimane di importanza storica.

L'esistenza dello stato di Hoyle giustifica in parte le fondamenta di una più generale teoria astronomica basata sul ciclo CNO formulata da Bethe [5], nella quale l'esistenza del carbonio viene assunta come evidenza sperimentale.

La dimostrazione teorica dell'esistenza dello stato sta nella meccanica quantistica, che verifica che lo stato sia permesso, mentre sperimentalmente è stato osservato pochi anni dopo la predizione di Hoyle, al Caltech (*California Institute of Technology*).

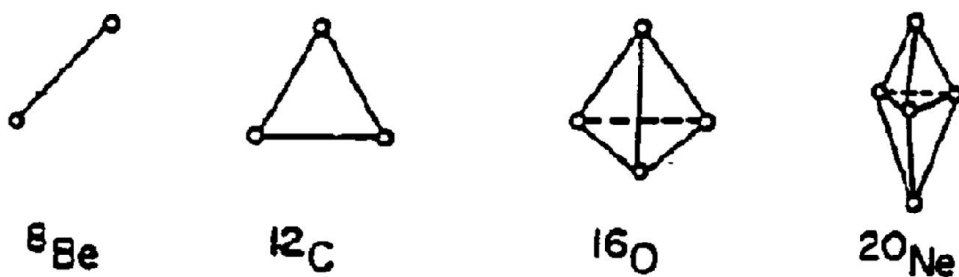


Figura 2: geometria dei legami α per le strutture nucleari di Berillio, Carbonio, Ossigeno e Neon.

1.2.2 Alpha clustering

Dalla fine degli anni '20 alcuni ricercatori sostenevano che nuclei particolari, costituiti da un numero N di nucleoni che sia un multiplo di 4, potessero essere formati da un agglomerato (*clust*) di particelle α (Figura 2); anche se vari studiosi come Schrödinger incitavano a non prendere il modello a *cluster* come una costante, viste le svariate possibili strutture che un nucleo può assumere in base agli stati che occupa [7]. Per esempio, sperimentalmente si può verificare che un nucleo si scinde in determinate componenti se posto in un certo stato, ma non si può dire se in un altro stato il nucleo si comporterà nello stesso modo. Infatti, per via dei fenomeni quantistici esterni al nucleo, non è semplice studiarne la struttura interna a partire dai prodotti di un decadimento.

Comunque l'emissione di particelle alpha è stata verificata per ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne da Bethe, Bacher, Wefelmeier, Wheeler e Weizsacker (strutture riportate in Figura 3) [7][8][9], mentre Hafstad e Teller hanno trovato una relazione lineare tra numero di legami- α interni ed energia di legame totale per i suddetti nuclei nello stato fondamentale (l'energia di un legame- α è fissa)[6]. Tale comportamento è stato provato anche per isotopi che differiscono di un solo neutrone (Hafstad & Teller [11]).

Successivamente, nel 1968, Ikeda ha classificato le strutture di vari nuclei leggeri a partire da legami tra particelle alfa, costruendo il famoso diagramma di Ikeda [12], riportato in Figura 3.

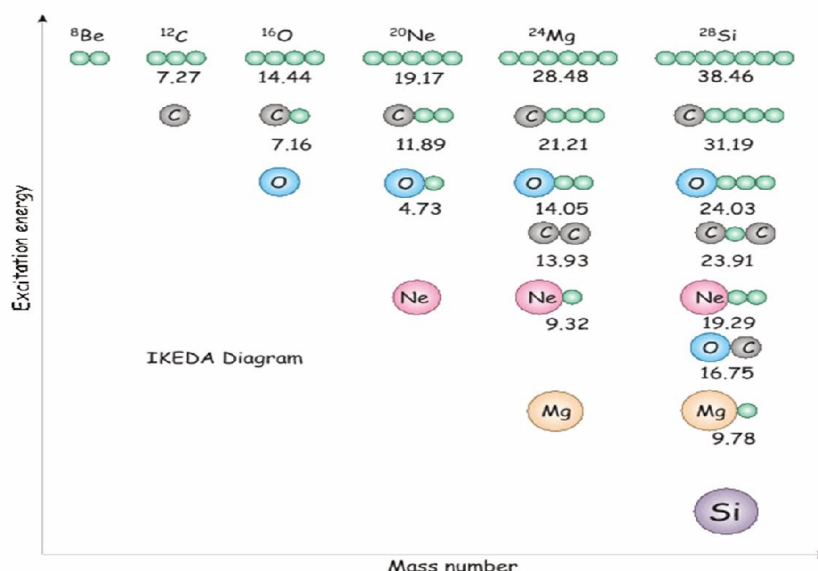
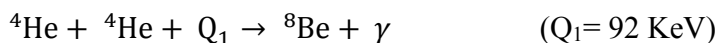


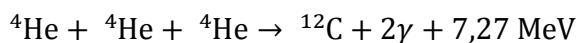
Figura 3: il diagramma di soglia proposto da Ikeda per rappresentare i legami interni di nuclei leggeri in funzione dell'energia di eccitazione.

1.2.3 Proprietà dello stato di Hoyle

Quello di Hoyle (7,654 MeV) è uno stato eccitato che si trova a circa 0,29 MeV sopra la somma delle masse a riposo di ^8Be e ^4He ; inoltre il Berillio nello stato fondamentale è ancora più vicino (95 Kev) alla massa complessiva di due ^4He (Figura 4). Per questo motivo si può dire che lo stato di Hoyle è vicino alla soglia di decadimento α .



Il risultato netto della reazione è:



Il processo di creazione di ^{12}C passa per lo stato fondamentale del Berillio, quindi anche per il decadimento ci si aspetta un comportamento simile. Il Carbonio che si trova a 7,65 MeV dal *ground state*, tende a scindersi in Elio e Berillio, con un guadagno energetico di 0,285 MeV. A questo punto il Berillio decade spontaneamente in due α . Non è da escludere a priori un processo di reazione a tre corpi, per il quale il ^{12}C si scinde direttamente in tre particelle α senza che due di queste passino per lo stato fondamentale del ^8Be .

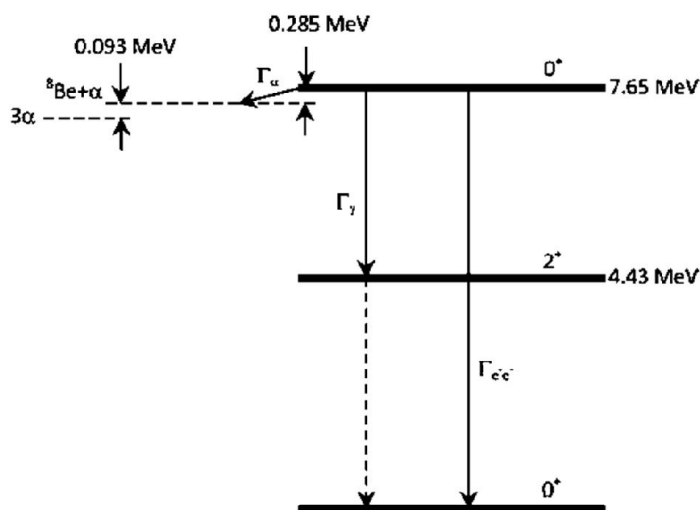


Figura 4: diagramma energetico dei primi livelli eccitati del Carbonio.

Nel diagramma in Figura 4 viene riportata l'energia di un sistema formato da un nucleo di Berillio ed una particella α entrambi nello stato fondamentale (livello $\text{Be}+\alpha$) e l'energia di un sistema di tre particelle α nello stato fondamentale (livello 3α), assieme ai primi livelli energetici del Carbonio.

L'atomo di Carbonio è interesse di studio da molti anni per le sue caratteristiche peculiari, una di queste è la varietà di possibili strutture che può assumere il suo nucleo. La struttura dello stato fondamentale è ben conosciuta nonché riproducibile con un modello a *shell* (guscio). Il modello a shell è stato usato anche da Karataglidis *et al.* [13] per riprodurre la struttura dei primi due stati eccitati, quello a 4,4 MeV con parità 2^+ e quello a 7,65 MeV (0^+). Per quest'ultimo l'analisi non ha prodotto risultati significativi e lo stesso risultato non conclusivo è stato raggiunto successivamente con modelli differenti [14].

Analizzando dati provenienti da *scattering* anelastici [15,16,17,18] è stato misurato il raggio medio del nucleo ^{12}C a 7,65 MeV, che sembra essere circa 1,5 volte il raggio del Carbonio nello stato fondamentale. Ciò ridurrebbe l'intersezione tra le α e permetterebbe al sistema di raggiungere uno stato di 3 particelle quasi libere, simile ad un gas bosonico. Però l'interpretazione del sistema come un condensato di Bose-Einstein non è confermata sperimentalmente, visto che i dati lasciano aperta anche la possibilità di una struttura a cluster $^8\text{Be} + ^4\text{He}$.

1.2.4 Decadimento α

La formula per la velocità (*rate*) R della reazione $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ in funzione della temperatura [2] è la seguente:

$$R \propto \frac{\Gamma_{\alpha_0} \Gamma_{rad}}{\Gamma} T^{-3/2} e^{(-\frac{Q}{kT})}$$

Dove Q è l'energia dello stato di Hoyle relativa alla soglia di decadimento α , Γ_{rad} è l'ampiezza radiattiva, Γ_{α_0} l'ampiezza di decadimento parziale passante per il *ground state* del Berillio, mentre $\Gamma = \Gamma_{rad} + \Gamma_{\alpha}$ è l'ampiezza totale, con Γ_{α} l'ampiezza totale di decadimento α . Successivamente vengono usate le approssimazioni $\Gamma_{\alpha} = \Gamma_{\alpha_0}$ e $\Gamma_{rad}/\Gamma_{\alpha} \ll 1$ per semplificare il problema. L'assunzione $\Gamma_{\alpha} - \Gamma_{\alpha_0} = \Gamma_{3\alpha} = 0$ è di cruciale importanza perchè permette di trascurare l'ampiezza complessiva di tutte le possibili reazioni a tre corpi (che non passano per il Berillio).

Nel 1994 Freer *et al.* [19] hanno misurato un rapporto $\frac{\Gamma_{3\alpha}}{\Gamma_{\alpha}} < 0,04$ conforme a queste previsioni. Successivamente, nel 2011, Raduta *et al.* [20] hanno trovato due rami di decadimento diretto con ampiezze relative $\frac{\Gamma_{3\alpha}}{\Gamma_{\alpha}} < 0,17$, che porterebbe a conseguenze importanti nel campo dell'astrofisica. Visto che in alcune stelle la temperatura è tale da rendere il processo diretto preponderante su quello sequenziale; se fossero confermati i risultati di Raduta *et al.* aumenterebbe di diversi ordini di grandezza la velocità di reazione stimata. Comunque quello di Raduta *et al.* rimane un risultato isolato visto che altri due recenti esperimenti (Manfredi *et al.* 3×10^{-2} [21] Kirsebom *et al.* 5×10^{-3} [22]) riconfermano i risultati di Freer, dunque il processo sequenziale risulta essere considerevolmente predominante rispetto alla possibilità di reazione a tre corpi.

1.2.5 Dinamica di decadimento

Per lo studio della struttura del ^{12}C nello stato di Hoyle, è importante ricostruire le possibili dinamiche del decadimento α . A tale fine vengono analizzate le distribuzioni energetiche dei prodotti di decadimento, assieme ai grafici di Dalitz.

I Dalitz-plot rendono possibile la ricostruzione della dinamica di un decadimento a tre particelle utilizzando solamente due grandezze fisiche (non univocamente determinate). Questo perché un problema di decadimento a tre corpi comporta un sistema finale che necessita di tre 4-impulsi per essere descritto correttamente, per un totale di 12 parametri. Tramite simmetrie del sistema (le tre particelle si trovano su di un piano) e conservazioni di energia e impulso è possibile ridurre il numero di gradi di libertà da 12 a 2. Una scelta convenzionale (ma ce ne sono altre) per costruire un Dalitz-plot è la seguente: si costruisce un grafico come in Figura 6, dove

$$x = \frac{\sqrt{3}(T_1 - T_2)}{T_{tot}}; \quad y = \frac{(2T_3 - T_1 - T_2)}{T_{tot}}$$

Con T_i l'energia cinetica della particella i -esima. T_{tot} è uguale all'energia rilasciata nel decadimento e quindi all'energia cinetica totale dei prodotti, costituendo così una costante di normalizzazione. In questo modo si forma un triangolo (per conservazione dell'energia) considerando gli estremi dei valori assumibili da x e y (per via della normalizzazione a T_{tot}), che contiene informazioni su tutte e tre le particelle. Ogni evento corrisponde ad un punto nel Dalitz-plot, la distanza tra questo punto ed un lato

del triangolo corrisponde all'energia cinetica (normalizzata) di una particella (3 particelle, 3 lati), come in Figura 6. Inoltre, per conservazione dell'impulso, gli eventi nel grafico si trovano all'interno di una circonferenza inscritta al triangolo (per esempio non è possibile che due delle tre particelle siano ferme rispetto al c.d.m. del proiettile), per questo a volte è utile passare in coordinate polari (ρ, ϕ) (Figura 5).

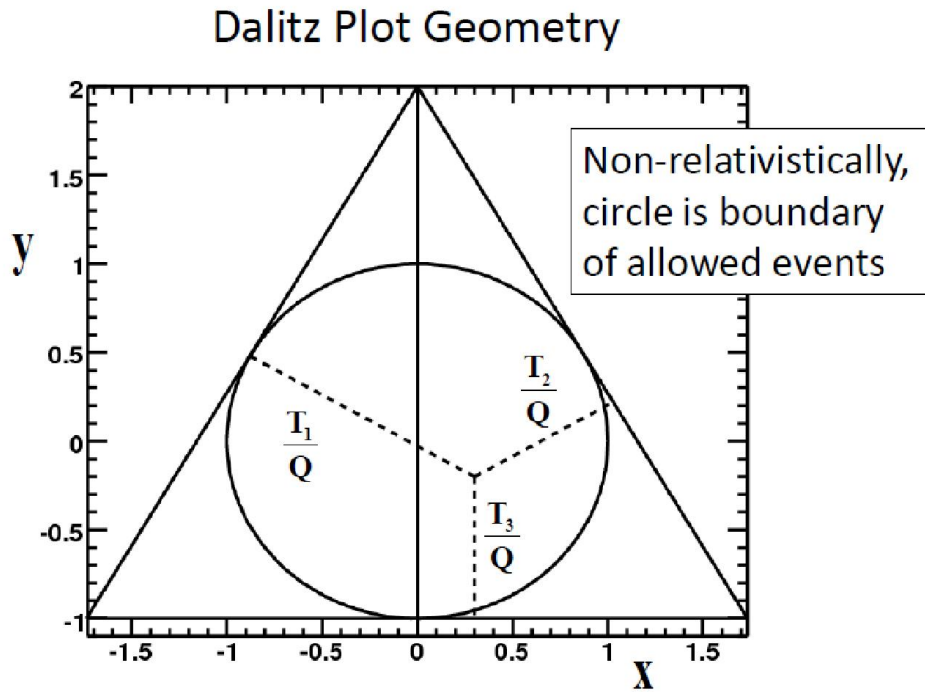


Figura 5: esempio di Dalitz-plot, ogni punto interno alla circonferenza corrisponde ad un evento. Nel nostro caso Q è l'energia cinetica totale T_{tot} .

I Dalitz-plot vengono usati per studiare una moltitudine di reazioni e possono essere interpretati in vari modi, in questo lavoro di tesi si distinguono due casi limite, il meccanismo democratico e il meccanismo sequenziale [10].

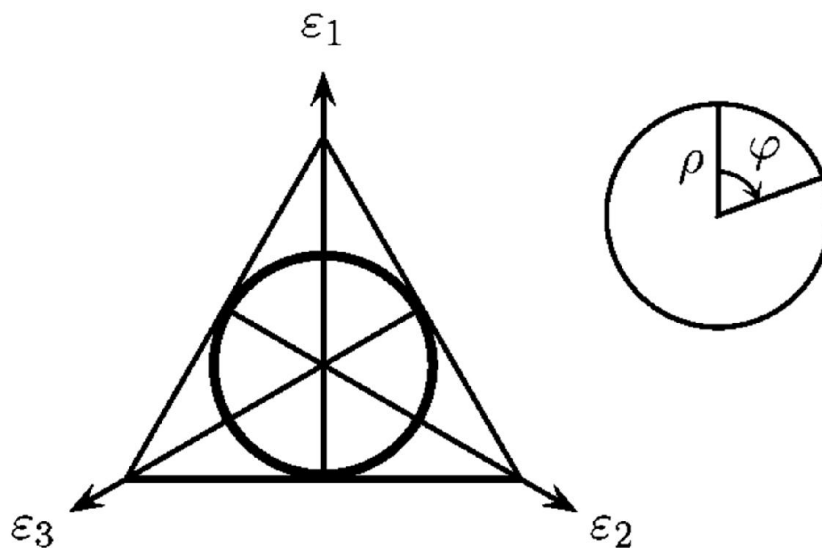


Figura 6: Ognuno dei tre assi del Dalitz-plot è rappresentativo dell'energia di una delle tre particelle α . Il passaggio alle coordinate polari spesso permette di sfruttare al meglio le simmetrie del sistema, semplificando i conti.

Nel modo sequenziale il processo viene diviso in due decadimenti a due corpi, con l'assunzione di indipendenza dinamica: ossia che le particelle prodotte nella prima reazione siano abbastanza distanti tra loro da non influenzarsi al momento della seconda reazione. Il modo democratico invece non prevede uno stato intermedio, il nucleo iniziale si scinde direttamente in tre particelle conferendo ad ognuna di esse la stessa energia. Per determinare la dinamica in questo sistema a tre α , è necessario usare la statistica di Bose.

Per ogni stato quantico del sistema vi è un Dalitz-plot associato, più precisamente si può ottenere un Dalitz-plot con *zone proibite* e zone più o meno probabili. Per esempio nel modo sequenziale di decadimento ci si aspetta che l'intorno del punto (0,0) sia privo di eventi, perchè corrispondente ad una equipartizione dell'energia tra le particelle prodotte (questa zona dovrebbe essere invece molto probabile nel meccanismo democratico). Nel decadimento sequenziale ci si aspetta che una delle tre particelle abbia energia fissa (legata all'energia della reazione primaria) e che le altre due abbiano energie variabili. Questo perchè la partizione dell'energia disponibile alle ultime due particelle prodotte è legata all'orientamento del secondo decadimento rispetto al primo, ciò si traduce in un riempimento con tre bande parallele ai lati del triangolo, come in Figura 7.

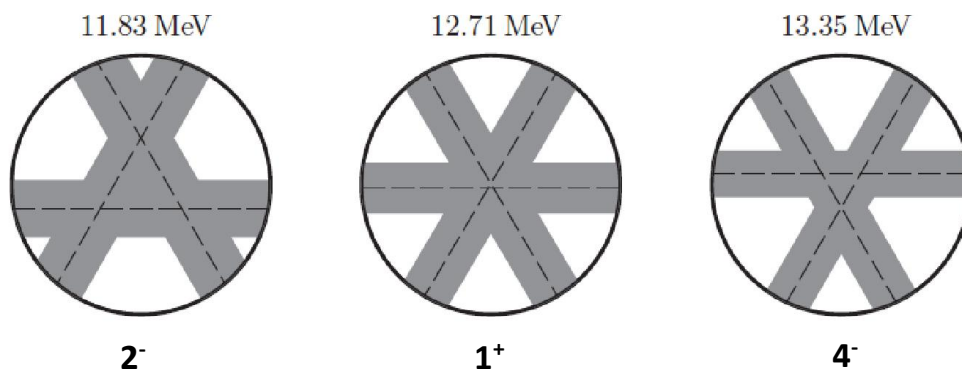


Figura 7: nel le zone scure (bande) del Dalitz-plot ci si aspetta di trovare la maggioranza degli eventi. Queste distribuzioni si riferiscono a stati eccitati del Carbonio ad energie superiori dello stato di Hoyle.

La distanza di queste bande dai lati del triangolo è legata all'energia della prima particella, mentre la larghezza delle bande è legata all'ampiezza di decadimento [10].

In base alle caratteristiche del Dalitz sperimentale si puo' valutare la percentuale di influenza del singolo modo nel decadimento complessivo. Naturalmente le distribuzioni sperimentali presenteranno le caratteristiche di tutti i modi di decadimento, ma con pesi diversi. L'influenza di ogni tipo di reazione comunque rimane difficile da estrarre, per questo sono stati sviluppati diversi modelli per determinare quantitativamente i pesi di ogni tipo di processo.

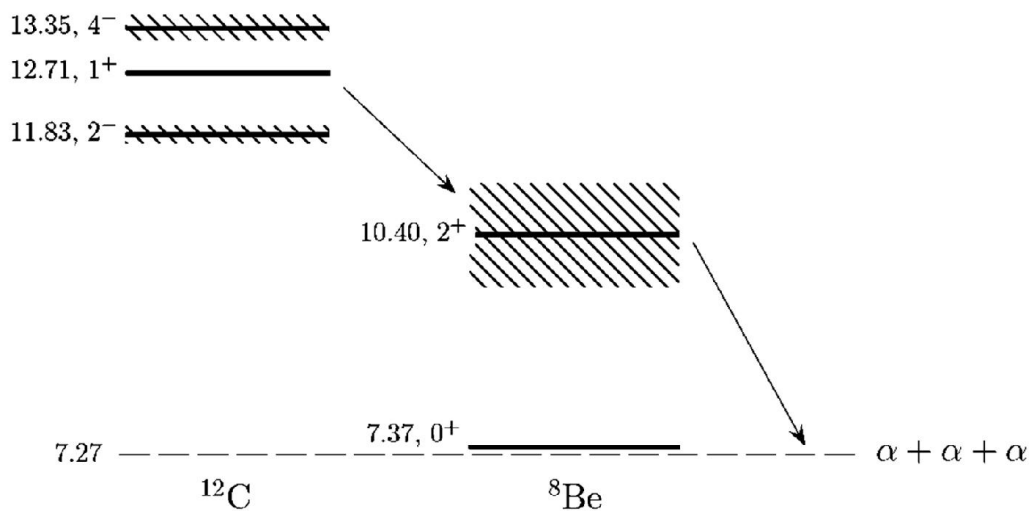


Figura 8: diagramma energetico del decadimento α sequenziale per livelli energetici al di sopra dello stato di Hoyle.

Ci sono altri livelli energetici che permettono al Carbonio di decadere α . Lo stato a 9,6 MeV (M. Itoh [23], M. Gai [24]) decade con lo stesso meccanismo mentre gli stati a 11,8 MeV, 12,7 MeV e 13,4 MeV sfruttano la risonanza con ^4He e Berillio eccitato a circa 3 MeV (10,4 MeV-7,37 MeV rispetto al livello fondamentale del ^{12}C , Figura 8).

SECONDO CAPITOLO

Apparato sperimentale

2.1 L'esperimento

I dati utilizzati in questa tesi sono stati acquisiti ai Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), dove è stato inviato un fascio di ^{12}C contro un bersaglio dello stesso elemento, per poter studiare gli stati eccitati del carbonio sia sul proiettile che sul bersaglio. Il fascio è impulsato con un intervallo temporale di 400 ns tra un impulso e l'altro, collimato in modo che le dimensioni trasversali del fascio siano dell'ordine di 1 mm sul bersaglio ed ha una energia di 95 MeV, mentre il *target* è fisso. Grazie ai dati raccolti è possibile studiare una moltitudine di reazioni; quella di interesse in questo lavoro di tesi è $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 3\alpha)^{12}\text{C}$.

L'esperimento è stato effettuato utilizzando: l'acceleratore elettrostatico TANDEM dei LNL, l'apparato G.AR.F.I.E.L.D. (General Array for Fragment Identification and for Emitted Light particle in Dissipative collision) ed il suo complemento per piccoli angoli di scattering, il RCo (Ring Counter).

Nell'apparato vengono identificate in carica e/o massa le LCP (*Light Charged Particle*) ed i frammenti emessi nella reazione e vengono misurate le loro energie, oltre a determinarne l'angolo di emissione dal bersaglio. I metodi per l'identificazione delle particelle verranno presentati più avanti.

2.2 Apparato G.AR.F.I.E.L.D.

L'apparato G.AR.F.I.E.L.D. risiede all'interno di una camera di *scattering* lunga 6 m con diametro di 3,2 m, posta ad un vuoto di 10^{-5} - 10^{-6} mbar (Figura 9).



Figura 9: La camera di scattering, contenente l'apparato G.AR.F.I.E.L.D.

Esso è diviso in due camere a deriva cilindriche, la camera indietro C1 e la camera in avanti C2 (Figura 10), che hanno come asse la direzione del fascio incidente. Queste camere contengono due tipi di rivelatori: a gas (MSGC) e scintillatori [Cs(Tl)], atti a misurare energia e traiettoria dei prodotti di reazione e disposti in modo da coprire quasi tutto l'angolo solido fra 30° e 150° rispetto alla direzione del fascio. Questi tipi di rivelatori ed il loro utilizzo sono descritti nei paragrafi seguenti.

Nella figura 11 vi è una sezione trasversale dell'apparato G.AR.F.I.E.L.D.+RCo, la camera indietro C1 copre un angolo azimutale $0^\circ < \phi < 70^\circ$ e $110^\circ < \phi < 360^\circ$, mentre $98^\circ < \theta_{\text{lab}} < 151^\circ$ è l'intervallo per l'angolo θ_{lab} relativo all'asse del fascio; la camera in avanti C2 invece copre $29^\circ < \theta_{\text{lab}} < 82^\circ$ e tutto l'angolo ϕ . Il bersaglio è posto tra le due camere, assicurato ad un sostegno meccanico controllato da remoto. Inoltre, grazie a questo sostegno, è possibile cambiare campione a seconda delle necessità senza aprire la camera di scattering.

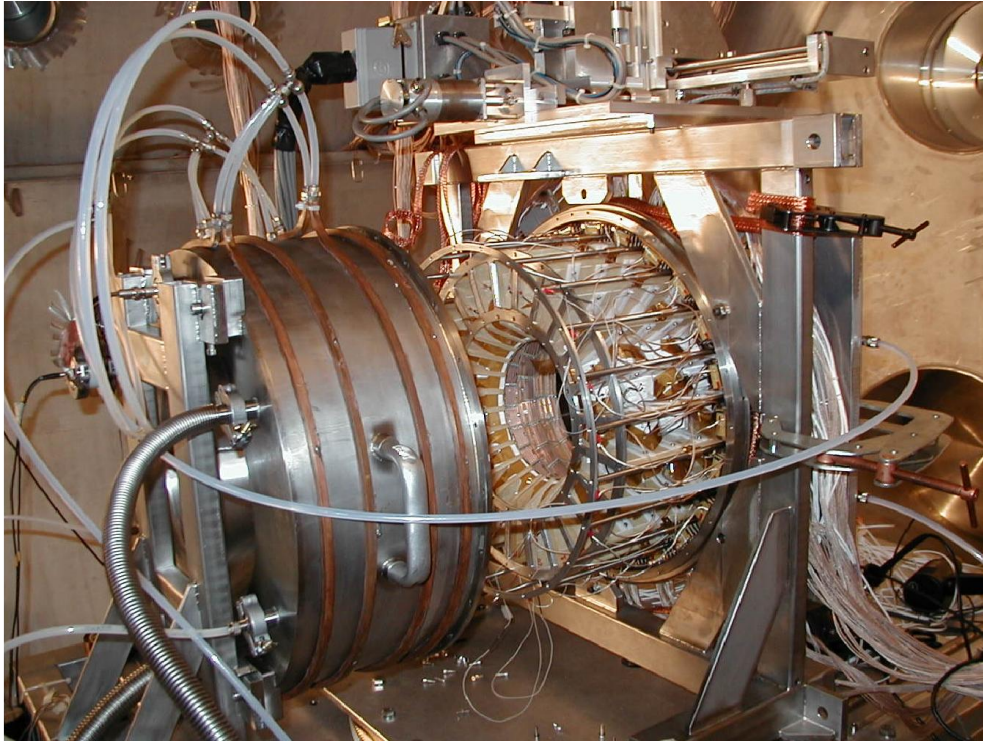


Figura 10: foto delle due camere C1 e C2 dell'apparato G.A.R.F.I.E.L.D.

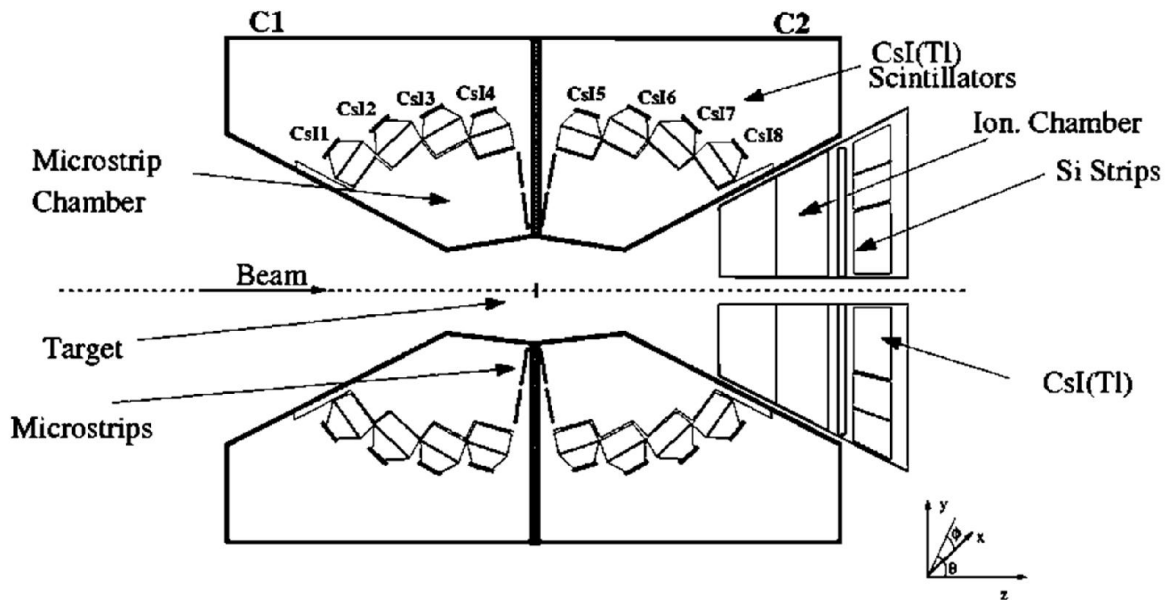


Figura 11: schema della sezione trasversale dell'apparato G.A.R.F.I.E.L.D.+RCO

Tra i parametri di un rivelatore ricopre un ruolo fondamentale la granularità, ovvero la grandezza che quantifica la possibilità da parte di due particelle di colpire lo stesso rivelatore (double hit) ed apparire così indistinguibili. Per avere un basso valore di granularità e ridurre l'incertezza sulle traiettorie delle particelle bisogna avere un grande numero di rivelatori. Precisamente ci si aspetta di avere un valore di granularità accettabile quando il numero dei rivelatori è circa 10 volte la massima molteplicità dei prodotti delle reazioni interessate. L'apparato G.AR.F.I.E.L.D. contiene 360 elementi di rivelazione ognuno dei quali copre un piccolo angolo solido, visto che ci si aspetta dalle reazioni studiate una molteplicità massima di circa 15 particelle leggere e 4-5 frammenti pesanti.

La camera C1(C2) è suddivisa in 21(24) settori, ognuno contenente 4 rivelatori allo Ioduro di Cesio attivati con il Tallio ed un rivelatore a microstrip (MSGC), disposto perpendicolarmente all'asse del cilindro. Queste microstrip a gas sono suddivise per ogni settore in due sezioni longitudinali, per avere una migliore definizione sull'angolo azimutale ($\Delta\phi = 7,5^\circ$). Inoltre ogni sezione è divisa ulteriormente in due parti (una più vicina ed una più lontana dall'asse del cilindro) così da avere due stadi di rivelazione nei casi in cui la particella ionizzante non raggiunga gli scintillatori CsI(Tl).

2.2.1 Rivelatori a microstrip (MicroStrip Gas Chamber)

Quelli a microstrip sono rivelatori che servono a misurare l'energia dissipata ΔE dai prodotti di una reazione lungo il tragitto verso gli scintillatori (che ne misurano l'energia residua E_r). Il funzionamento si basa sulla ionizzazione di un gas da parte di una particella carica che lo attraversa, per cessione di energia. Il numero di ionizzazioni (o di coppie elettrone/ione formate) dipende dall'energia necessaria per estrarre un singolo elettrone e dall'energia persa dalla particella carica o frammento; l'energia ΔE è proporzionale al numero di elettroni prodotti. Grazie ad un partitore resistivo viene generato un campo elettrico che sia più uniforme possibile, che consente la migrazione degli ioni(elettroni) verso i catodi(anodi). L'uniformità del campo elettrico è importante perché si vuole avere una velocità di deriva costante per gli elettroni, avendo così traiettorie rettilinee, in modo da poter ricavare lo spazio da essi percorso a partire dal tempo di deriva. I rivelatori a microstrip servono a raccogliere gli elettroni liberati dal passaggio della particella ionizzante attraverso il gas, grazie ad una serie di sottili fili anodici e

catodici alternati depositati in piani trapezoidali (lunghezza 10 cm, base maggiore 4 cm, base minore 1 cm) tramite la tecnica della fotolitografia su vetro (Figura 12).

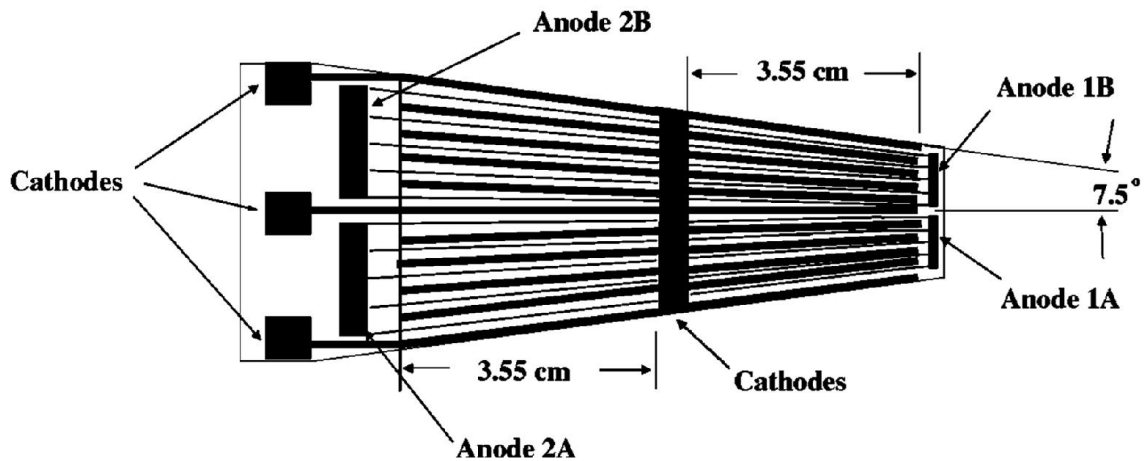


Figura 12: schema del piano di una microstrip, posto perpendicolarmente rispetto alla direzione del fascio.

A circa 3 mm dal piano delle microstrip è situata una griglia che globalmente funge da anodo, detto griglia di Frisch, necessario a catturare eventuali ioni pesanti che possono alterare il segnale. Esso divide la regione dove il campo di deriva è uniforme e poco intenso dalla regione prossima al piano delle microstrip, dove invece il campo è molto elevato (10^7 V/m) per via della struttura micrometrica dei fili anodici e catodici. In prossimità delle microstrip gli elettroni subiscono una brusca accelerazione, avviando così un processo di moltiplicazione a valanga; a questo punto gli e^- vengono raccolti dalle strisce anodiche mentre gli ioni positivi dalle strisce catodiche (Figura 13). Il segnale rimane legato agli elettroni provenienti dal gas ed in ultima analisi all'energia ΔE , perchè la moltiplicazione è proporzionale al numero di elettroni prodotti dalla ionizzazione.

I catodi sono collegati tra loro (a massa); gli anodi (a 430 V) sono raggruppati in quattro sezioni separate. Ciascun elettrodo (inteso come insieme di fili conduttori interconnessi) costituisce un singolo rivelatore, quindi la risoluzione spaziale è legata all'estensione di quest'ultimo (per le MSGC di G.AR.F.I.E.L.D. $\Delta\phi = 7,5^\circ$ $\Delta\theta \sim 15^\circ$).

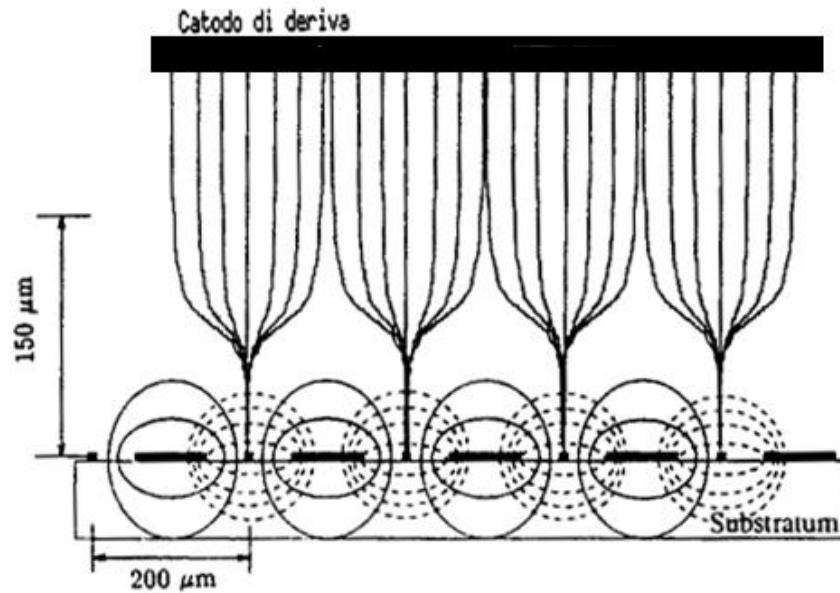


Figura 13: linee di forza del campo elettrico nei pressi del piano di una microstrip.

La suddivisione in due sezioni longitudinali serve (come sopra accennato) ad avere una migliore precisione sull'angolo azimutale, mentre la suddivisione trasversale serve per avere uno stadio di rivelazione in più. Se la particella (o frammento) non ha abbastanza energia per arrivare ai cristalli di Ioduro di Cesio si può utilizzare la prima metà (radiale) della microstrip come rivelatore ΔE e la seconda metà come rivelatore dell'energia residua al posto degli scintillatori.

Il gas utilizzato è tetrafluoruro di carbonio (CF_4), scelto per l'elevata velocità di deriva degli elettroni ($10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ a $1 \text{ V}/\text{cm} \cdot \text{mbar}$) e per il suo alto potere frenante che permette di mantenere basse pressioni ($50\text{-}200\text{mbar}$) e di conseguenza un campo di deriva limitato. La bassa pressione permette alle particelle meno energetiche di raggiungere il CsI(Tl) , mentre il campo elettrico non eccessivo permette di evitare scariche all'interno della camera. Il gas viene costantemente fatto ricircolare onde evitare accumuli di ioni che possono alterare il campo di deriva o fungere da trappole per gli elettroni di ionizzazione.

2.2.2 Scintillatori allo ioduro di cesio CsI(Tl)

Come già menzionato la camera C1(C2) è suddivisa in 21(24) settori, ognuno contenente 4 rivelatori CsI(Tl), per un totale di 84(96) cristalli. Questi cristalli sono scintillatori inorganici spessi circa 4 cm, posti in modo che la faccia sensibile sia perpendicolare alla direzione delle particelle prodotte nella reazione (le cui traiettorie ideali sono linee rette che partono dal bersaglio) (Figura 14).

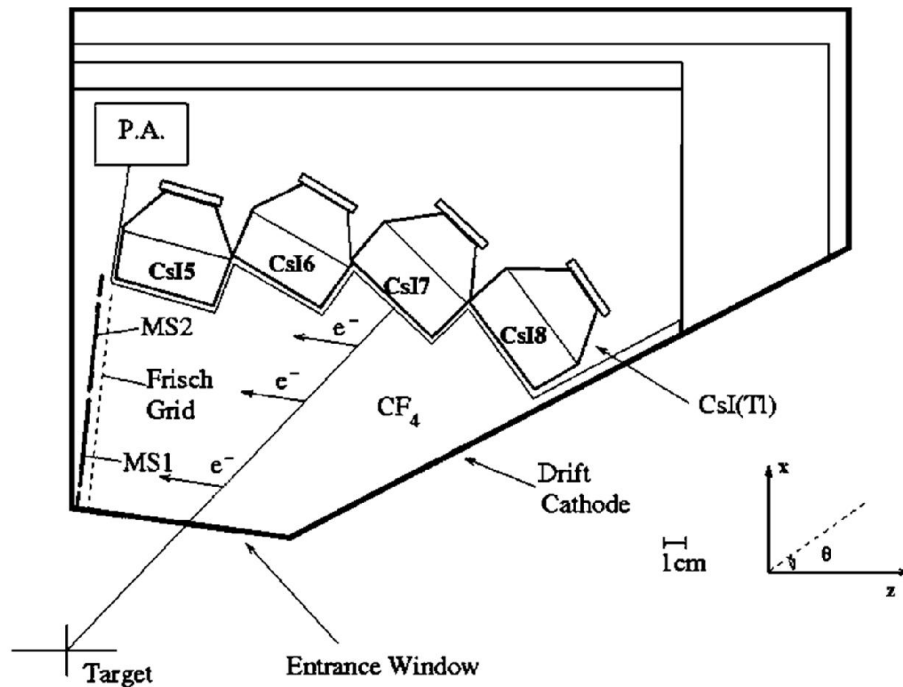


Figura 14: sezione trasversale parziale dell'apparato G.AR.F.I.E.L.D, i rivelatori allo Ioduro di Cesio sono posizionati con faccia perpendicolare alla direzione delle LCP o frammenti prodotti.

Gli scintillatori allo Ioduro di Cesio sono stati scelti per il loro lento degradamento, la scarsa igroscopicità, il basso costo, la facilità di lavorazione e la ragionevole risoluzione energetica. In Figura 15 si può vedere che i 4 rivelatori di ogni settore hanno geometrie differenti, in base all'angolo θ al quale si trovano, ognuno di essi copre $\Delta\theta \sim 15^\circ$ e $\Delta\phi = 15^\circ$.

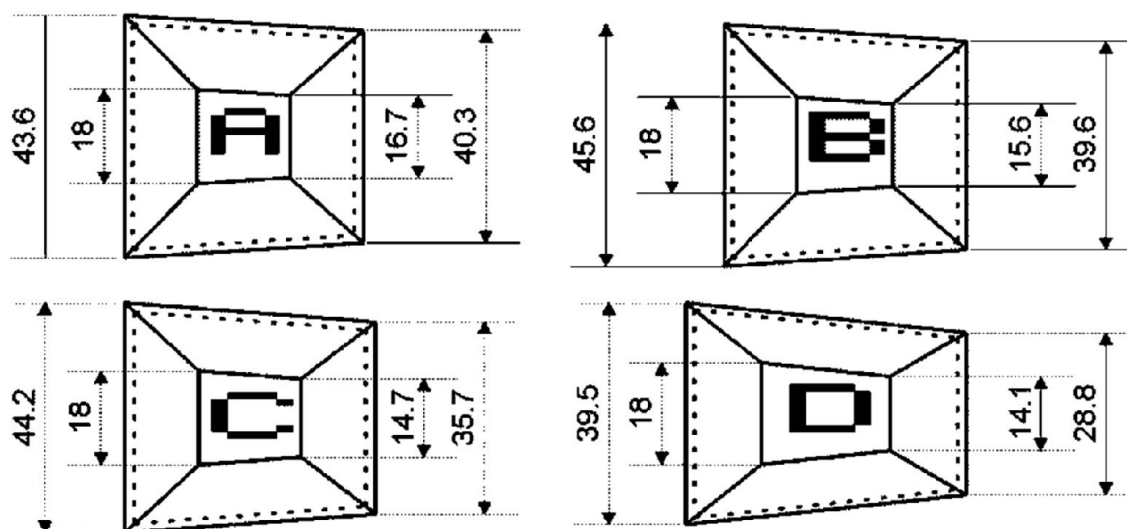


Figura 15: geometrie dei cristalli di Ioduro di Cesio di un settore.

Il processo di scintillazione avviene nel modo seguente: la particella carica, all'interno del cristallo, cede energia ad un elettrone portandolo dalla banda di valenza a quella di conduzione. Viene così generata una coppia di elettrone/lacuna la cui successiva ricombinazione provoca l'emissione di un fotone. In altri casi l'elettrone non ha abbastanza energia per arrivare nella banda di conduzione ma non ritorna neanche nella banda di valenza, esso rimane elettrostaticamente legato alla lacuna in uno stato chiamato eccitone. L'eccitone può propagarsi all'interno dell'intero reticolo, ma non contribuisce alla conduzione in quanto ha carica totale nulla. Inoltre esso si trova ad un livello energetico proibito tale per cui l'elettrone e la lacuna possono ricombinarsi solo se catturati dalle impurità del cristallo, il quale poi si diseccita emettendo radiazioni γ .

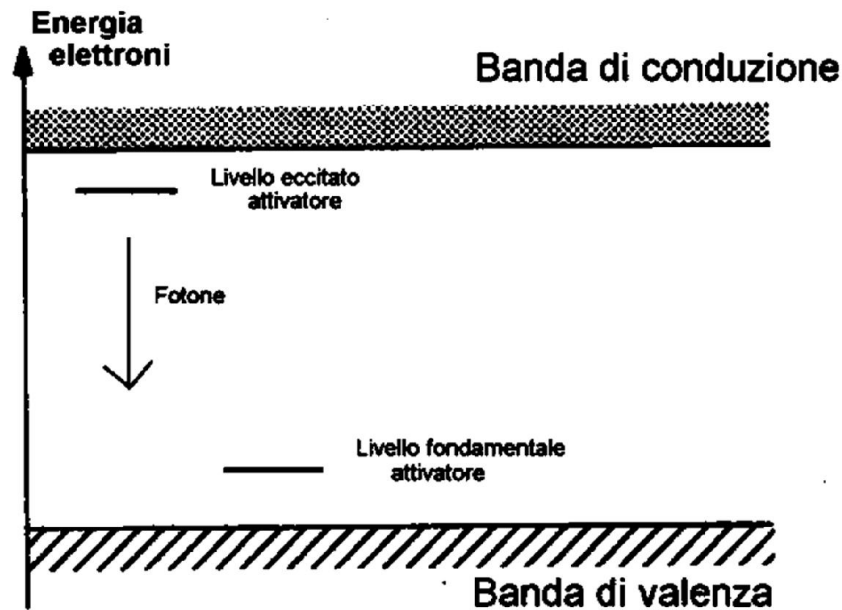


Figura 16: diagramma energetico degli scintillatori al CsI(Tl), le impurità conferiscono ulteriori livelli energetici che vanno a disporsi nella zona proibita.

L'importanza del drogaggio del cristallo risiede in diversi fattori, per esempio con esso si introducono nuovi livelli spazialmente localizzati tra la banda di valenza e la banda di conduzione del cristallo, come schematizzato nel diagramma in Figura 16. Questi ultimi, chiamati centri attivatori, permettono la ricombinazione degli eccitoni, grazie al meccanismo sopra menzionato. Inoltre grazie a questi centri attivatori viene diminuita la percentuale di ricombinazioni per dissipazione termica che non producono radiazione (informazioni perse) e viene aumentata la percentuale di fotoni ottici emanati dal cristallo (senza drogaggio la maggioranza dei fotoni si trova nell'ultravioletto).

Partendo dalla banda di conduzione è probabile che un elettrone ritorni alla banda di valenza passando per uno o più livelli intermedi (dovuti al drogaggio), emettendo più di un fotone. Questi fotoni sono meno energetici di quelli emessi in un passaggio diretto dalla banda di conduzione alla banda di valenza, in questo modo il cristallo, che risulta trasparente a tali radiazioni, subisce una riduzione della sua capacità di riassorbimento.

La luce emessa dal CsI(Tl) viene convertita in segnale elettrico tramite un fotodiode Hamamatsu (serie S3204-05), scelto appositamente per il suo spettro di assorbimento che ben si adatta all'emissione dello scintillatore, come dimostra il diagramma in Figura 17.

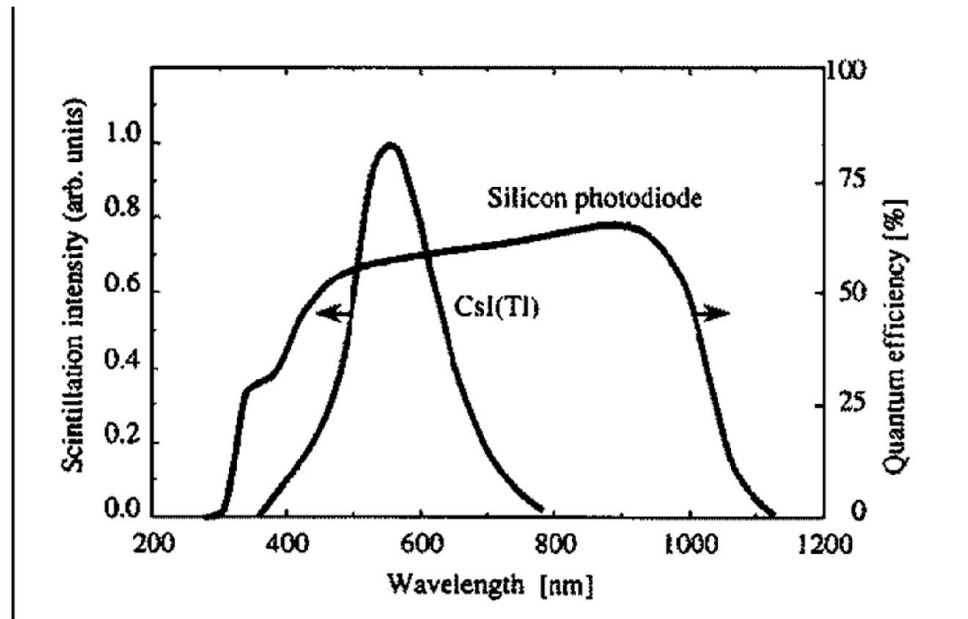


Figura 17: grafici di emissione (CsI(Tl)) e assorbimento (fotodiode); per un corretto funzionamento la sovrapposizione deve coprire tutto lo spettro di emissione dello scintillatore.

Le due componenti sono unite da una speciale colla ottica al silicone che, avendo un indice di rifrazione intermedio tra quello del CsI e quello del fotodiode, limita l'assorbimento nell'intercapedine tra i due mezzi.

2.3 Ring Counter (RCo)

Il rivelatore anulare è un apparato di misura a tre stadi posto all'uscita della camera in avanti, atto a misurare particelle o frammenti prodotti a piccoli angoli di scattering ($3^\circ < \theta < 17^\circ$). Esso ha forma cilindrica (precisamente a tronco di cono con base maggiore di diametro 220 mm e base minore

35mm), la base minore è affacciata alla camera C2 ed il suo asse corrisponde con il fascio incidente. Suddiviso in 8 settori azimutali indipendenti (ognuno con $\Delta\phi = 45^\circ$), il RCo copre l'intero angolo ϕ . Ogni settore comprende tre stadi, una camera a ionizzazione, un rivelatore trapezoidale con 8 strip di Silicio e 6 scintillatori a 6 cristalli di Ioduro di Cesio drogato con il Tallio. Una foto del rivelatore anulare è riportata in Figura 18.

La funzione del RCo, come quella di G.AR.F.I.E.L.D., è di identificare le particelle cariche, determinare l'angolo di emissione e misurare le loro energie.

Per ridurre la lunghezza dei collegamenti elettrici (e conseguentemente il rumore di fondo dei dati), i preamplificatori sono montati all'interno della camera di scattering, posti subito dietro al RCo. Ogni preamplificatore è situato all'interno di una scatola metallica alla quale è collegato termicamente, in modo da schermare i preamplificatori dai campi esterni e dissipare il calore prodotto, essendo mantenuti a 12°C grazie a un sistema di raffreddamento ad acqua.

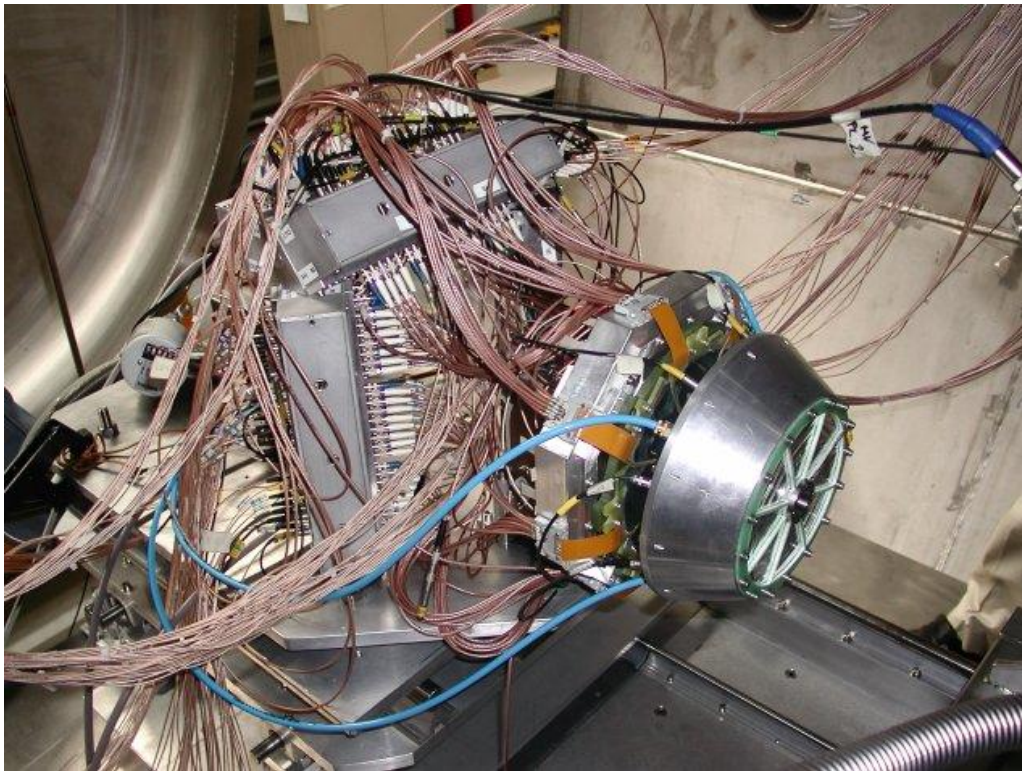


Figura 18: foto del rivelatore anulare RCo, dietro di esso sono visibili i vari box contenenti i preamplificatori.

2.3.1 Camera a ionizzazione

La camera di ionizzazione è lunga 6 cm e contiene 3 elettrodi, 2 catodi a massa (spessi 3 μm), costituenti le finestre di ingresso e di uscita della camera stessa, e un anodo intermedio (1,5 μm). Questi elettrodi sono costituiti da uno strato di Mylar (polietilene tereftalato) alluminato, materiale scelto per le sue proprietà elettriche e meccaniche. Le IC di RCo non contengono griglie di Frisch, inoltre il campo di deriva ha direzione assiale. Le zone morte di ogni camera a ionizzazione corrispondono con quelle dei rivelatori al Silicio in modo da ottimizzare l'efficienza geometrica.

Nella camera viene rivelata l'energia perduta nel gas (CF_4) dalle particelle o frammenti che lo attraversano, come per le MSGC di G.AR.F.I.E.L.D.

Il gas usato in queste camere è sempre CF_4 , mantenuto a basse pressioni (50-200 mbar) grazie ad un sistema di riempimento ed una pompa a vuoto la cui valvola è governata da un apposito sistema di controllo.

2.3.2 Rivelatori al Silicio

Ogni rivelatore al Silicio del RCo copre interamente un settore con una efficienza geometrica del 90%, mentre l'elettrodo ad esso collegato è diviso in 8 *strip* come in figura. Per ogni settore ci sono 8 rivelatori diversi, che condividono un unico cristallo (Figura 19).

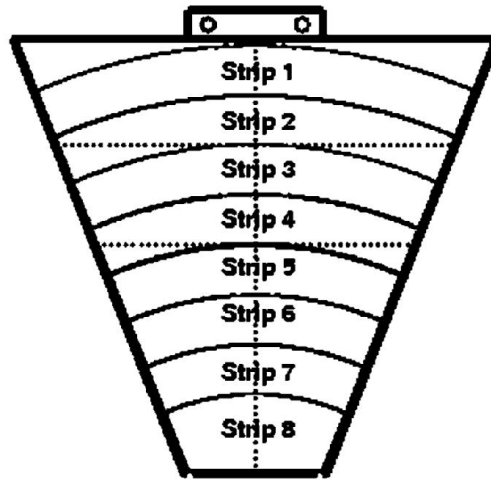


Figura 19: schema dello scintillatore al Silicio corrispondente ad uno degli 8 settori azimutali di RCo.

Gli angoli coperti da ognuna delle 8 strip di Silicio a 279 mm dal bersaglio sono riportati in tabella 1.

Tabella 1: coperture angolari (ϑ) e raggi di curvatura di ognuna delle 8 strip di un settore.

numero strip	1	2	3	4	5	6	7	8
raggio interno (mm)	77.9	70.8	63.7	56.6	49.4	42.3	35.2	26.2
raggio esterno (mm)	85.0	77.8	70.7	63.6	56.4	49.3	42.2	35.1
angolo minimo (deg)	15.6	14.2	12.9	11.5	10.1	8.6	7.2	5.4
angolo massimo (deg)	17.0	15.6	14.2	12.8	11.4	10.0	8.6	7.2

I rivelatori al Silicio fungono da rivelatori di energia residua per le particelle meno energetiche (che non riescono ad attraversarli) e sono utilizzati anche come rivelatori ΔE , visto che sono molto sottili (spessore circa 300 μm). Infatti l'energia sufficiente ad attraversare tali rivelatori (*punch through*) è di circa 6 MeV/n per p e α e 7-11 MeV/n per frammenti leggeri e quindi tutte le particelle cariche ed i frammenti di energia superiore a queste soglie attraversano i rivelatori e vengono fermati nello stadio successivo.

In ogni rivelatore vi sono delle zone inattive tra una strip e l'altra (distanti circa 220 μm), che non sono coperte dal Silicio. In queste zone la distorsione di campo viene minimizzata grazie a degli anelli di guardia (*guard rings*) propriamente polarizzati, posti intorno alle strip.

L'elettronica a cui sono collegati i rivelatori al Si è la stessa dell'apparato G.AR.F.I.E.L.D.

2.3.3 Scintillatori al CsI(Tl)

Il terzo stadio di ogni settore del RCo è composto da 6 cristalli di CsI(Tl) spessi 45 mm drogati a 1000-2000 ppm. Lo schema di un settore è illustrato in Figura 20; ognuna delle due sezioni azimutali copre un angolo $\Delta\phi=22,5^\circ$.

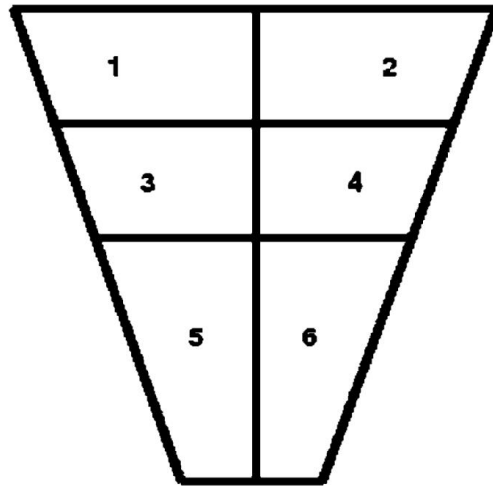


Figura 20: schema della disposizione (e delle geometrie) per i 6 scintillatori allo Ioduro di Cesio di un settore di RCo.

I cristalli 1,2,3 e 4 occupano lo stesso angolo polare coperto dalle prime 4 strip di Silicio, mentre i cristalli 5 e 6 corrispondono alle altre 4 strip. Il funzionamento di questi scintillatori è lo stesso di quello che è stato illustrato per i CsI(Tl) di G.AR.F.I.E.L.D.

Ogni scintillatore è ricoperto da una membrana di polivinilidenfluoruro e da un nastro di Teflon, che costituisce uno schermo per le radiazioni esterne e limita, per riflessione, l'emissione di luce in direzioni diverse da quella in cui si trova il fotodiodo Hamamatsu.

2.4 Ricostruzione degli eventi

La catena elettronica dell'apparato G.AR.F.I.E.L.D+RCo serve per raccogliere i segnali provenienti dai rivelatori (tramite dei preamplificatori) e rielaborare le informazioni immagazzinate. La prima macro suddivisione da menzionare è quella degli eventi: tramite una serie di trigger i dati vengono posti in vettori, ognuno dei quali costituisce un evento.

Un evento è formato dai prodotti di una singola reazione, con una molteplicità prevista che va da 2 a circa 20 tra particelle leggere e frammenti (in maggioranza particelle leggere), ognuno dei quali interagisce con diversi rivelatori lungo il tragitto e generalmente perde parte della propria energia in ogni stadio di misura. Un vettore evento contiene le energie e velocità dei prodotti di reazione, nonché il numero dell'ultimo rivelatore colpito da ogni particella per avere (ponendo traiettorie rettilinee) informazioni sulla direzione di emissione della stessa.

Ogni LCP o frammento prodotti in un evento vengono identificati in carica e/o massa tramite lo studio dell'intensità (Grafici ΔE -E) e della forma (PSD) dei segnali acquisiti.

2.4.1 Identificazione con metodo ΔE -E

Per l'apparato G.AR.F.I.E.L.D. vengono utilizzate tecniche di identificazione tramite grafici ΔE -E utilizzando le energie raccolte dalle coppie MSGC(ΔE)-CsI(Tl)(E_{residua}). I segnali di RCO vengono processati allo stesso modo utilizzando le coppie di rivelatori Si-CsI(Tl), oppure camere a ionizzazione (IC) e scintillatori al Silicio per particelle meno energetiche.

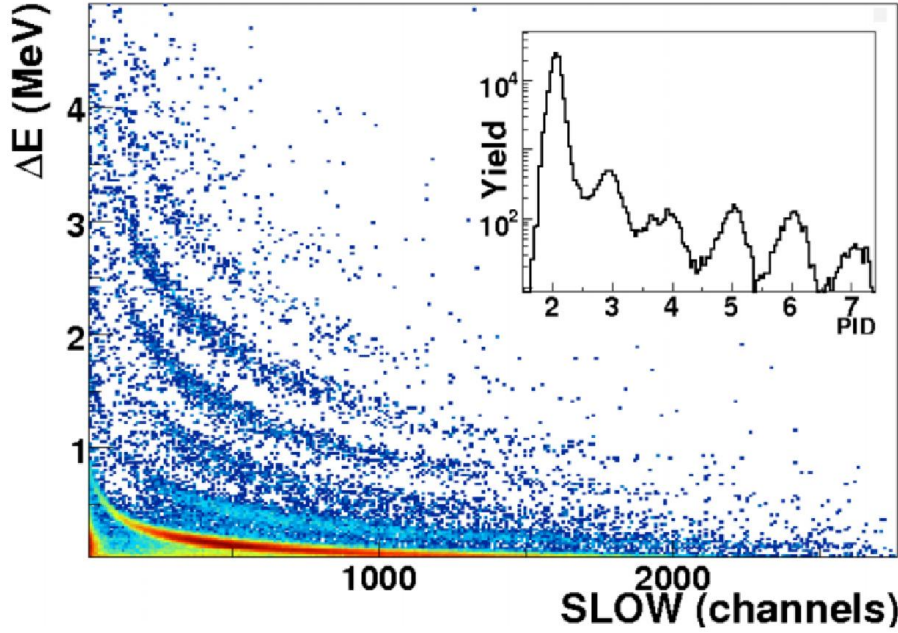


Figura 21: grafico di correlazione ΔE -E di Microstrip vs. CsI(Tl)

Con questo metodo è possibile identificare in Z (intero) e A (reale) le particelle leggere o frammenti rivelati. L'energia persa $-\frac{dE}{dx}$ da una particella carica in un assorbitore risulta approssimativamente (Bethe Block)

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{f(\frac{E}{A})}$$

L'energia specifica persa ha una forte dipendenza da Z ed una più debole da A. Quindi con un grafico ΔE -E è possibile distinguere la carica Z delle particelle leggere o frammenti e (se l'incertezza su ΔE è abbastanza piccola) la loro massa A.

2.4.2 Metodo PSD (*Pulse Shape Discrimination*)

Il segnale luminoso proveniente dagli scintillatori CsI(Tl) viene utilizzato per identificare particelle cariche leggere. Comparando le componenti *fast* e *slow* è possibile distinguere isotopi con carica $Z \leq 4$.

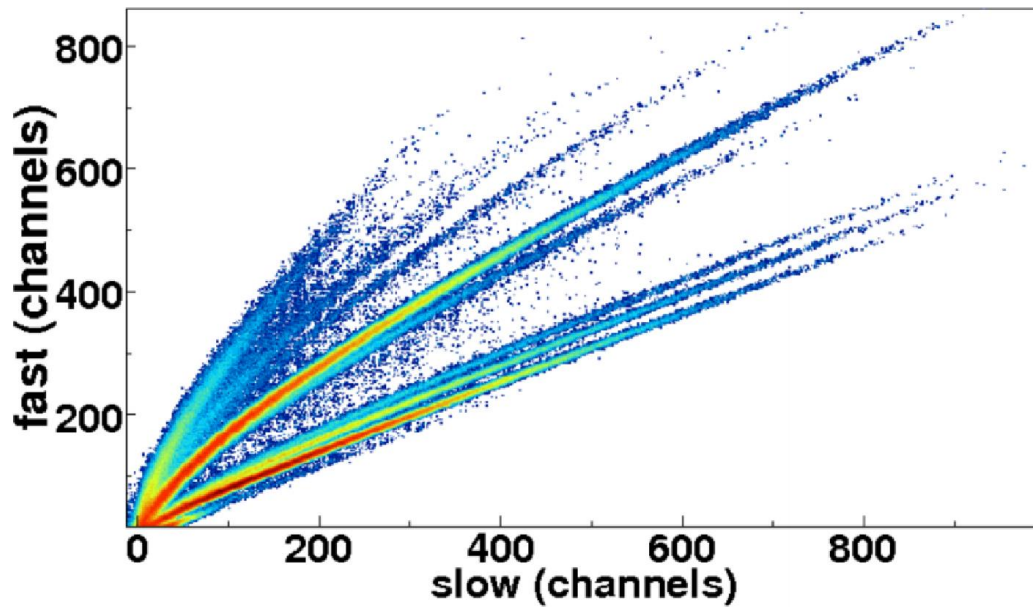


Figura 22: grafico di correlazione fast-slow per gli scintillatori allo Ioduro di Cesio.

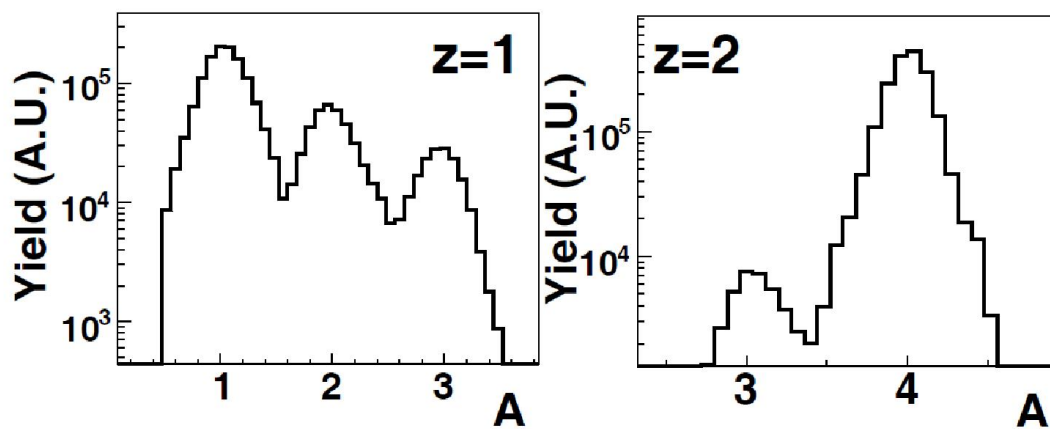


Figura 23: identificazione di particelle in massa e carica per il grafico in Figura 22.

La luce emessa da un cristallo allo Ioduro di Cesio quando colpito da una particella carica si divide in due componenti, chiamate lenta e veloce per i due diversi andamenti temporali.

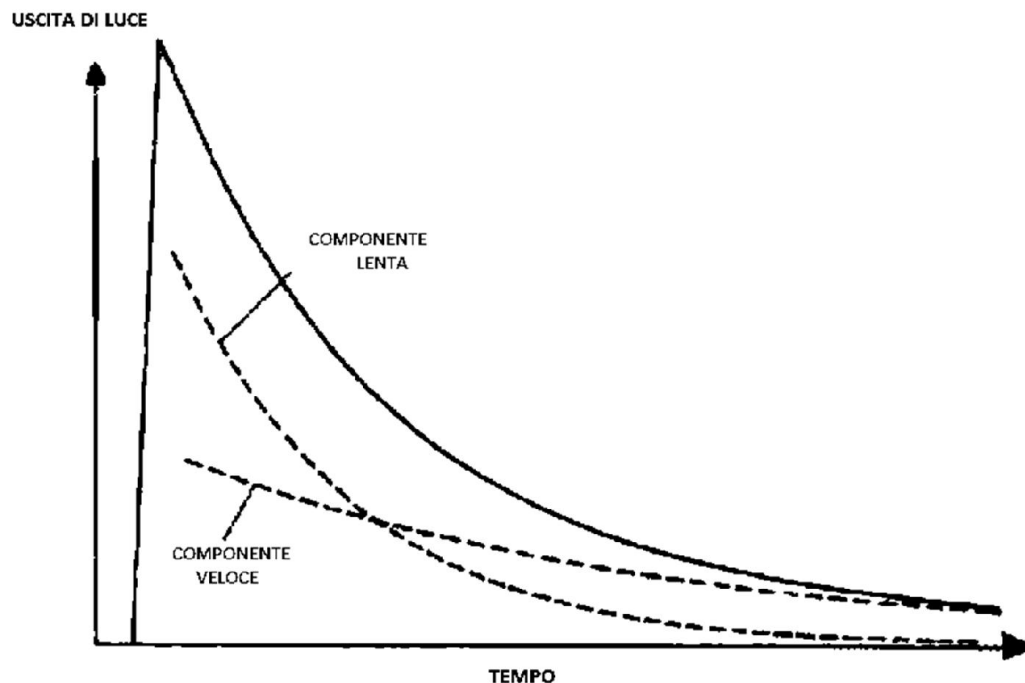


Figura 24: componenti fast e slow del segnale in uscita da uno scintillatore al CsI(Tl)

Come si vede in Figura 24 le due componenti si sovrappongono e ciò rende difficile distinguerle per comporre un istogramma fast-slow. Ogni rivelatore è stato precedentemente calibrato considerando il riempimento di istogrammi fast-slow per particelle note, così da avere parametri necessari a costruire delle funzioni (empiriche) analitiche da utilizzare per l'identificazione. L'analisi in forma del segnale campionato digitalmente permette di estrarre le due componenti del segnale.

Considerando la distribuzione dei punti su di un istogramma fast-slow è possibile quindi ricavare carica e massa di una particella o frammento, nelle zone in cui i grafici di calibrazione sono distinguibili.

Per i rivelatori al Silicio con l'analisi della correlazione tra energia e tempo di salita si possono identificare LCP o frammenti con carica fino a $Z=14$, ma in questo lavoro di tesi questo tipo di identificazione non è stato utilizzato.

TERZO CAPITOLO

Analisi dei dati

3.1 Selezione dei dati utili ai fini dell'analisi

Come già detto nei capitoli precedenti i dati utilizzati per la seguente analisi provengono dalla misura effettuata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), con un fascio di Carbonio contro un bersaglio del medesimo elemento. I dati sono stati calibrati ed analizzati tramite il programma ROOT [25]. In questo lavoro sono stati selezionati solo i dati di interesse per lo studio degli stati eccitati del Carbonio.

3.1.1 Selezione degli eventi

Vengono prese in considerazione solo le reazioni nelle quali vengono create 3 (o più) particelle α ad angoli in avanti, cioè rivelate nel RCo.

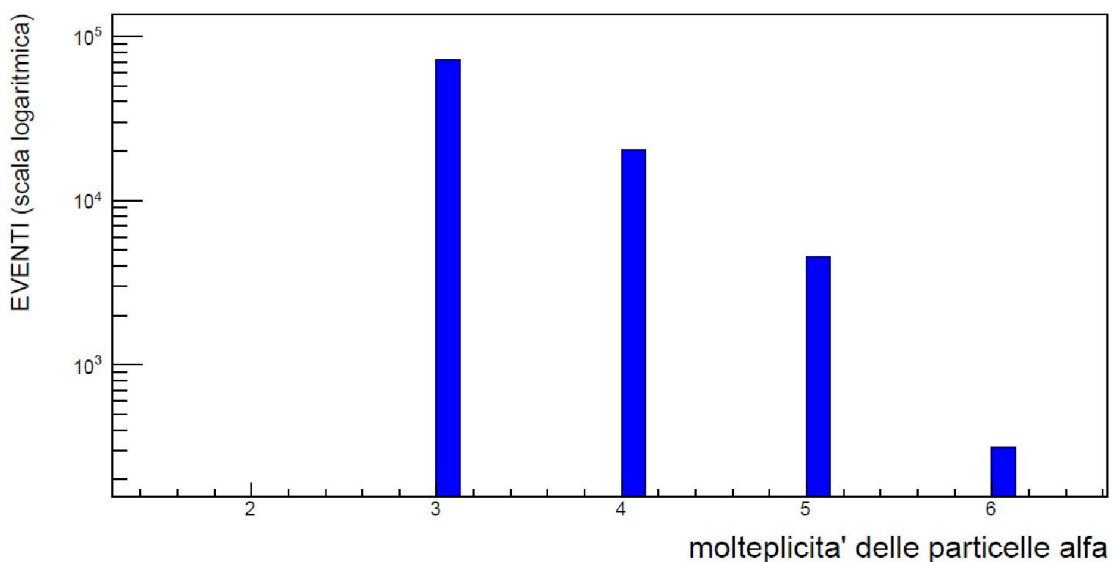


Figura 25: istogramma della molteplicità di particelle α per evento.

Per selezionare le particelle rivelate in RCo è stata imposta una condizione sulla variabile che attribuisce ad ogni particella il numero del rivelatore da essa colpito per ultimo.

In Figura 25 è presentata la molteplicità di particelle α per evento. Come si può vedere il maggior numero di eventi corrisponde a molteplicità 3. La molteplicità 6, che rappresenta la raccolta totale dei prodotti della reazione, presenta un numero molto limitato di eventi che non permette una analisi approfondita. Nel seguito considereremo quindi solo gli eventi con una molteplicità totale 3, cioè 3 particelle α rivelate in avanti.

Sono state effettuate due tipi di analisi. Per la prima è stata imposta la condizione di avere $Z=2$ per ognuna delle tre particelle rivelate (identificazione in carica per una particella α) e massa $A=4$ (identificazione in massa nel CsI(Tl)). Nell'altra analisi rimane la condizione $Z=2$, ma non è stata considerata l'identificazione in massa. Questo secondo tipo di analisi comprende la prima, oltre a considerare tutte le particelle con $Z=2$ identificate con il metodo ΔE -E tramite camera di ionizzazione-Silicio. I valori di Z e A per ogni particella di ogni evento sono stati determinati con i metodi ΔE -E e PSD.

3.2 Bilanci energetici del decadimento α

Trattando il problema solo dal punto di vista energetico, senza addentrarsi nello studio della dinamica di decadimento, è possibile ricavare le energie di eccitazione di proiettile e bersaglio, a partire dalle energie delle particelle prodotte nella reazione. In questo modo si possono studiare sperimentalmente gli stati eccitati prodotti nella reazione. Viene preso come stato finale il sistema di tre particelle α e come stato iniziale il sistema proiettile/bersaglio.

Per la conservazione dell'energia, risulta che:

$$E_{tot_i} = E_{fascio} = E_{tot_f} = \sum_{\alpha=1}^3 E_{\alpha} + E_{bers} - Q$$

Dove E_{tot} è l'energia totale iniziale e finale, E_{fascio} è l'energia del fascio di carbonio incidente, E_{α} è l'energia di ciascuna delle tre particelle α prodotte. Si parla di energie cinetiche (e di eccitazione) perchè

la differenza tra le masse a riposo è uguale al Q-valore della reazione. E_{bers} è l'energia totale del bersaglio $E_{bers} = E_{rec} + E_{ecc_b}$ con E_{rec} l'energia di rinculo, calcolata per conservazione dell'impulso nel sistema laboratorio a partire dalle quantità di moto delle tre α (E_{ecc_b} indica l'energia di eccitazione del bersaglio). L'impulso del proiettile $\vec{P}_{p_f}$ dopo l'urto deve essere uguale alla somma degli impulsi delle tre particelle α rivelate, perchè la sua velocità corrisponde alla velocità del c.d.m. dei nuclei in cui si scinde.

$$\vec{P}_{p_f} = \sum^3 \vec{P}_{\alpha}$$

Conoscendo l'impulso del fascio iniziale è possibile ricavare l'impulso $\vec{P}_{rec}$ e quindi l'energia E_{rec} del bersaglio dopo l'urto.

$$\vec{P}_{fascio} = \vec{P}_{p_i} = \vec{P}_{p_f} + \vec{P}_{rec}; \quad |\vec{P}_{fascio}| = P_{fascio_z} = 95 \text{ MeV}/c$$

$$P_{rec_z} = P_{fascio_z} - \sum^3 P_{\alpha_z}; \quad P_{rec_y} = -\sum^3 P_{\alpha_y}; \quad P_{rec_x} = -\sum^3 P_{\alpha_x}$$

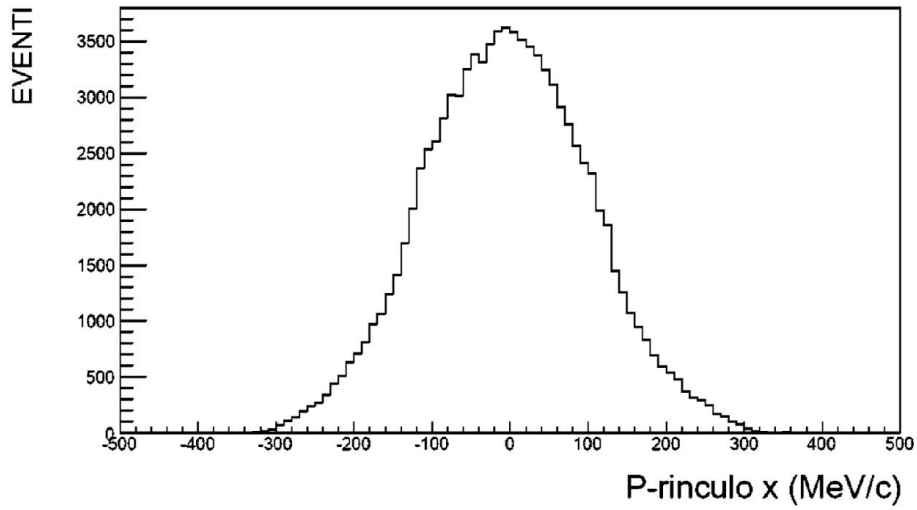


Figura 26: componente x della quantità di moto del bersaglio dopo l'urto. Condizione Z=2.

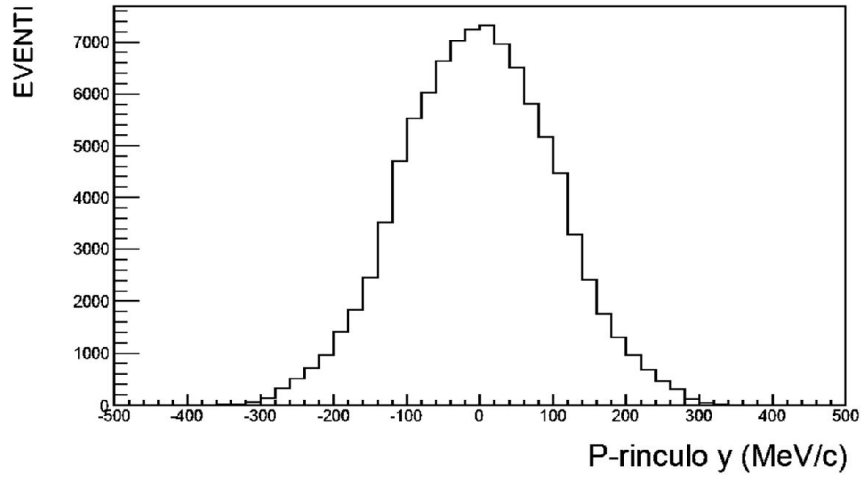


Figura 27: componente y della quantità di moto del bersaglio dopo l'urto (Condizione Z=2). Per simmetria, questa distribuzione risulta centrata sullo zero, come anche P-rinculo x.

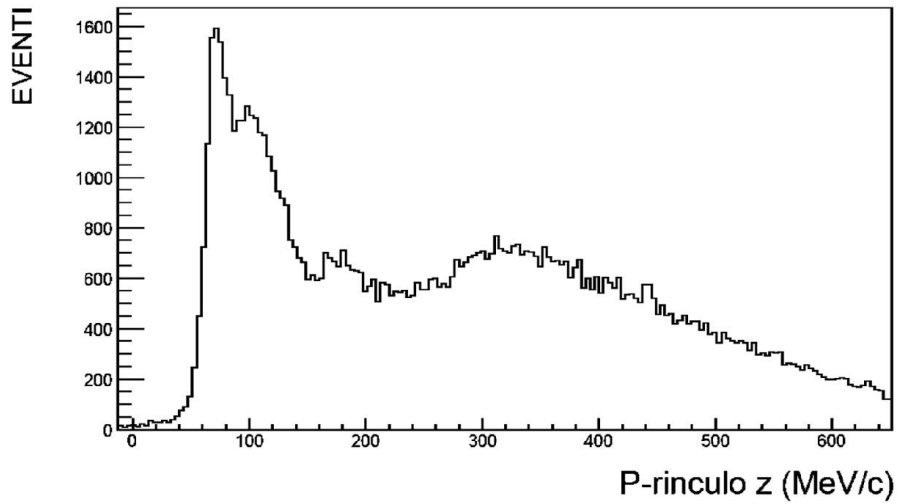


Figura 28: componente z della quantità di moto del bersaglio dopo l'urto. Condizione Z=2.

L'energia cinetica non relativistica del bersaglio è presentata nelle figure 29 e 30:

$$E_{rec} = \frac{|\vec{P}_{rec}|^2}{2M}$$

Per la massa viene posto che il proiettile sia un nucleo con A=12 intero, convertendo u.m.a. $\rightarrow$ MeV/c².

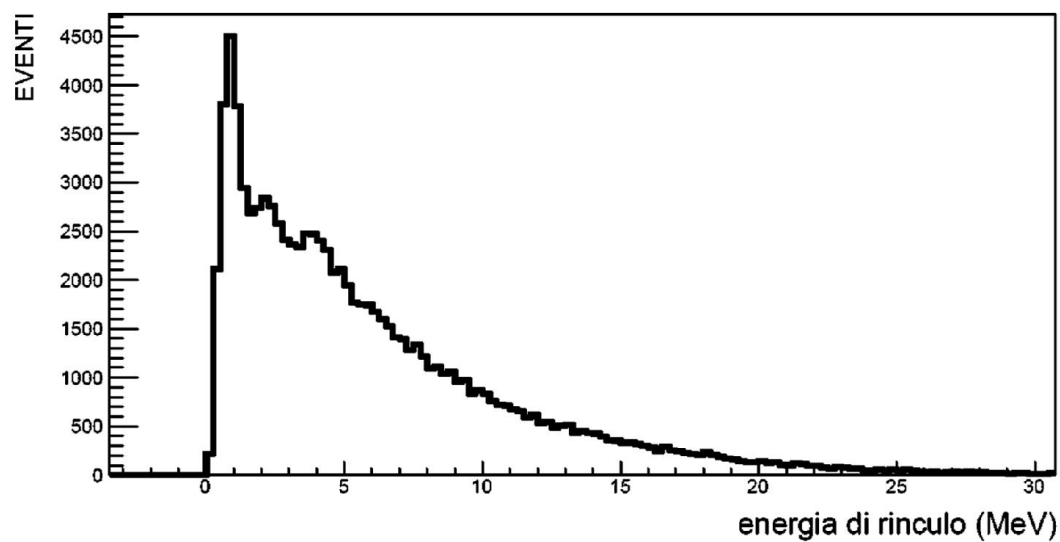


Figura 29: energia di rinculo del bersaglio, calcolata a partire dalle componenti della quantità di moto.
Condizione $Z=2$.

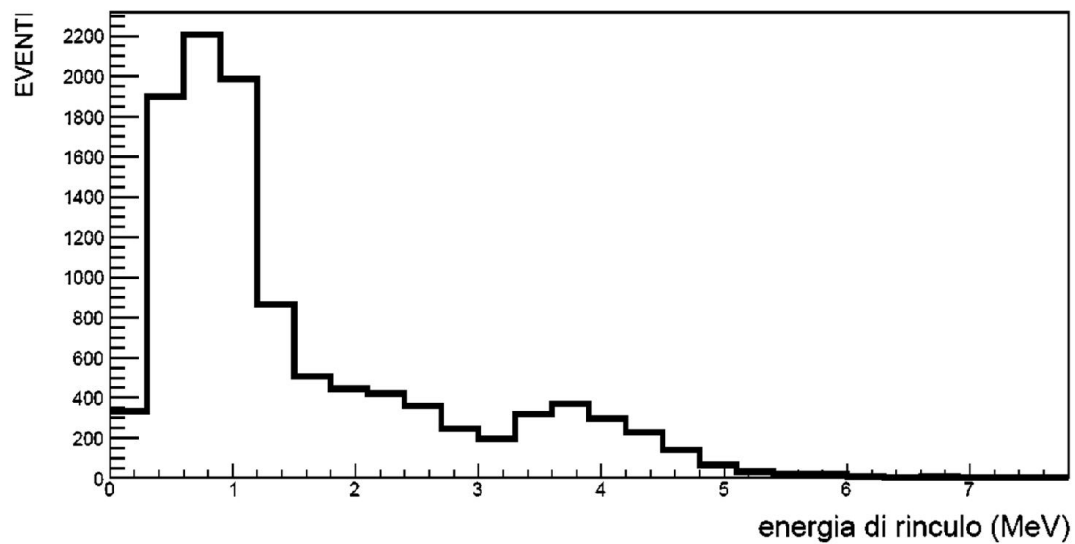
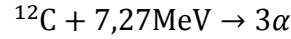


Figura 30: energia di rinculo del bersaglio, calcolata a partire dalle componenti della quantità di moto.
Condizione $Z=2$ e $A=4$.

3.2.1 Eccitazione del bersaglio

Il Q-valore del decadimento α per il carbonio è uguale a -7,27 MeV.



7,27 MeV è la differenza di energia tra un sistema di tre nuclei di elio nello stato fondamentale ed il *ground state* del nucleo ^{12}C .

Innanzitutto bisogna valutare l'energia $\sum^3 E_\alpha + E_{rec}$ che differisce dall'energia totale effettiva per via dell'eccitazione del bersaglio e per un fattore costante (Q). In tale grafico, riportato nelle figure 31,32 e 33, l'energia $\sum^3 E_\alpha + E_{rec}$ di ogni evento corrisponde ad una determinata energia di eccitazione del bersaglio E_{ecc_b} .

L'istogramma dell'energia totale presenta picchi corrispondenti a stati eccitati del nucleo bersaglio. Il picco a energie più alte di Figura 31,32,33 corrisponde ad un bersaglio nello stato fondamentale perchè per conservazione dell'energia totale $E_{tot} = T + mc^2 + E_{ecc}$, il massimo dell'energia cinetica T corrisponde al minimo di energia di eccitazione E_{ecc} .

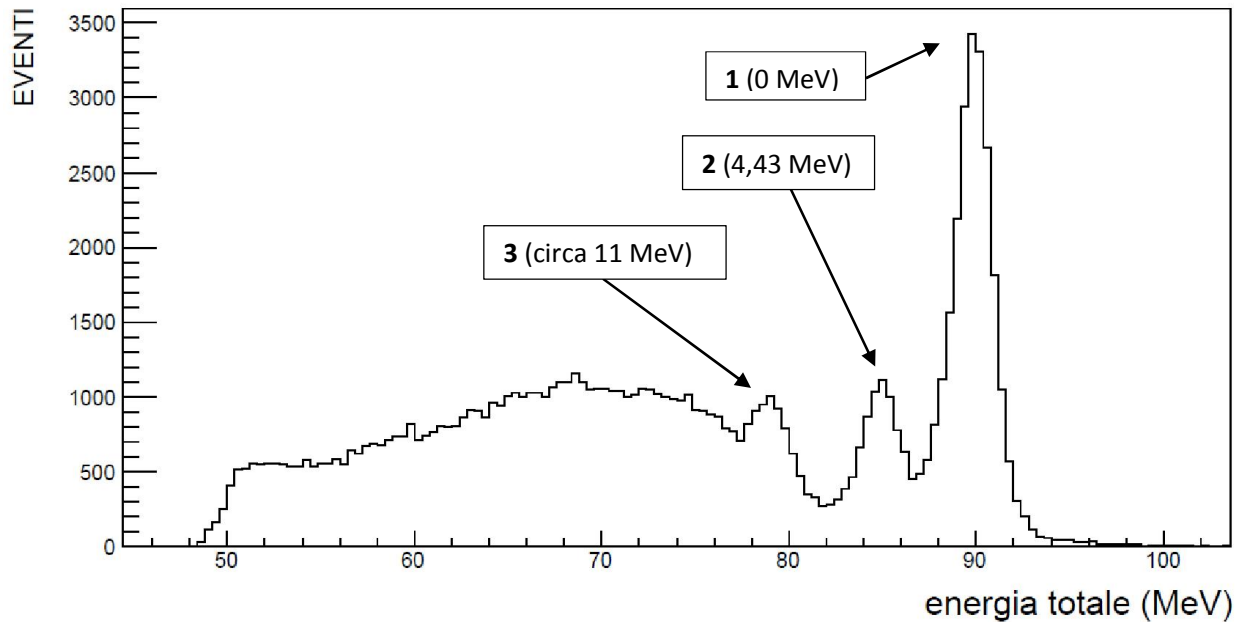


Figura 31: energia totale delle tre particelle create sommata all'energia di rinculo del bersaglio. Condizione $Z=2$.

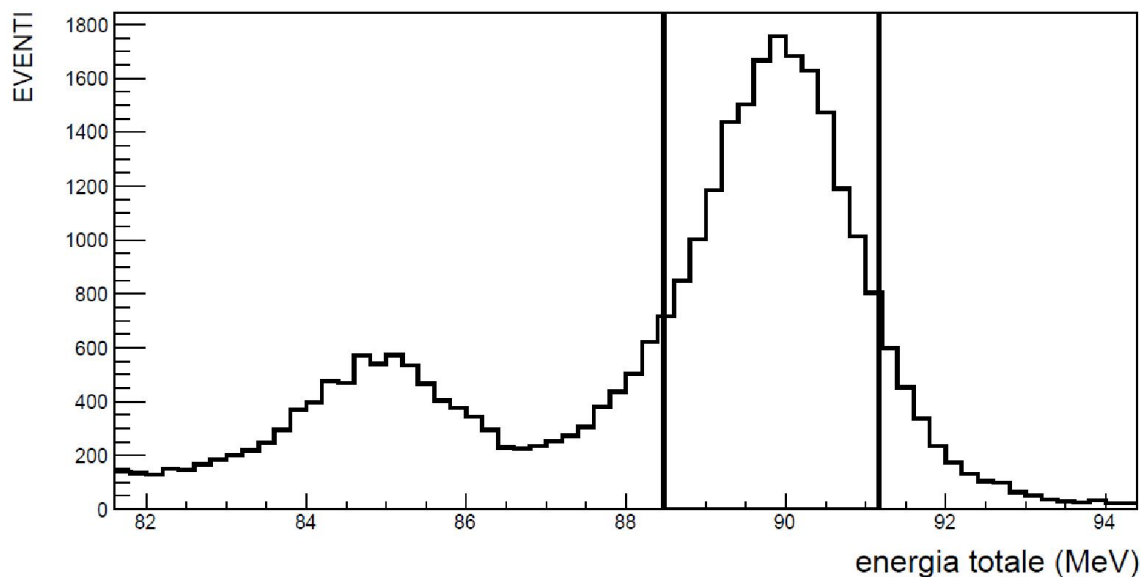


Figura 32: zoom dell'istogramma in Figura 31, le due righe verticali corrispondono agli estremi utilizzati per il gating (88,5 MeV e 91,2 MeV). Condizione $Z=2$.

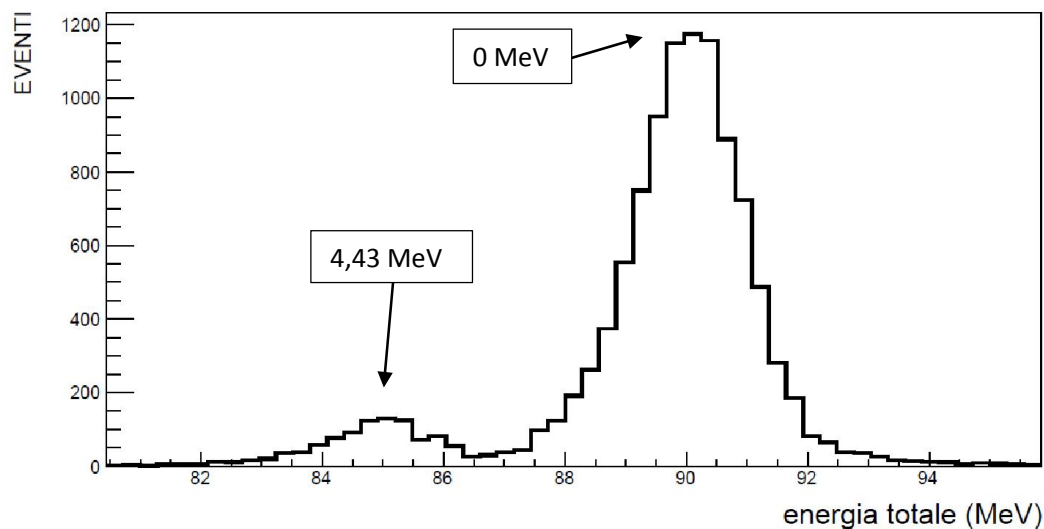


Figura 33: energia totale delle tre particelle create sommata all'energia di rinculo del bersaglio. La condizione $Z=2$ e $A=4$ è più stringente (della sola $Z=2$) e fornisce meno statistica, si distinguono solo due picchi.

In seguito sono stati analizzati solo gli eventi del picco (1) cioè quelli in cui il bersaglio rimane nello stato fondamentale. Con questa selezione ($E_{ecc_b}=0$), mostrata nelle Figure 33,34,35, risulta che E_{bers} è

uguale a E_{rec} quindi l'energia $\sum^3 E_{\alpha} + E_{rec}$ sarà uguale all'energia del fascio a meno di un fattore costante Q. Quest'ultimo valore si può calcolare per ognuno di questi eventi.

3.2.2 Eccitazione del proiettile

Il passo successivo sta nel valutare l'energia di eccitazione del proiettile E_{ecc_p} prima di decadere. Per la conservazione dell'energia nel processo di decadimento abbiamo che essa deve essere superiore a 7,27 MeV per decadere α e la differenza $E_{ecc_p} - 7,27 \text{ MeV}$ deve essere tramutata in ulteriore energia cinetica dei prodotti. Visto che non esiste un livello eccitato del nucleo di Carbonio precisamente a 7,27 MeV, ognuna delle tre particelle α non potrà essere ferma rispetto al c.d.m. del sistema. Risulta che:

$$E_{ecc_p} + \frac{P^2}{2M} = E_{\alpha 1} + E_{\alpha 2} + E_{\alpha 3} + 7,27 \text{ MeV}$$

dove P è l'impulso del proiettile dopo l'urto (ma prima di decadere), calcolato come l'impulso nel centro di massa delle tre alfa, mentre M è la massa del nucleo di Carbonio (considerata uguale a 12 u.m.a.). Nelle Figure 34 e 35 sono presenti gli istogrammi dell'energia di eccitazione del proiettile corrispondenti alle due diverse condizioni sull'identificazione delle particelle.

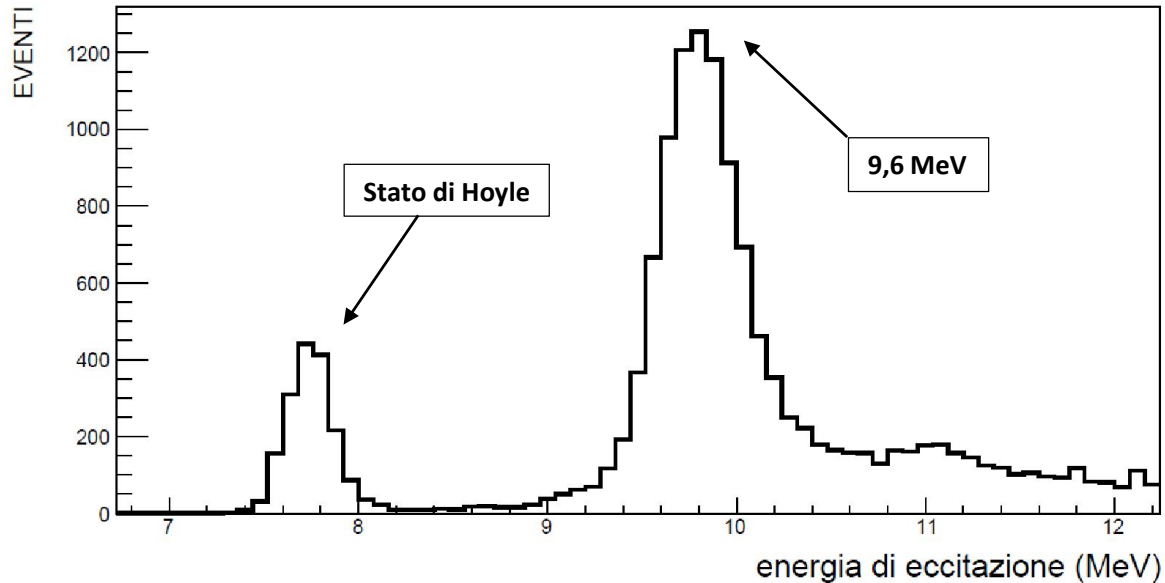


Figura 34: energia di eccitazione del Carbonio proiettile dopo l'urto (prima di scindersi in tre α). Condizione Z=2.

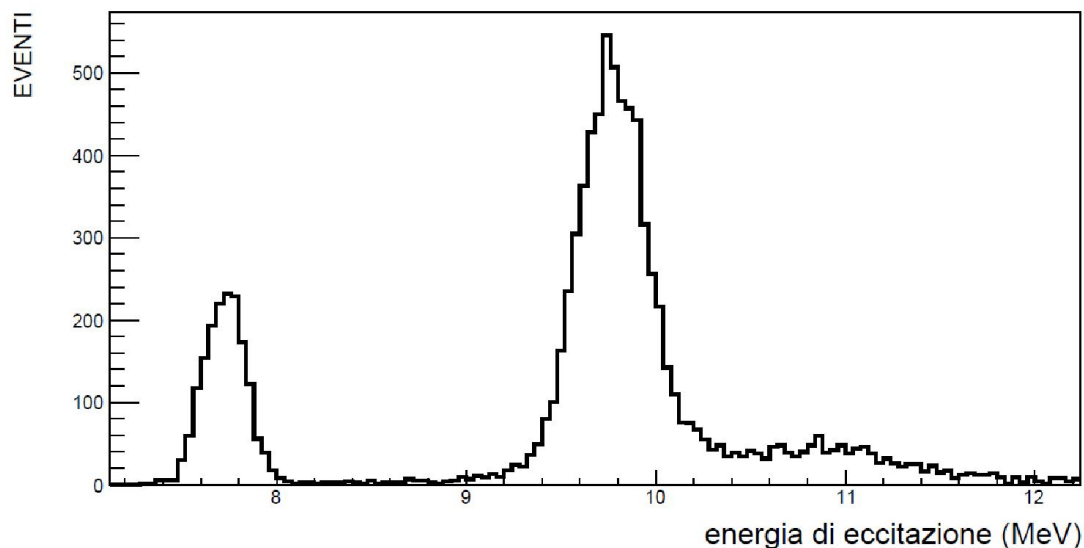


Figura 35: energia di eccitazione del Carbonio proiettile dopo l'urto (prima di scindersi in tre α). Condizione $Z=2$ e $A=4$.

Si notano dal grafico i picchi corrispondenti allo stato di Hoyle a 7,65 MeV e allo stato eccitato a 9,64 MeV, meno visibile il picco previsto a circa 10,84 MeV. Come si può osservare confrontando le due Figure 34 e 35 non si notano differenze sostanziali tra le due scelte, a parte una differenza del peso relativo tra la formazione dello stato di Hoyle e lo stato eccitato a 9,65 MeV.

3.3 Dinamica di decadimento dello stato di Hoyle

Come detto nel Capitolo 1 si vuole studiare se il decadimento dello stato di Hoyle del Carbonio è un processo essenzialmente sequenziale e cioè che procede attraverso la formazione di uno stato intermedio di ^8Be , oppure istantaneo con tre particelle α emesse contemporaneamente. Il primo indicatore che il processo sequenziale è il più probabile è lo studio delle energie relative tra le particelle α . Lo stato fondamentale del Berillio corrisponde ad un'energia relativa α - α di 92 KeV mentre se tre particelle di uguale energia vengono emesse dal Carbonio, dovrebbero avere in media un'energia relativa di circa 188 KeV. In Figura 36 è presentata la minima energia relativa fra le tre coppie di particelle α . Si può vedere che è presente un picco a circa 92 KeV. Questo rappresenta una prima indicazione che il processo sia sequenziale.

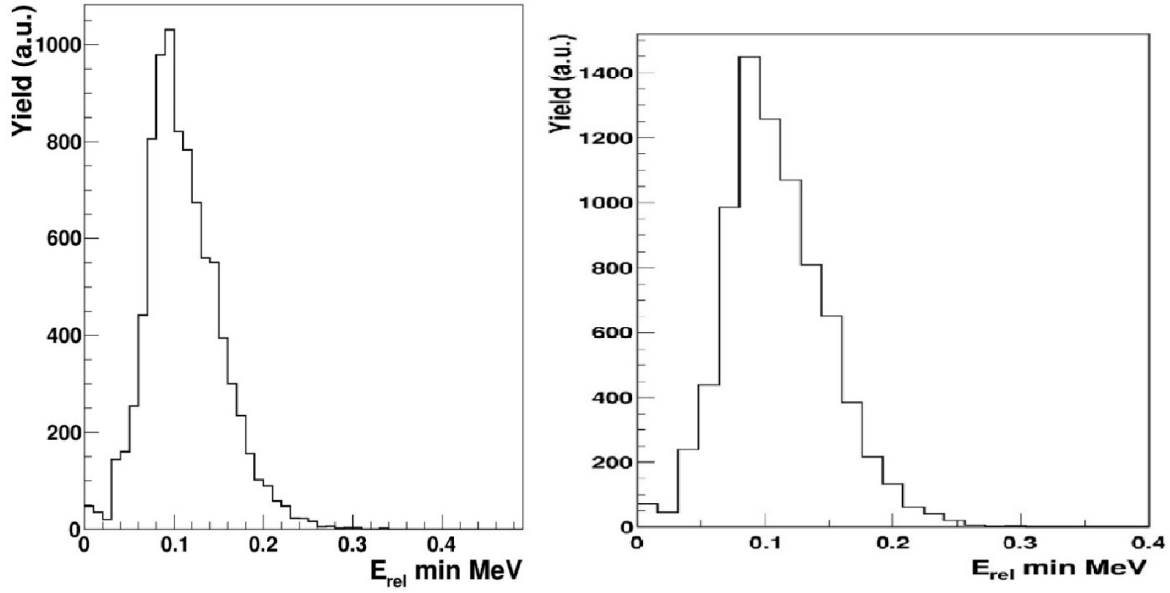


Figura 36: grafici di energia relativa tra le coppie di particelle α

Per studiare la dinamica di decadimento vengono utilizzati i Dalitz-plot. Essi permettono di valutare il fenomeno imponendo restrizioni solo sull'energia, senza condizionare *ab initio* i grafici con predizioni riguardo la dinamica della reazione. Dopo aver riportato le misure nel Dalitz-plot si aprono varie interpretazioni della dinamica di decadimento, in base ai confronti con le distribuzioni tipiche dei modi sequenziale e democratico.

3.3.1 Costruzione e riempimento dei Dalitz-plot

La convenzione usata per le variabili x e y è quella illustrata nel paragrafo 1.2.5, riportata di seguito.

$$x = \frac{\sqrt{3}(T_1 - T_2)}{Q}; \quad y = \frac{(2T_3 - T_1 - T_2)}{Q}$$

Il programma ROOT utilizzato per processare i dati e creare gli istogrammi contiene una sezione dedicata alla randomizzazione delle tre particelle α (per evento) per avere una migliore statistica. Il motivo di tale randomizzazione è il seguente: al variare della posizione di un rivelatore (angolo polare θ), varia l'energia delle particelle che hanno maggiore probabilità di colpirlo. Inoltre più una particella è energetica (θ

piccolo), prima raggiunge gli scintillatori per fermarsi, per questo motivo è probabile che nel vettore dati le particelle siano poste in ordine crescente di energia. Se per il Dalitz-plot venissero prese le prime tre particelle (in ordine) di ogni evento, la distribuzione statistica dei punti non risulterebbe simmetrica rispetto ai tre assi del triangolo (cfr Figura 5), rendendo impossibile l'interpretazione del grafico.

Per conservazione della parità del sistema, risulta che dalle zone proibite di un Dalitz-plot (cfr Figura 37) è possibile ricavare la parità dello stato del nucleo iniziale al momento della scissione.

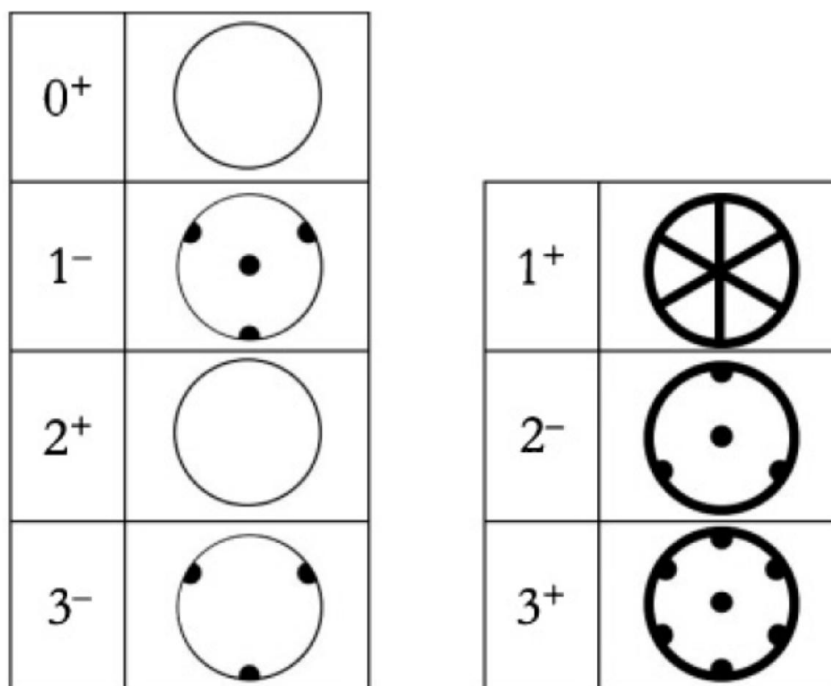


Figura 37: In nero: zone proibite corrispondenti alle parità del sistema, calcolate per conservazione del momento angolare totale nel c.d.m. delle 3 particelle.

Dalla locazione dei punti nei Dalitz-plot in Figura 38 si nota una distribuzione su tutto il cerchio inscritto al triangolo, tipica degli stati 0^+ e 2^+ (nessuna zona proibita).

3.3.2 Interpretazione dei Dalitz-plot

Un addensamento dei punti nell'intersezione degli assi x e y denoterebbe una grande influenza del decadimento democratico, corrispondente ad una equipartizione dell'energia totale tra le α . Come visibile dalle Figura 38 ci sono pochi dati nel centro del grafico, gli eventi sono più concentrati nelle zone in cui il cerchio è tangente al triangolo, denotando una prevalenza del meccanismo sequenziale.

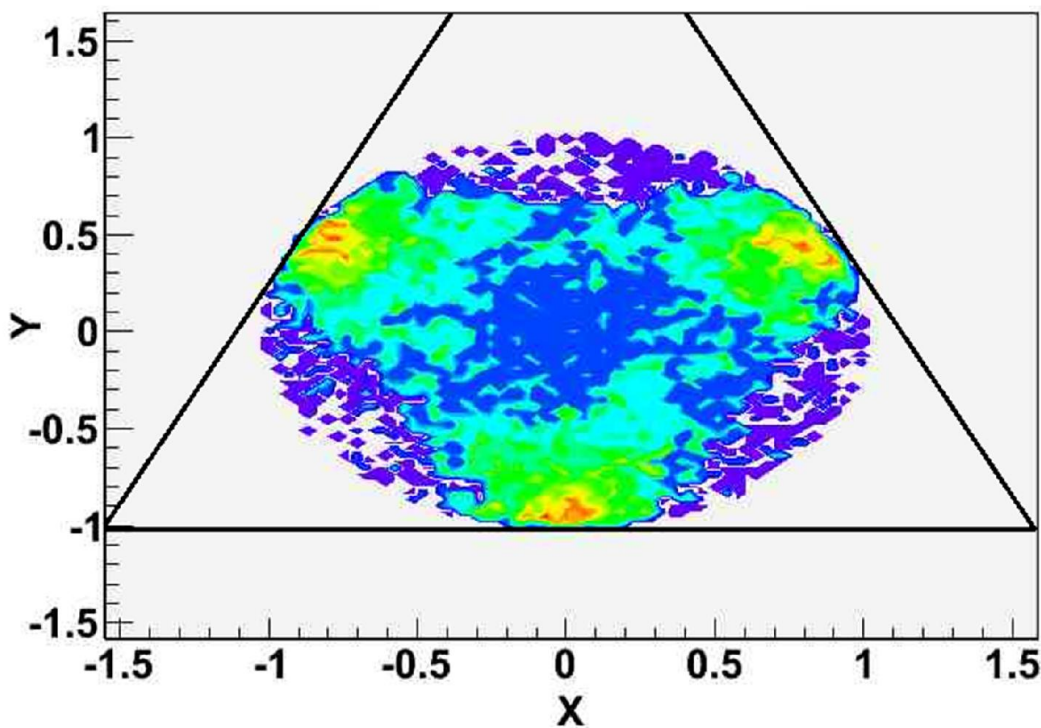


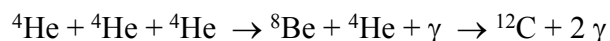
Figura 38: Dalitz-plot sperimentale per la condizione $Z=2$, la scala di colori associata alla densità dei punti è la seguente: le zone blu sono quelle meno popolate ed in ordine crescente di densità troviamo verde, giallo, arancione ed infine rosso. In nero il triangolo cui è inscritto il cerchio degli eventi permessi. La stessa distribuzione si presenta per la condizione $Z=2$ e $A=4$.

Nel modo sequenziale si presume che una particella (quella derivante dalla prima scissione) abbia energia minore rispetto alle altre due. Queste ultime invece hanno energie simili, la loro differenza dipende dall'angolo di emissione del secondo decadimento rispetto al primo.

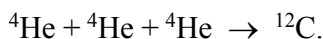
Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato studiato il meccanismo di decadimento dello stato eccitato del Carbonio-12 a 7,65 di energia di eccitazione, stato cosiddetto di Hoyle dal nome di chi ne ha per primo ipotizzato l'esistenza.

Lo stato di Hoyle, ed il modo in cui decade, sono molto importanti nel meccanismo di formazione degli elementi nelle stelle. Infatti il meccanismo di formazione del Carbonio, a partire dalle particella α è legato alla reazione di fusione di due particelle α a formare un nucleo di Berillio ed alla successiva del Berillio con un'altra particella α a formare il nucleo di Carbonio. Il processo nelle stelle procede con successive fusioni con particelle α a formare di seguito Ossigeno, Neon, ecc. La velocità del processo di formazione, oltre che dalla temperatura, dipende dalla probabilità di formazione del Carbonio, attraverso la reazione primaria



Lo studio del processo inverso e cioè il decadimento del Carbonio eccitato permette di definire l'importanza di questa reazione rispetto alla reazione



Infatti lo studio del decadimento permette la determinazione del rapporto di resa fra la reazione di decadimento diretto in tre particelle α e quella di decadimento sequenziale tramite la formazione di un nucleo intermedio di ${}^8\text{Be}$.

I risultati di esperimenti precedenti mostrano risultati contrastanti. I risultati ottenuti in questo lavoro di tesi mostrano una preponderanza del processo sequenziale rispetto a quello diretto.

Due diversi segnali indicano questo risultato e cioè l'energia relativa fra due delle tre particelle α che corrisponde allo stato fondamentale del ${}^8\text{Be}$ ed il Dalitz plot che mostra una trascurabile presenza di tre particelle α con uguale energia.

L'analisi effettuata è preliminare e qualitativa. Per effettuare un'analisi quantitativa si rende necessaria la determinazione di ulteriori osservabili e soprattutto un confronto con modelli teorici per poter determinare il rapporto fra le rese.

Bibliografia

- [1] F. Hoyle, «Astrophys. J. Suppl.» Ser. 1 12 (1954).
- [2] O. S. Kirsebom, ^{12}C and the triple-reaction rate, in «Journal of Physics», Conference Series 436, 012072 (2013).
- [3] C. Brandon, *Large number of coincidences and the antropic principle in cosmology*, «Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data» (1974), pp 291-298.
- [4] H. Kragh, *When is a prediction anthropic? Fred Hoyle and the 7,65 MeV carbon resonance*, risorsa on line: <http://philsci-archive.pitt.edu/5332/1/3alphaphil.pdf>, Department of Science Studies, University of Aarhus, Danimarca (2010).
- [5] H. Bethe, «Phys. Rev.» 55, 434 (1939).
- [6] M. Freer , H.O.U. Fynbo, *Review: The Hoyle state in ^{12}C* , in «Progress in Particle and Nuclear Physics» 78 (2014), pp. 1–23.
- [7] O. S. Kirsebom, *On the breakup of ^{12}C resonances into three particles*, slide di: Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Denmark & TRIUMF, Vancouver, BC, Canada; Erice (2011).
- [8] T. Muñoz-Britton, M. Freer, N. I. Ashwood, T. A. D. Brown, W. N. Catford, N. Curtis, S. P. Fox, B. R. Fulton, C. W. Harlin, A. M. Laird, P. Mumby-Croft, A. St. J. Murphy, P. Papka, D. L. Price, .K Vaughan, D. L. Watson and D. C. Weissner, *Search for the 2^+ Excitation of the Hoyle State in ^{12}C Using the $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},3\alpha)^{12}\text{C}$ Reaction*, in «Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics», 37:10, 105104 (2010).
- [9] O. S. Kirsebom, M. Alcorta, M. J. G. Borge, M. Cubero, C. Aa. Diget, L. M. Fraile, B. R. Fulton, H. O. U. Fynbo, D. Galaviz, B. Jonson, M. Madurga, T. Nilsson, G. Nyman, K. Riisager, O. Tengblad and

M. Turrió, *Improved Limit on Direct α Decay of the Hoyle State*, in «Physical Review Letters», 108, 202501 (2012).

[10] O. S. Kirsebom, M. Alcorta, M. J. G. Borge, M. Cubero, C. A. Diget, R. Dominguez-Reyes, L. M. Fraile, B. R. Fulton, H. O. U. Fynbo, S. Hyldegaard, B. Jonson, M. Madurga, A. Muñoz Martin, T. Nilsson, G. Nyman, A. Perea, K. Riisager, and O. Tengblad, *Breakup of ^{12}C resonances into three α particles*, in «Physical Review C» 81, 064313 (2010).

[11] L.R. Hafstad, E. Teller, «Phys. Rev.» 54, 681 (1938).

[12] K. Ikeda, et al., «Prog. Theor. Phys. Suppl. » Extra Numbers. 464 (1968).

[13] S. Karataglidis, et al., «Phys. Rev. C» 52, 861 (1995).

[14] P. Navrátil, J. P. Vary e B. R. Barrett, «Phys. Rev. Lett.» 84, 5728 (2000).

[15] I. Sick e J. S. McCarthy, «Nucl. Phys. A»150, 631 (1970).

[16] A. Nakada, Y. Torizuka e Y. Horikawa, «Phys. Rev. Lett.» 27, 745 e 1102 (1971).

[17] P. Strehl e T. H. Schucan, «Phys. Lett. B» 27, 641 (1967).

[18] Y. Funaki, A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck e G. Ropke, «Eur. Phys. J. A» 28, 259 (2006).

[19] M. Freer et al., «Phys. Rev. C» 49(4), R1751 (1994).

[20] A. Raduta et al., «Phys. Lett. B» 705, 65 (2011).

[21] J. Manfredi et al., «Phys. Rev. C» 85, 037603 (2012).

[22] O. S. Kirsebom et al., «Phys. Rev. Lett.» 108, 202501 (2012).

[23] M. Itoh et al., «Nucl. Phys. A» 738, 268 (2004).

[24] M. Gai et al., «A. Phys. Pol. B» 42, 775 (2011).

[25] <https://root.cern.ch/drupal/> .