

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio del processo di breakup in reazioni nucleari

indotte da Fasci Radioattivi Leggeri

Relatore

Prof. Marco Mazzocco

Laureando

Andrea Lagni

Anno Accademico 2018/2019

*Ai miei genitori Daniela e Alberto,
ai miei fratelli Anna e Davide.*

Indice		iv
1	Introduzione	1
1.1	Motivazione scientifica	1
1.2	Nuclei esotici	4
1.3	Studio delle reazioni nucleari indotte da nuclei esotici	5
1.3.1	Scattering elastico per il sistema ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$	6
1.3.2	Scattering elastico per il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$	6
1.3.3	Sezioni d'urto totali di reazione	7
2	Produzione dei fasci radioattivi	9
2.1	Produzione del fascio di ${}^7\text{Be}$	10
2.2	Produzione del fascio di ${}^8\text{B}$	10
3	Set-up sperimentale	13
3.1	Set-up sperimentale ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$	13
3.2	Set-up sperimentale ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$	14
4	Analisi dati	17
4.1	Analisi dati della reazione ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$	18
4.1.1	Selezione grafica degli isotopi	19
4.1.2	Assegnazione del PID	20
4.1.3	Selezione degli Isotopi	20
4.1.4	Conteggio del numero di eventi rivelati in ogni pixel	20
4.1.5	Calcolo del rapporto rispetto allo scattering elastico	24
4.1.6	Calcolo dell'angolo polare θ_{lab}	24
4.1.7	Valutazione delle medie pesate	24
4.1.8	Calcolo della sezione d'urto differenziale di Rutherford	27
4.1.9	Distribuzione angolare dei prodotti di reazione	29
4.2	Analisi dati della reazione ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$	32
4.2.1	Selezione grafica degli isotopi	34
4.2.2	Assegnazione del PID	35
4.2.3	Selezione degli Isotopi	35
4.2.4	Conteggio del numero di eventi rivelati in ogni pixel	36
4.2.5	Calcolo del rapporto rispetto allo scattering elastico	39
4.2.6	Calcolo dell'angolo polare θ_{lab}	41
4.2.7	Valutazione delle medie pesate	41

4.2.8	Calcolo della sezione d'urto differenziale di Rutherford	42
4.2.9	Distribuzione angolare dei prodotti di reazione	42
5	Discussione dei risultati e prospettive	45
5.1	Il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$	45
5.2	Il sistema ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$	46
5.2.1	Prospettive future	46
	Appendice	47
	Bibliografia	51
	Ringraziamenti	53

1.1 Motivazione scientifica

Le ragioni per cui oggi la fisica nucleare, e l'astrofisica nucleare in particolare, sono fortemente interessate allo studio delle proprietà dei nuclei lontani dalla valle di stabilità e ai meccanismi di reazione che questi nuclei esotici possono indurre, possono essere facilmente compresi dando una rapida occhiata alla carta dei nuclidi. Questa carta mostra, mediante una griglia, con il numero di neutroni sull'asse verticale e numero di protoni su quello orizzontale, la distribuzione dei nuclei stabili (vite medie più lunghe di 10^9 anni, quadrati neri in Fig. 1.1) e dei nuclidi radioattivi attualmente noti. L'esistenza di un nucleo atomico è strettamente correlata all'energia di legame del sistema specifico di protoni e neutroni. L'energia di legame B è definita come la differenza nell'energia di massa tra un nucleo ${}^A_Z X_N$ e i suoi costituenti Z protoni e N neutroni e può essere scritta usando le masse atomiche (fornite in unità di massa atomica) come:

$$B = [Zm_p + Nm_n - m({}^A X)] \cdot c^2 \quad (1.1)$$

dove con m_p si indica la massa del protone, m_n la massa del neutrone e $A = N + Z$. Accanto all'energia di legame, che è una misura di quanta energia è stata acquisita attraverso l'interazione forte formando il nucleo dai suoi componenti originari, bisogna considerare le energie di legame di particelle e cluster di particelle in cui le energie di legame di neutroni e protoni sono le più importanti per delineare i limiti dell'esistenza di un nucleo. L'energia di legame di un neutrone (protone) B_n (B_p) (a volte chiamata energia di separazione) è la quantità di energia necessaria per rimuovere l'ultimo neutrone (protone) dal nucleo in considerazione. Un'energia di legame negativa significa che la particella non è più energeticamente legata al nucleo. Tuttavia, le barriere coulombiane (in caso di particelle cariche), le barriere centrifughe e le incompatibilità della struttura nucleare potrebbero trattenere la particella o il gruppo di particelle nel nucleo per un tempo più lungo di un tipico tempo di orbita dei nucleoni in un nucleo (circa 10^{-21} s).

Il numero totale di nuclei stabili è 198. Nel caso in cui consideriamo stabili anche nuclei metastabili, vale a dire quei nuclei radioattivi con vite medie paragonabili all'età del nostro pianeta, non superiamo una somma complessiva di 284 nuclei. D'altra parte, la nostra conoscenza dei nuclei radioattivi comprende attualmente più di 3300 specie[1], ma le combinazioni di protoni e neutroni entro i limiti delle linee di confine di protoni e neutroni (vedi Fig. 1.1) e dentro i limiti imposti all'esistenza di sistemi super-pesanti, sono più di 6000. Quindi lo studio di nuclei stabili esaurisce solo un ventesimo

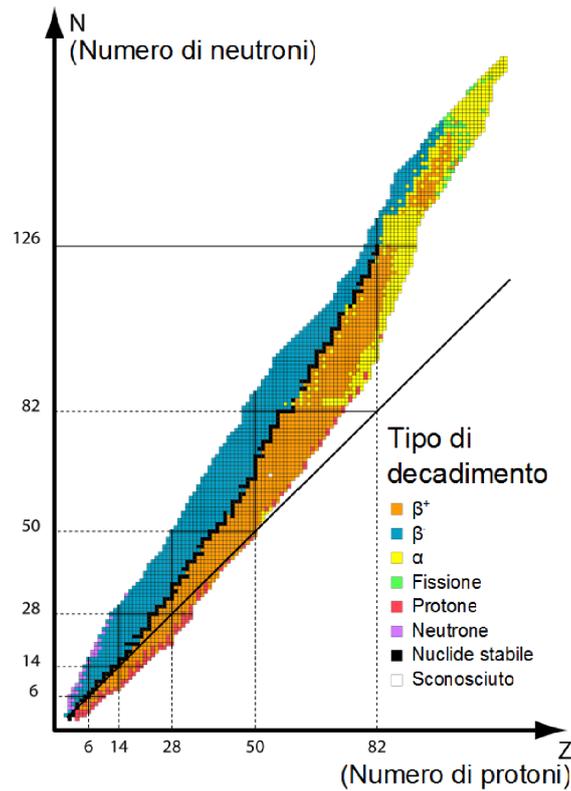


Figura 1.1: Carta dei nuclidi che mostra sull'asse orizzontale il numero di protoni e sull'asse verticale il numero di neutroni e che mostra i nuclei conosciuti stabili o instabili, ma legati. Nella figura sono evidenziati con i colori i vari tipi di radioattività. Immagine adattata dal pdf della lezione di Fisica Nucleare dell'istituto PSI del Prof. Nicholas P. van der Meulen, alla Summer school "Rewriting Nuclear Physics", Pisa 2019.

dell'intero panorama nucleare. Le misure di masse, energie di legame, vite medie e Q-valori di reazione sono informazioni fondamentali per prevedere i percorsi effettivi di questi processi e l'abbondanza di elementi più pesanti. Pertanto, oggi i principali progetti mondiali nel campo della fisica nucleare sono dedicati alla costruzione di "factories" di fasci di ioni radioattivi.

Nello studio della dinamica di reazione ad energie attorno alla barriera Coulombiana dei RIBs (Radioactive Ion Beams, in inglese), ci sono alcune nuove caratteristiche, quasi del tutto assenti con i fasci stabili, che devono essere prese in considerazione. Le energie di legame tipiche variano tra 0.1 a 0.5 MeV, molto più piccole dell'energia di separazione media dei nucleoni (circa 8 MeV) per i nuclei prossimi alla valle della stabilità. I nucleoni di valenza debolmente legati possono dare origine ad una struttura ad alone e, come conseguenza diretta (vedi Fig. 1.2), ad un raggio di carica maggiore di quello previsto per la maggior parte dei nuclei stabili dalla nota sistematica $R = r_0 A^{1/3}$ (r_0 circa 1.2 fm) e ad una coda esponenziale di distribuzione di materia nucleare rarefatta. Un raggio più ampio di quello standard potrebbe ridurre l'altezza della barriera coulombiana e, di conseguenza, aumentare la probabilità di fusione. Dall'altro lato, una piccola energia di legame potrebbe rimuovere del flusso dal canale di fusione, poiché il proiettile potrebbe rompersi più facilmente prima che possa avvenire il processo di fusione.

La domanda se le basse energie di legame dei nucleoni di valenza e le proprietà dell'alone di molti di questi nuclei possano aumentare o diminuire la probabilità di fusione ha innescato un certo sforzo sia dal punto di vista teorico che sperimentale. Nonostante le prime misure, è ora abbastanza chiaro che gli effetti legati al processo di breakup aumentano principalmente la probabilità di reazione piuttosto che la sezione d'urto di fusione, specialmente nel regime energetico al di sotto della barriera coulombiana.

La domanda chiave si è ora spostata nel comprendere a fondo quale processo (scattering anelastico, reazioni di trasferimento o processo di breakup) sia il principale responsabile dell'aumento della sezione d'urto di reazione alle energie della barriera coulombiana. Ad esempio, in una serie di esperimenti

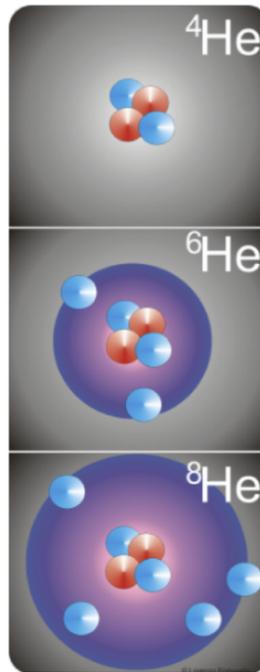


Figura 1.2: Esempio di alcuni nuclei esotici ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$. Immagine adattata dal sito [2].

condotti a Notre-Dame(USA) una quindicina di anni fa, si è riscontrato che per il sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ a 21.5 MeV, il contributo del trasferimento di 2 neutroni era circa 55% [3], quello del trasferimento di 1 neutrone circa il 20% [4] e circa il 25% era dovuto al processo di breakup ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ [5]. Risultati simili sono stati ottenuti negli esperimenti condotti presso GANIL (Francia)[6] per i sistemi ${}^6\text{He} + {}^{63}\text{Cu}$ [9; 10] e ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ [7]. Pertanto, è piuttosto certo che per il nucleo di ${}^6\text{He}$ ($S_{2n} = 0.972$ MeV), che presenta un alone di due neutroni, l'aumento della sezione d'urto di reazione alle energie vicino alla barriera sia innescato principalmente dal processo di trasferimento di due neutroni.

Più recentemente, sono stati pubblicati nuovi dati sperimentali per la dinamica di reazione indotta dal nucleo di ${}^8\text{B}$ ($S_p = 0.1375$ MeV) che ha un alone di un protone e del ${}^{11}\text{Be}$ ($S_n = 0.504$ MeV), che invece ha un alone di un neutrone. In entrambi i casi, sono state osservate sezioni d'urto di reazione fino ad un fattore 2 maggiore di quelle osservate per le reazioni indotte dai corrispondenti isotopi stabili (più legati). Un'analisi preliminare indica che il canale di breakup sia il principale responsabile dell'aumento della probabilità di reazione per il ${}^8\text{B}$, mentre l'origine della grande quantità di ${}^{10}\text{Be}$ osservata per il sistema ${}^{11}\text{Be} + {}^{64}\text{Zn}$ è in fase di valutazione.

Se questo scenario fosse confermato, i nuclei ricchi di neutroni e quelli ricchi di protoni mostrerebbero diversi comportamenti, con la predominanza dei canali di trasferimento per il primo e del processo di breakup per il secondo. Tra tutti gli ioni leggeri, abbiamo selezionato il ${}^7\text{Be}$, radioattivo e debolmente legato, come oggetto della nostra indagine. Il ${}^7\text{Be}$ ha una soglia di emissione di particelle piuttosto bassa ($S_\alpha = 1.586$ MeV) e una struttura a cluster ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ molto ben pronunciata. Pertanto, nel processo di avvicinamento ad un nucleo bersaglio, il ${}^7\text{Be}$ ha una grande probabilità di rompersi nei suoi cluster costituenti o di trasferirne uno al bersaglio. Il fatto che i due cluster del ${}^7\text{Be}$, cioè ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, siano stabili, ben legati e abbiano masse simili semplifica notevolmente la vita agli sperimentali, poiché la stessa tecnica di misura può essere adottata per la rilevazione simultanea e inequivocabile di entrambi.

1.2 Nuclei esotici

In questo lavoro, sono state studiate le reazioni ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ e ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$ ad energie attorno alla barriera coulombiana. ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ sono isotopi instabili ($t_{1/2} = 53.24$ d e 770 ms) appartenenti alla grande classe dei fasci radioattivi, che ha acquisito un interesse sempre maggiore negli ultimi anni soprattutto nello studio di nuovi fenomeni di struttura nucleare, di nuovi meccanismi di reazione e di nuove modalità di decadimento in regioni della carta dei nuclidi lontane dalla valle della stabilità. Gli isotopi debolmente legati, a volte chiamati "nuclei esotici", sono sistemi nucleari instabili con un grande eccesso di neutroni o protoni e, di conseguenza, energie di legame molto basse, spesso vicine alle soglie di emissione di particelle. A causa delle loro strutture peculiari, i nuclei esotici possono avere proprietà estremamente diverse da quelle riportate per i nuclei lungo la valle della stabilità e, quindi, ci si aspetta che reazioni che coinvolgono tali nuclei si comportino, specialmente alle energie della barriera coulombiana, diversamente dai nuclei ben legati. In questo intervallo di energia, il processo più rilevante, oltre allo scattering, è la fusione dei due nuclei in collisione. Nelle reazioni con nuclei debolmente legati, oltre alle eccitazioni anelastiche del bersaglio o del proiettile, entrano in gioco alcuni nuovi gradi di libertà:

- struttura ad alone: materia nucleare rarefatta che circonda un nocciolo centrale principalmente inerte; questo implica un raggio di carica maggiore di quello ottenuto dalla sistematica dei nuclei stabili e una coda di distribuzione di materia molto più diffusa (vedi Figura 1.3, riquadro di sinistra);
- struttura a pelle di neutroni: protoni e neutroni hanno diverse distribuzioni spaziali; gli ultimi neutroni orbitano in gran parte nella zona esterna del nucleo dando origine ad una sorta di pelle neutronica (vedi Figura 1.3, riquadro di destra);
- debole energia di legame: le energie di separazione tipiche degli ultimi nucleoni (minore di 1.0 MeV) sono circa un ordine di grandezza inferiori rispetto ai nuclei vicini alla valle di stabilità.

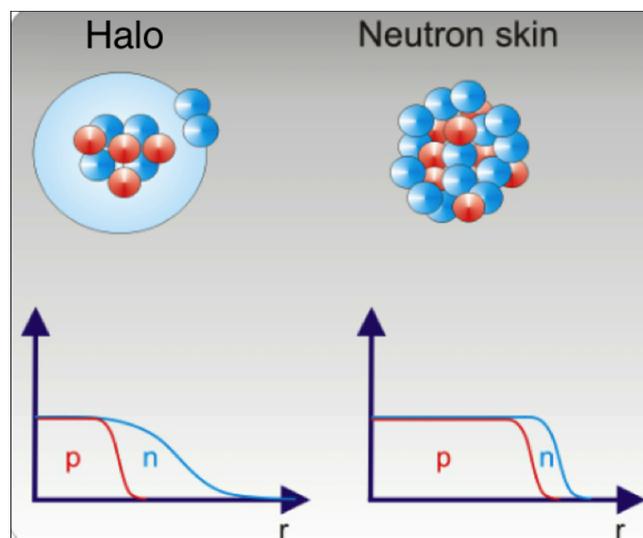


Figura 1.3: Esempio di nucleo con struttura ad alone (a sinistra) e a pelle di neutroni (destra) e confronto delle relative distribuzioni spaziali. Immagine adattata dal sito [2].

Tutti questi fenomeni non sono indipendenti l'uno dall'altro e potrebbero generare effetti contrapposti. La comprensione dei meccanismi di reazione nucleare nelle collisioni che coinvolgono nuclei esotici debolmente legati è ancora un compito molto impegnativo. Per eseguire un esperimento con proiettili radioattivi è necessaria una reazione nucleare primaria per produrli ed è necessario un sistema di trasporto del fascio ad alta efficienza per separare gli ioni selezionati dai prodotti di reazione, purificarli e focalizzarli su un obiettivo secondario. Pertanto, le misurazioni eseguite con RIBs in genere presentano una precisione statistica limitata.

1.3 Studio delle reazioni nucleari indotte da nuclei esotici

Nell'ultimo decennio la collaborazione EXOTIC dei Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) ha studiato il processo di scattering elastico e la sezione d'urto (inclusiva) di produzione di particelle per il sistema ${}^9\text{Be}$ ($S_n = 1.665$ MeV) + ${}^{209}\text{Bi}$ nel range di energia 40-48 MeV. I processi di fusione, scattering elastico e di diffusione elastica per la reazione ${}^{11}\text{Be}$ ($S_n = 0.504$ MeV) + ${}^{209}\text{Bi}$ sono stati successivamente misurati in una serie di esperimenti condotti a Riken (Giappone) negli anni 1996-2004. I processi di breakup di ${}^9\text{Be}$ e ${}^{11}\text{Be}$ comportano entrambi l'emissione di un neutrone debolmente legato che è piuttosto difficile da rilevare con elevata efficienza. Pertanto, per entrambi i sistemi, ogni volta che è necessaria una ricostruzione cinematica completa degli eventi di rottura, spesso manca un'informazione critica.

Più recentemente l'attenzione è stata spostata verso lo studio delle dinamiche di reazione indotte dal ${}^7\text{Be}$ ($S_\alpha = 1.586$ MeV). La prima reazione indotta da ${}^7\text{Be}$ alle energie della barriera coulombiana studiata è stata effettuata per il sistema ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$. Questo proiettile ha una struttura a cluster ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ben pronunciata e rappresenta, tra tutti i nuclei esotici, il caso più pulito in cui i processi di breakup e transfer possono essere studiati in dettaglio. In effetti, i due cluster interni del ${}^7\text{Be}$ sono frammenti molto stabili con masse simili, mentre tutti gli studi di breakup condotti in precedenza hanno sempre comportato la rivelazione, complicata, di neutroni, l'emissione di un frammento debolmente legato (ad esempio, l'emissione di deutoni nella rottura del ${}^6\text{Li}$), l'emissione di un frammento radioattivo (come per l'emissione di tritoni nella rottura del ${}^7\text{Li}$) o una probabilità di breakup molto piccola, come nel caso del processo di rottura del ${}^{17}\text{F}$ in ${}^{16}\text{O} + p$.

I nuclei debolmente legati sono caratterizzati da energie di separazione molto basse, tipicamente un ordine di grandezza più piccole rispetto ai nuclei stabili localizzati lungo la valle di stabilità, e da tipiche strutture a cluster. Queste caratteristiche possono generare nuclei dalle forme esotiche come i nuclei con "alone", che possono essere caratterizzati dalla presenza di un core fortemente legato circondato da un alone di materia nucleare rarefatta. In base al tipo e al numero di nucleoni presenti nell'alone nucleare è possibile distinguere i nuclei cosiddetti "1n-halo" come il ${}^{11}\text{Be}$ ($S_n = 0.501$ MeV), "2n-halo" come ${}^6\text{He}$ ($S_{2n} = 0.972$ MeV) e il ${}^{11}\text{Li}$ ($S_{2n} = 0.369$ MeV) e "1p-halo" come per esempio il nucleo ${}^8\text{B}$ ($S_p = 0.1375$ MeV).

Le basse energie di legame e la presenza dell'alone nucleare contribuiscono ad arricchire la varietà di reazioni nucleari che possono essere ottenute da questi "proiettili" esotici. Questi fenomeni sono particolarmente rilevanti nel range di energia attorno alla barriera coulombiana dove molti canali di reazione si aprono. Il proiettile, essendo legato molto debolmente, può rompersi più facilmente in prossimità del campo coulombiano e nucleare del bersaglio, oppure, uno dei cluster che costituiscono il nucleo può dare origine a fenomeni di trasferimento o fusione con il bersaglio. Tutti questi processi sono strettamente legati tra di loro.

E' stato previsto che, a seconda di come il canale di breakup viene modellizzato, esso possa condurre sia ad un aumento della sezione d'urto di fusione sotto barriera che ad una sua diminuzione. Nonostante le misure inizialmente condotte, fu ben presto realizzato che ad energie inferiori alla barriera coulombiana gli effetti legati al processo di breakup aumentavano la sezione d'urto totale di reazione piuttosto che la probabilità di fusione e che l'aumento della reattività dei nuclei debolmente legati è essenzialmente dovuta a processi diretti.

L'indagine si è poi spostata a capire quali processi diretti siano i principali responsabili dell'aumento della sezione d'urto di reazione. Una serie di misure eseguite con i nuclei "2n-halo" ${}^6\text{He}$ [3; 4; 5; 8; 9; 10; 11; 12; 13; 14], il nucleo a pelle di neutroni ${}^8\text{He}$ [7; 16; 17; 18] ed il ${}^7\text{Li}$ [19; 20] hanno indicato i canali di trasferimento dei neutroni come il meccanismo di reazione dominante a energie vicine alla barriera. Più recentemente, gli esperimenti eseguiti con il "2n-halo" ${}^{11}\text{Li}$ [21; 22] e anche con il "1n-halo" ${}^{11}\text{Be}$ [23; 24] hanno confermato l'importanza del processo di breakup in questo range di energia.

Questi forti canali di reazione hanno evidentemente un impatto sul processo di scattering elastico, infatti sono state osservate grandi deviazioni dallo scattering di Rutherford anche a basse energie sotto la barriera. Inoltre è stata osservata la scomparsa del picco di interferenza nucleare e coulombiana. A questo proposito, la misura del processo di scattering elastico, che per fasci radioattivi a bassa intensità è l'unica possibile, ha una doppia utilità:

- Fornisce informazioni grossolane sulla reattività di un proiettile esotico tramite la stima della sezione d'urto totale di reazione.
- Permette lo studio dell'influenza dei canali di reazione non elastici (breakup, transfer, fusione, eccitazioni del nucleo, ...) sulla distribuzione angolare dello scattering elastico.

1.3.1 Scattering elastico per il sistema ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$

In questo contesto è stata eseguita la prima misura dello scattering elastico del "1p-halo" ${}^8\text{B}$ sul bersaglio pesante di ${}^{208}\text{Pb}$ alle energie della barriera coulombiana. L' ${}^8\text{B}$ è un nucleo molto interessante: è legato molto debolmente ($S_p = 137.5$ keV), è l'isotopo stabile più leggero del boro e svolge un ruolo fondamentale nella produzione di neutrini ad alta energia nel modello di fusione solare. Le dinamiche di reazione di questo proiettile esotico sono già state studiate per diversi bersagli (a partire dal ${}^{12}\text{C}$ [25] al ${}^{58}\text{Ni}$ [15; 26; 27]) nell'intervallo di energia attorno alla barriera coulombiana. L'uso di bersagli diversi aiuta a esplorare l'influenza sulle dinamiche di reazione, delle diverse interazioni nucleari, coulombiana e dei canali di trasferimento con diversi Q-valori.

Gli effetti della reazione di breakup del proiettile ${}^8\text{B}$ tendono ad aumentare con la massa del bersaglio come conseguenza della crescente predominanza dell'interazione coulombiana (a lungo raggio) rispetto alla parte nucleare del potenziale. Per questo motivo, si è deciso di indagare il processo di scattering elastico per il sistema ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$ alle energie della barriera coulombiana. Questa reazione è molto importante perchè si vuole studiare l'aumento della sezione d'urto di reazione del ${}^8\text{B}$ sapendo che esso è composto da un core dato da ${}^7\text{Be} + p$. Quindi è importante anche studiare la sezione d'urto del ${}^7\text{Be}$ per studiare le proprietà del ${}^8\text{B}$.

1.3.2 Scattering elastico per il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$

Il nucleo ${}^7\text{Be}$ è radioattivo ed è caratterizzato da una struttura a cluster ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ed è un sistema legato con un'energia di legame di soli 1.586 MeV rispetto al processo di breakup ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Da un punto di vista sperimentale, tutti i processi diretti più rilevanti indotti dal ${}^7\text{Be}$, vale a dire: breakup ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$, 1n-stripping ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$, 1n-pickup ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^8\text{Be}({}^4\text{He}+{}^4\text{He}) + {}^{207}\text{Pb}$, ${}^4\text{He}+d({}^6\text{Li})$ stripping ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$, producono uno o due frammenti carichi ben legati. Pertanto, in contrasto con le reazioni indotte da altri nuclei leggeri, gli studi della dinamica di reazione con il ${}^7\text{Be}$ non richiedono la rivelazione di neutroni, che solitamente soffre di bassa efficienza o la rivelazione di frammenti debolmente legati/radioattivi (come per gli esperimenti che coinvolgono il ${}^8\text{B}$ o anche i proiettili stabili ${}^6,{}^7\text{Li}$). Pertanto, il ${}^7\text{Be}$ rappresenta un caso ideale tra tutti gli ioni leggeri in cui lo studio dei meccanismi di reazione ad energie vicino alla barriera Coulombiana può essere affrontato in dettaglio.

Il processo di scattering elastico per il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ è stato misurato a cinque energie attorno alla barriera di Coulomb in un esperimento eseguito con la struttura Twinsol [3] presso l'Università di Notre-Dame (USA) con un fascio "cocktail" di ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^6\text{Li}$. Più recentemente, la sezione d'urto di fusione per lo stesso sistema è stata dedotta da una misurazione della sezione d'urto dei protoni (evaporati dal nucleo composto) ad angoli all'indietro. Le distribuzioni angolari dello scattering elastico e la funzione di eccitazione di fusione sono state fittate simultaneamente usando un approccio teorico che consiste nella divisione del potenziale di polarizzazione dinamico in due parti: la prima relativa all'accoppiamento tra il canale elastico e il processo di fusione e il secondo corrispondente agli accoppiamenti con canali di reazione diretti.

E' stato inoltre misurato lo scattering elastico del ${}^7\text{Be}$ vicino alla barriera coulombiana nel caso di interazione con un target molto leggero (come, ad esempio, ${}^{12}\text{C}$ [25] e, più recentemente, ${}^{27}\text{Al}$ [28]) in esperimenti eseguiti con le facility TwinSol (USA) [29] e RIBRAS (Brasile) [30; 31]. In questi casi l'analisi della dipendenza energetica del potenziale ottico era soggetta a grandi incertezze. Tuttavia, il confronto della sezione d'urto di reazione estratta con quelle disponibili per altri proiettili leggeri (debolmente legati ad esempio ${}^9\text{Be}$, ${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ e strettamente legati ad esempio il ${}^{16}\text{O}$) che interagiscono con bersagli di ${}^{12}\text{C}$ e ${}^{27}\text{Al}$ mostra degli effetti molto piccoli legati all'energia di legame del proiettile. Questo comportamento potrebbe essere fortemente correlato al debole campo coulombiano, più debole di quello dei target di carbonio e di alluminio.

Inoltre, Raabe ed i suoi collaboratori hanno misurato la sezione d'urto di fusione e le rese dei processi diretti per il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{238}\text{U}$ a cinque energie attorno alla barriera coulombiana. La fusione ed i processi diretti portavano alla fissione del nucleo composto e potevano essere discriminati perché, nel caso di processi diretti, un ulteriore frammento leggero carico veniva emesso insieme ai frammenti di fissione. Il setup utilizzato per l'esperimento aveva una copertura di angolo solido estremamente ampia, ma non permetteva l'identificazione inequivocabile in massa e carica dei frammenti leggeri rivelati in coincidenza con i frammenti di fissione. Calcoli cinematici hanno aiutato i ricercatori a dedurre che i processi diretti erano essenzialmente dominati dalla stripping del ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$.

Nel nostro esperimento si è stati in grado di distinguere gli ioni ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ in una reazione indotta da ${}^7\text{Be}$ e di misurare la loro distribuzione angolare ed energetica su un intervallo angolare piuttosto ampio. L'elaborazione delle distribuzioni angolari di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ è stato l'argomento principale di questo lavoro di tesi.

1.3.3 Sezioni d'urto totali di reazione

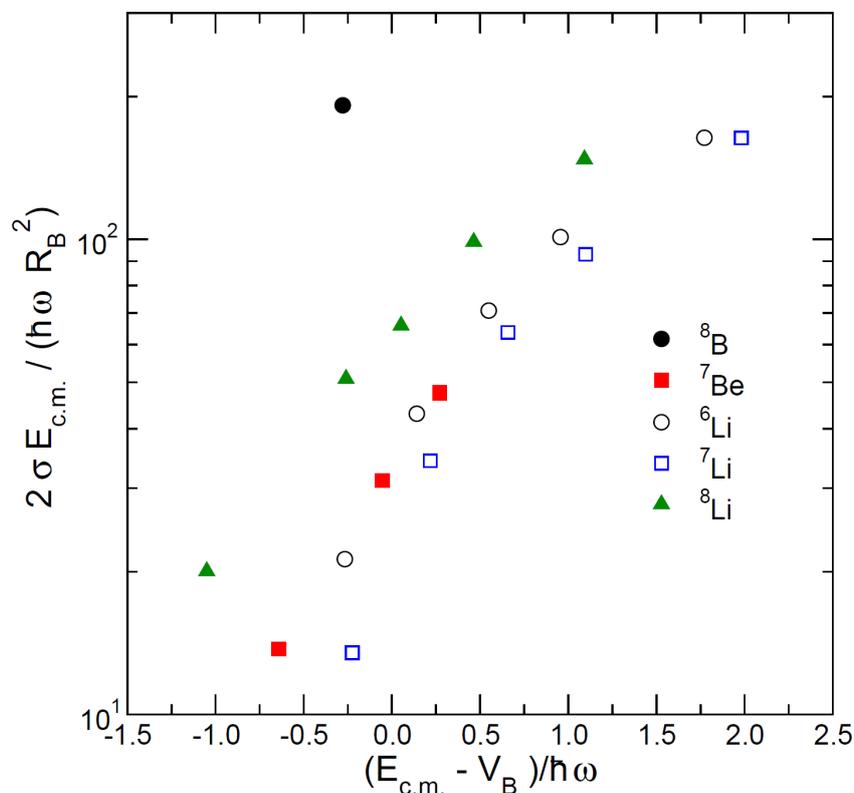


Figura 1.4: Confronto tra sezioni d'urto di reazione totale per alcuni nuclei leggeri (${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$) interagenti tutti con un bersaglio di ${}^{208}\text{Pb}$ ad energie attorno alla barriera coulombiana.

Le misure volte allo studio del processo di diffusione elastica sono i primi esperimenti ad essere eseguiti mediante i RIBs a bassa energia. Tramite un'analisi con il modello ottico è possibile estrarre, dai dati di scattering elastico, la misura della sezione d'urto totale di reazione.

La sezione d'urto totale di reazione, data dalla somma delle sezioni d'urto di tutti i processi nucleari diversi dallo scattering elastico (eccitazione inelastica, breakup, transfer, fusione) fornisce delle informazioni di base sulla reattività di proiettili debolmente legati con alone. Negli anni ottanta è stato scoperto un aumento significativo della sezione d'urto di fusione ad energie al di sotto della barriera Coulombiana ed hanno evidenziato che sia effetti statici che dinamici tendono ad aumentare la probabilità di fusione. Nel caso dei RIBs, la presenza di canali aperti aggiuntivi e di una distribuzione di massa estesa potrebbero portare ad un ulteriore aumento della sezione d'urto di fusione, mentre, d'altro canto, le deboli energie di legame potrebbero rappresentare un ostacolo per la fusione.

Nel grafico in figura 1.4 è raffigurato l'andamento della sezione d'urto di reazione totale per alcuni nuclei leggeri interagenti tutti con un bersaglio di ^{208}Pb . Il ^6Li è dato dall'unione di una particella α ed un deutone con un'energia di legame di 1.475 MeV, il ^7Li è dato da una particella α ed un trizio con un'energia di legame di 2.478 MeV, il ^7Be è costituito da una particella α ed un ^3He legati per 1.568 MeV, il ^8Li è dato da un core di ^7Li più un neutrone legato per 2.033 MeV. L' ^8Li e il ^8B sono nuclei speculari, l' ^8B risulta essere il meno legato, avendo un'energia di legame di appena 137.5 keV.

In figura 1.4 notiamo l'elevata sezione d'urto totale di reazione del ^8B . Il grafico mostra anche che le sezioni d'urto totali di reazione più basse sono riscontrate per il sistema $^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$, mentre i sistemi $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ e $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ hanno valori simili e sezioni d'urto leggermente più grandi, infine la sezione d'urto totale di reazione per il sistema $^8\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ ha un valore intermedio tra questi ultimi ed il sistema $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$.

I calcoli teorici di modello ottico predicono una sezione d'urto totale di reazione molto più ampia per il sistema $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$ rispetto a $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$. Questo può essere intuito facilmente tenendo in considerazione il fatto che la soglia di breakup per il ^8B (0.1375 MeV per il processo $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p}$) sia un ordine di grandezza inferiore rispetto a quella per il ^7Be (1.5866 MeV per il processo $^7\text{Be} \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$).

Tuttavia, la reazione di breakup è raramente il contributo diretto dominante alla sezione d'urto totale di reazione per sistemi che coinvolgono proiettili debolmente legati. Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di effettuare un primo tentativo di investigazione su quale processo nucleare sia il principale responsabile dell'evidente aumento della sezione d'urto di reazione del ^8B . Inoltre, tenendo in considerazione il fatto che il nucleo di ^8B è composto da un core di $^7\text{Be} + \text{p}$, per questo motivo è importante estrarre dai dati sperimentali la distribuzione angolare del ^7Be prodotto nella reazione $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$, nonché studiare anche la reazione $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ stessa ed i suoi prodotti di reazione. Pertanto lo studio del ^7Be è importante per approfondire la nostra comprensione delle proprietà e della struttura del ^8B .

Produzione dei fasci radioattivi

Gli esperimenti condotti con i RIBs sono caratterizzati da bassa statistica e, durante la loro produzione, dobbiamo considerare diversi ostacoli tecnici e fisici, in particolare l'interazione debole che lascia che i nuclei radioattivi scivolino lungo le catene isobariche verso il fondo della valle della stabilità β . La situazione diventa sempre più complicata mentre ci allontaniamo dalla linea di stabilità, dal momento che le vite medie per il decadimento β diventano sempre più brevi.

In uno schema di produzione di RIB piuttosto generale, dobbiamo considerare i seguenti aspetti:

- la produzione dovrebbe essere rapida, a causa delle brevissime vite medie delle specie nucleari prodotte;
- il meccanismo di reazione scelto dovrebbe garantire la massima sezione d'urto di produzione possibile ottimizzando la combinazione proiettile-bersaglio, l'energia incidente, l'intensità del fascio primario e la potenza dissipata nel bersaglio;
- la produzione dovrebbe essere selettiva poiché le contaminazioni delle specie nucleari di interesse potrebbero essere di diversi ordini di grandezza più grandi.

Le facility EXOTIC [32] e CRIB [33] utilizzano la tecnica di produzione "in flight" di RIB leggeri debolmente legati. Il meccanismo di produzione impiega reazioni in cinematica inversa indotte da fasci di ioni pesanti su bersagli gassosi.

Le caratteristiche principali della tecnica di separazione "in flight" sono le seguenti:

- i prodotti di reazione, a causa della conservazione del momento lineare, sono focalizzati cinematicamente in piccoli coni cinematici attorno alla direzione del fascio primario;
- il tempo di separazione del fascio primario e altri possibili prodotti di reazione contaminanti è piuttosto veloce, nell'ordine di pochi μs , ed è indipendente dalle proprietà chimiche del RIB in produzione;
- i RIBs mantengono una frazione della velocità iniziale del proiettile abbastanza grande, quindi sostanzialmente non è necessario un ulteriore (e costoso) stadio di riaccelerazione;
- la selezione del RIB viene effettuata mediante opportune combinazioni di campi elettromagnetici oppure da interazioni atomiche;
- il target di produzione deve dissipare solo una piccola parte della potenza del fascio primario;

- tutti gli elementi ottici, in particolare quelli più vicini al target di produzione o alle zone dove il fascio primario viene arrestato, devono essere progettati per funzionare correttamente in un ambiente ad alta radiazione.

2.1 Produzione del fascio di ${}^7\text{Be}$

Il fascio di ${}^7\text{Be}$ è stato prodotto con la struttura EXOTIC (fig. 2.1) presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL, Italia) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). La struttura è operativa dal 2004 e ha già fornito fasci secondari di ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{15}\text{O}$ e ${}^{17}\text{F}$ con energie nell'intervallo 2-6 MeV e intensità che vanno da circa 10^3 pps (per ${}^8\text{B}$) a 3×10^5 pps (per ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Li}$ e ${}^{17}\text{F}$). Inoltre nel periodo 2015-2016 sono stati prodotti fasci di ${}^{10}\text{C}$ e ${}^{11}\text{C}$.

Lo schema di produzione dei RIBs utilizza delle reazioni a due corpi in cinematica inversa. Questa reazione è indotta da fasci di ioni pesanti, generati dall'acceleratore tandem Van de Graaff LNL-XTU, che incidono su targets di gas leggeri. La reazione di produzione è ${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})\text{n}$ (Q-valore = -1.64 MeV).

Per l'esperimento si è partiti da un fascio primario da 48.8 MeV di ${}^7\text{Li}^{+3}$ (prodotto dall'acceleratore LNL XTU-Tandem) con intensità di circa 50-60 pA che colpisce un bersaglio gassoso di ${}^1\text{H}_2$. Il gas è contenuto in una cella lunga 5 cm. Le finestre di ingresso e uscita sono composte da fogli Havar spessi 2.2 μm . Il bersaglio gassoso aveva una pressione di 1 bar ed era raffreddato alla temperatura dell'azoto liquido (90 K).

Il fascio di ioni radioattivi leggeri di ${}^7\text{Be}$ è stato selezionato e purificato dal fascio diffuso di ${}^7\text{Li}$ e da altri fasci contaminanti mediante una regolazione fine del magnete dipolare da 30° , del filtro Wien e dei sei quadrupoli della facility EXOTIC. In particolare, una differenza di tensione pari a ± 45 kV (corrispondente al 90% del valore massimo di tensione applicabile) è stata applicata tra gli elettrodi del filtro di Wien.

Il RIB di ${}^7\text{Be}$ è stato fatto incidere contro un bersaglio di 1 mg/cm² di ${}^{208}\text{Pb}$ (arricchimento: 99,57%) con un'energia di 40.5 ± 0.4 MeV. In questo esperimento, prima di raggiungere il target secondario, il fascio incidente ha attraversato due PPAC sensibili alla posizione sia lungo la direzione orizzontale che verticale. Questi PPAC sono situati 900 mm e 365 mm a monte dal piano focale finale di EXOTIC. L'intensità del fascio secondario è stata di circa $2-3 \times 10^5$ pps e la purezza del 99%.

2.2 Produzione del fascio di ${}^8\text{B}$

La facility CRIB (fig 2.2) consta di due dipoli magnetici (D1 e D2), entrambi con una rigidità magnetica massima di 1.2 Tm. Il primo magnete produce una dispersione del momento sul piano focale F1, mentre il secondo rende il fascio acromatico sul piano focale F2. Poiché hanno valori $B\rho$ diversi, il fascio primario e il fascio secondario sono separati da D1. Il fascio secondario è nuovamente focalizzato su F2, dove di solito viene eseguita l'identificazione delle particelle. La fenditura F1 è una piastra mobile che può tagliare il fascio dai lati sinistro e destro. La fenditura F1 viene utilizzata per:

- Cambiare l'accettanza in momento, infatti con una F1 stretta è possibile definire con precisione l'energia del fascio, mentre con una fenditura F1 ampia è possibile accettare più fasci.
- Controllare la centratura del fascio mediante impostazioni fini.
- Scansire il posizionamento della fenditura; infatti modificando le posizioni della finestra di apertura (ad esempio 0 ± 10 mm, 20 ± 10 mm, -20 ± 10 mm, ...), possiamo ottenere la distribuzione del momento del fascio senza cambiare l'impostazione del magnete.

I profili e i tempi di volo dei fasci possono essere misurati con dei PPAC. I tempi del segnale RF (Radio Frequency) sono registrati e possono essere usati come informazioni sul ToF (Time of Flight)

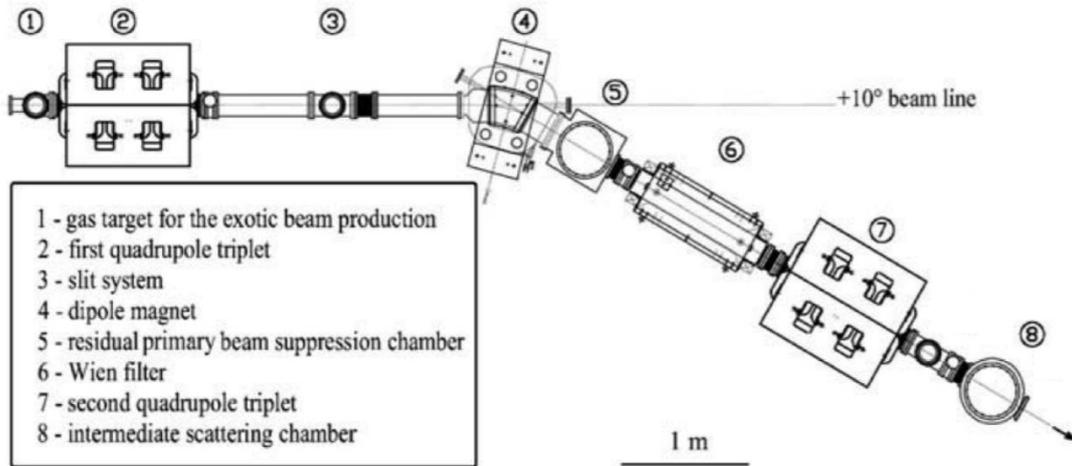


Figura 2.1: Disegno schematico della linea di produzione di fasci radioattivi EXOTIC presso LNL.

tra il target di produzione ed il rivelatore. L'identificazione delle particelle viene effettuata utilizzando l'energia misurata ed il tempo di volo. Si può collocare un sottile degradar in F1 per fare una migliore separazione tra il fascio primario e il fascio secondario, sfruttando la loro differenza nella perdita di energia, tuttavia il degradar può aumentare la dispersione del fascio. Il filtro di Wien separa i fasci in base alle loro velocità. Quando questa separazione della velocità funziona in modo efficace, è possibile ottenere un fascio estremamente puro dopo il filtro Wien. La distanza tra gli elettrodi è 80 mm e il campo magnetico massimo è 0,3 T. La trasmissione del filtro Wien è superiore al 70% per il fascio primario (a dispersione ridotta) e al 30% per un fascio secondario tipico.

Il fascio di ^8B è stato prodotto con la tecnica "in volo" mediante la struttura CNS "Radioactive Ion Beams" (CRIB)[33; 34] appartenente al Center for Nuclear Studies (CNS) dell'Università di Tokyo, situata nel campus Riken di Wako (Saitama, Giappone). Un fascio primario di $^6\text{Li}^+$ con un'energia di 11.2 MeV/nucleone e un'intensità di circa $1 \mu\text{A}$ è stato prodotto dal ciclotrone AVF e mandato su una cella gassosa lunga 8 cm, limitata da due finestre di Havar dello spessore di $2.5 \mu\text{m}$. Il bersaglio gassoso è stato riempito con ^3He gassoso alla pressione di 1 bar e mantenuto ad una temperatura criogenica (90 K). Il fascio di ^8B è stato prodotto dalla reazione a 2 corpi $^3\text{He} (^6\text{Li}, ^8\text{B}) n$ ($Q = -1.97$ MeV). L'intensità del fascio secondario sul bersaglio è di circa 10^4 pps e la purezza di circa il 20%. Le contaminazioni più intense sono quelle di ^7Be , ^6Li e ^3He . Prima di raggiungere il piano focale finale, il fascio di ^8B attraversa due Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC), posizionati a 669 mm e 439 mm a monte del bersaglio secondario, e due collimatori posti a 306 mm (diametro: 22 mm) e 180 mm (diametro: 24 mm). L'energia del fascio di ^8B sul bersaglio risulta di 50 ± 1 MeV.

CRIB

CNS Radio-Isotope Beam Separator

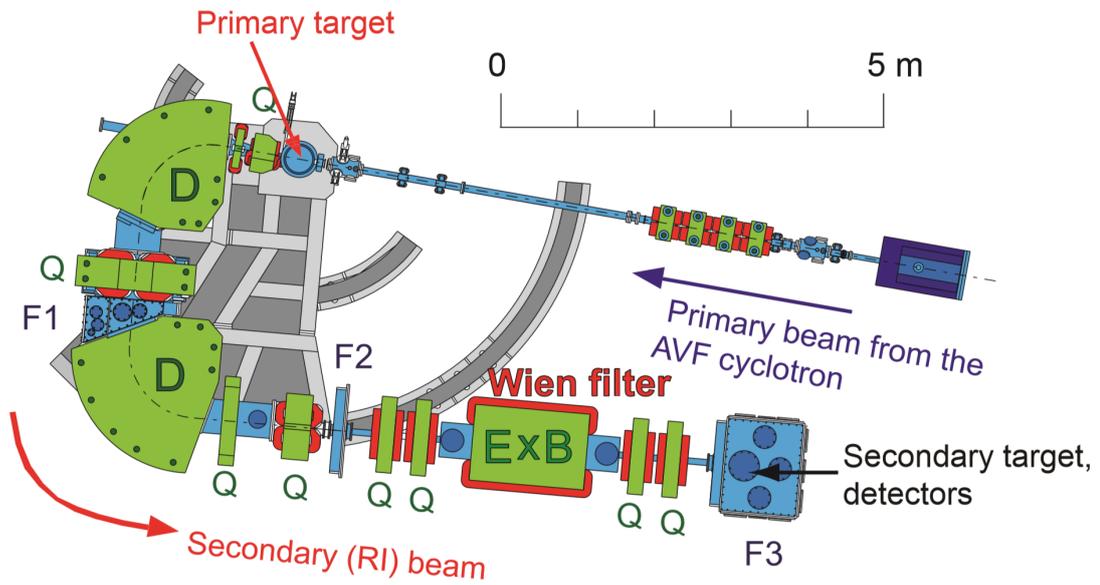


Figura 2.2: Disegno schematico della facility per la produzione di fasci radioattivi CRIB installata presso il laboratorio Riken (Giappone).

Set-up sperimentale

Poiché l'intensità tipica dei RIBs è di circa 10^4 - 10^6 pps, il layout di un rivelatore ad alte prestazioni ha bisogno dei seguenti presupposti:

- identificazione della carica e della massa di tutti i prodotti di reazione con la massima risoluzione di energia raggiungibile;
- ampia copertura di angolo solido per compensare le basse intensità dei RIBs e consentire la rivelazione in coincidenza delle particelle emesse simultaneamente a grandi angoli relativi;
- elevata segmentazione per aumentare la risoluzione angolare delle particelle rivelate;
- capacità di tracciamento del fascio evento per evento per tenere conto della scarsa emittanza tipica dei RIBs e della bassa risoluzione energetica.

Dal momento che la deposizione di energia da parte di una particella, che passa attraverso un sottile strato di materiale, dipende fortemente dalla sua carica e massa, il primo requisito può essere soddisfatto utilizzando (almeno) telescopi a due stadi per rivelare le particelle. Il secondo e il terzo requisito possono essere raggiunti usando rivelatori di silicio segmentati su entrambi i lati (DSSSD) in una configurazione molto compatta attorno al bersaglio. L'ultima condizione può essere ottenuta mediante la disposizione di rivelatori di tracciamento ad alta trasparenza, in posizioni adeguate lungo la linea del fascio, che forniscano una ricostruzione evento per evento della posizione di incidenza sul bersaglio di reazione.

3.1 Set-up sperimentale ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$

Il set-up sperimentale utilizzato in questo esperimento è lo stesso impiegato per la misura della reazione ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$, ma con una disposizione geometrica leggermente diversa. I sei moduli di EXPADES sono stati disposti in una configurazione cilindrica attorno alla posizione del target. Gli angoli polari medi dei telescopi sono i seguenti: $\theta_{lab} = +69^\circ$ (A), $\theta_{lab} = +111^\circ$ (B), $\theta_{lab} = +153^\circ$ (C), $\theta_{lab} = -69^\circ$ (D), $\theta_{lab} = -111^\circ$ (E) e $\theta_{lab} = -153^\circ$ (F).

Le posizioni centrali degli strati ΔE dei rivelatori A-E sono ad una distanza media di 111.5 mm dal centro del bersaglio. Il telescopio F si trova più lontano dagli altri ad una distanza di 141.5 mm. Questa disposizione ha garantito una copertura globale ad un angolo solido di 1.85 sr. La calibrazione energetica dei rivelatori è stata eseguita nell'intervallo attorno a 56 MeV usando sorgenti triple con i

seguenti emettitori di particelle α : ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cd . Le risoluzioni in energia sono state in media dell'1,1% sia per ΔE che per gli stadi del telescopio E_{res} .

Il trigger per il sistema di acquisizione dati è stato fornito dalla condizione "AND" tra i segnali catodici di entrambi i PPAC e l' "OR" dei rivelatori al silicio. Durante l'esperimento sono state registrate frequenze di trigger dell'ordine dei 10 Hz.

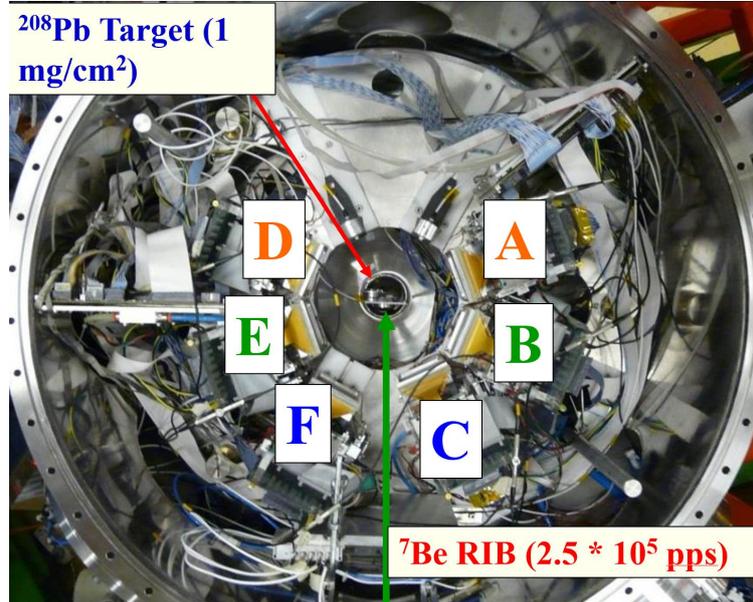


Figura 3.1: Set-up sperimentale utilizzato per l'esperimento $^7\text{Be}+^{208}\text{Pb}$ presso la facility EXOTIC ad INFN-LNL. Gli angoli polari medi dei telescopi sono i seguenti: $\theta_{lab} = + 69^\circ$ (A), $\theta_{lab} = + 111^\circ$ (B), $\theta_{lab} = + 153^\circ$ (C), $\theta_{lab} = - 69^\circ$ (D), $\theta_{lab} = - 111^\circ$ (E) e $\theta_{lab} = - 153^\circ$ (F).

3.2 Set-up sperimentale $^8\text{B}+^{208}\text{Pb}$

Le particelle cariche prodotte dall'interazione tra il fascio secondario di ^8B e il target di ^{208}Pb di spessore 2.2 mg/cm^2 (arricchito al 99,57%), evaporato su un foglio di mylar spesso $1.5 \mu\text{m}$, sono state rivelate da sei moduli dell'array di rivelatori EXPADES [35]. Ogni modulo di EXPADES comprende due rivelatori di silicio segmentato su entrambi i lati (DSSSD) organizzati in una struttura a telescopio ΔE - E_{res} . Gli spessori degli stadi di ΔE ed E_{res} sono rispettivamente $43\text{-}57 \mu\text{m}$ e $300 \mu\text{m}$. Ogni rivelatore ha un'area attiva di $64.0 \text{ mm} \times 64.0 \text{ mm}$ e la parte anteriore e i lati posteriori sono stati segmentati in 32 strip che permettono di arrivare ad una risoluzione di $2.0 \text{ mm} \times 2.0 \text{ mm}$ pixel. Per ridurre il costo dell'elettronica, le strip degli strati ΔE sono state cortocircuitate due a due.

I moduli EXPADES sono stati posizionati attorno alla posizione del target in una configurazione cilindrica. Gli angoli polari medi di ciascun telescopio sono: $\theta_{lab} = + 27^\circ$ (telescopio A), $\theta_{lab} = + 69^\circ$ (B), $\theta_{lab} = - 69^\circ$ (C), $\theta_{lab} = + 111^\circ$ (D), $\theta_{lab} = - 111^\circ$ (E) e $\theta_{lab} = - 153^\circ$ (F). Gli angoli polari positivi e negativi si riferiscono a rivelatori collocati a sinistra e a destra rispettivamente all'asse del fascio, guardando il set-up sperimentale con un punto di vista a valle dell'apparato sperimentale. Le posizioni centrali degli strati ΔE dei telescopi A e F sono state posizionate ad una distanza di 120 mm dal centro del bersaglio, mentre tutti gli altri telescopi sono situati a 110 mm. Questa configurazione ha garantito una copertura dell'angolo solido di circa 1,92 sr, corrispondente a circa il 15% di 4π . I rivelatori sono stati calibrati in energia nel range di 3-6 MeV mediante sorgenti di calibrazione alpha contenenti i seguenti radioisotopi: ^{148}Gd , ^{237}Np , ^{241}Am e ^{244}Cm . Le risoluzioni energetiche tipiche sono di circa lo 0,9% e lo 0,8% rispettivamente per gli strati ΔE ed E_{res} .

La condizione di trigger del sistema di acquisizione dati che è stata utilizzata è l' "AND" dei segnali anodici dei due PPAC e l' "OR" dei rivelatori al silicio. Durante l'esperienza sono state registrate frequenze di trigger dell'ordine di 10-15 Hz. Il periodo effettivo del fascio sul target è stato di circa 90 h.

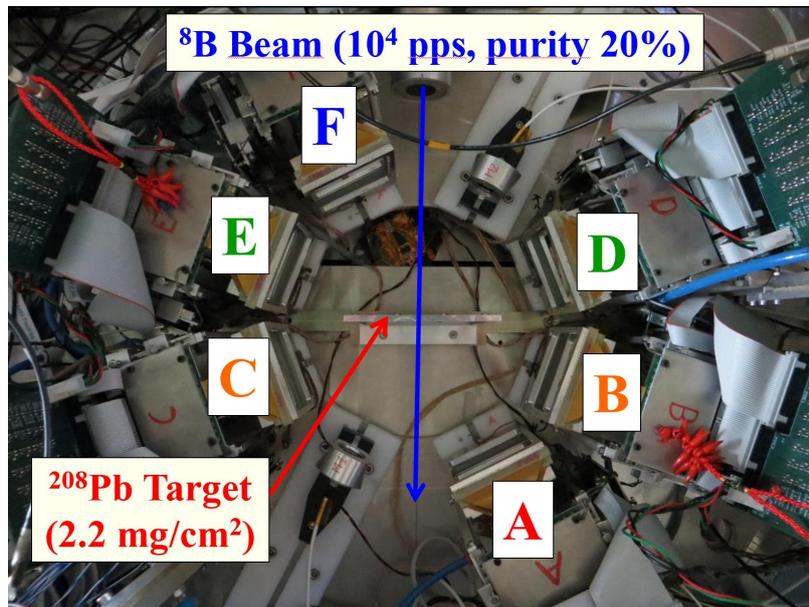


Figura 3.2: Set-up sperimentale utilizzato per l'esperienza ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$ presso la facility CIRB a Riken(Giappone). Gli angoli polari medi di ciascun telescopio sono: $\theta_{lab} = + 27^\circ$ (telescopio A), $\theta_{lab} = + 69^\circ$ (B), $\theta_{lab} = - 69^\circ$ (C), $\theta_{lab} = + 111^\circ$ (D), $\theta_{lab} = - 111^\circ$ (E) e $\theta_{lab} = - 153^\circ$ (F).

In questo lavoro di tesi non si tratterà della parte iniziale dell'analisi dati, che è stata svolta precedentemente, e che prevedeva: la calibrazione in energia dei rivelatori, i conteggi del segnale di pulser, la rimozione del segnale di pulser dai dati grezzi ottenuti dall'esperimento, la selezione dei segnali dei catodi dei PPAC A e B, la creazione di contorni di selezione per i PPACs, la rimozione della baseline dei segnali, la rimozione degli eventi interstrip, il conteggio della molteplicità degli eventi. Mediante i processi sopra descritti è già stata eseguita in parte una reiezione e una selezione dei dati utili ed è stato generato un file ROOT [36]. Il mio lavoro di tesi è stato quello di partire da questo file di dati e svolgere una serie di operazioni, che sono discusse in dettaglio in seguito, con lo scopo di ottenere i seguenti risultati:

- La sezione d'urto differenziale degli isotopi ^3He e ^4He prodotti nella reazione $^7\text{Be}+^{208}\text{Pb}$ a 40.5 MeV di energia;
- La sezione d'urto differenziale del ^7Be prodotto nella reazione $^8\text{B}+^{208}\text{Pb}$ a 50 MeV di energia.

Le procedure di analisi per i due sistemi sono molto simili ma presentano delle variazioni importanti dovute alla differente configurazione dell'apparato sperimentale e alla diversa natura di produzione del fascio. I passaggi principali di analisi dati compiuti per i sistemi $^7\text{Be}+^{208}\text{Pb}$ e $^8\text{B}+^{208}\text{Pb}$ sono:

- Creazione dei cut grafici nelle matrici $\Delta E-E_{tot}$;
- Assegnazione del Particle Identification (PID);
- Selezione degli isotopi di interesse;
- Conteggio degli eventi registrati per i diversi isotopi da ciascun pixel;
- Raggruppamento dei conteggi per strip adiacenti, per contenere gli errori statistici;
- Calcolo per ogni strip verticale del rapporto tra i conteggi di un prodotto di reazione e quelli di scattering elastico;
- Calcolo dell'angolo polare θ_{lab} di ciascuna strip verticale;
- Calcolo della medie pesate tra le stime ottenute dai rivelatori collocati nell'emisfero destro e sinistro, ove applicabile;
- Calcolo della distribuzione angolare del processo di scattering elastico ($d\sigma/d\Omega$ Rutherford);
- Calcolo della distribuzione angolare dei prodotti di reazione di interesse.

4.1 Analisi dati della reazione ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$

Per ciascun rivelatore (telescopi A,B,C,D,E,F), usando il programma ROOT, è stato possibile creare i grafici $\Delta E - E_{tot}$ (fig. 4.1) per identificare i vari isotopi. E' stato scelto di mettere E_{tot} invece di E_{res} nell'asse verticale perché in questo modo è più semplice distinguere i vari isotopi vicini nel grafico di correlazione bidimensionale $\Delta E - E_{tot}$, permettendo così di creare dei cuts più precisi.

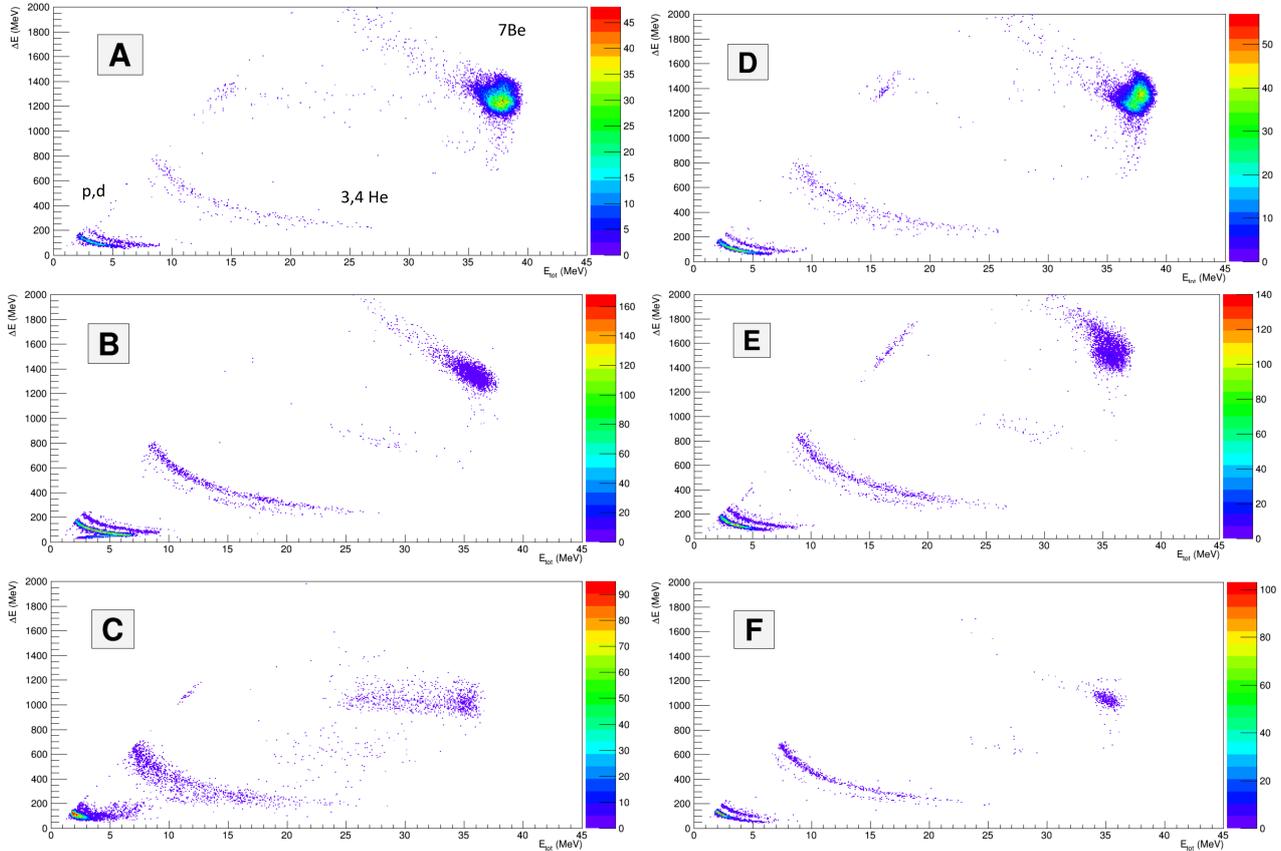


Figura 4.1: grafici $\Delta E - E_{tot}$ per rivelatori A,B,C,D,E,F per la reazione ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$, si possono osservare gli eventi relativi agli isotopi ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$ (dall'alto verso il basso). Sono stati disposti su ogni linea orizzontale i rivelatori omologhi (A,D), (B,E) e (C,F) in modo da rendere più facile e diretto un confronto tra questi.

Nella figura 4.1 sono presentati i grafici di correlazione bidimensionali $\Delta E - E_{tot}$. Come possiamo vedere, si può facilmente riconoscere il ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e una curva ben definita proveniente dal ${}^1\text{H}$ di cui possiamo persino osservare l'effetto di punch-through dello stadio E_{res} (es. pannello B della Fig. 4.1). Nel caso del telescopio C, vediamo un grafico di correlazione molto problematico (a causa di una instabilità nell'amplificazione del secondo stadio di rivelazione) che non permette una precisa selezione ed analisi dei vari isotopi. Mano a mano che ci si sposta ad angoli all'indietro è possibile osservare che la statistica diminuisce ed è quindi molto importante selezionare gli eventi in modo preciso e corretto ai fini di ottenere un'analisi dati più precisa possibile.

Un altro modo di visualizzare i vari isotopi è quello di plottare il grafico bidimensionale E_{tot} -Numero di Strip, dove si possono vedere i vari isotopi distribuiti lungo delle fasce orizzontali. Gli isotopi si distribuiscono (dall'alto verso il basso) nel modo seguente (figura 4.2): ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$.

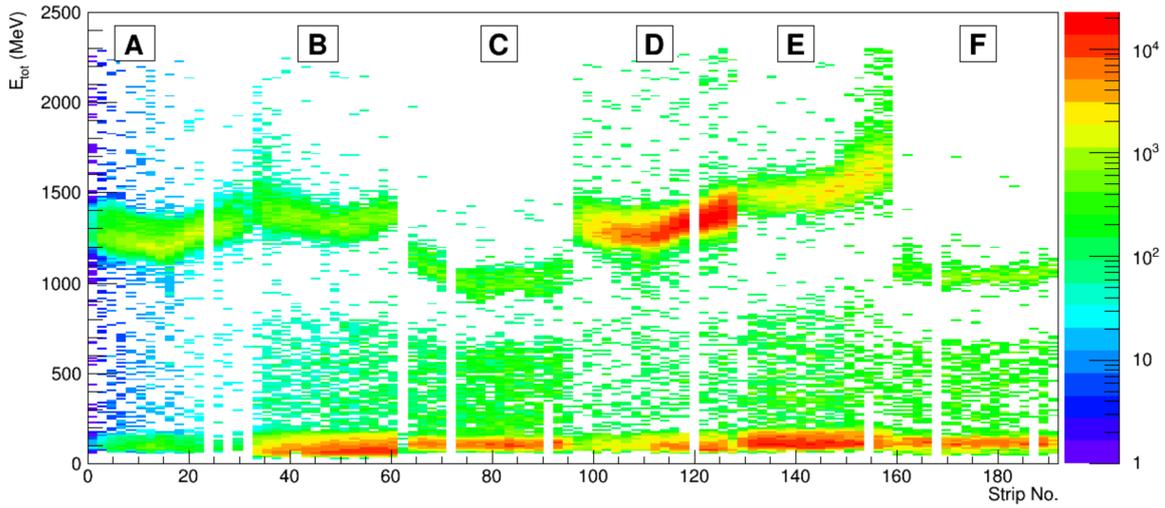


Figura 4.2: grafico $E_{tot} - strip$ per rivelatori A,B,C,D,E,F. Gli isotopi si distribuiscono (dal più alto al più basso) ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$. Per i telescopi A,B,C le strip sono suddivise A[0,32], B[32,64], C[64,96] con l'angolo polare che aumenta con il numero della strip mentre per i telescopi D,E,F le strip sono suddivise D[96,128], E[128,160], F[160,192] con l'angolo polare che diminuisce con il numero della strip per motivi di cablaggio elettronico.

4.1.1 Selezione grafica degli isotopi

Il primo passo è stato quello di creare i file di Cuts (Tagli) utilizzando delle opportune "forbici" elettroniche presenti in ROOT. Questa procedura consiste nel disegnare delle regioni chiuse nel grafico 2D $\Delta E - E_{tot}$ che contengano ognuna i differenti isotopi per i diversi rivelatori. Una volta realizzati graficamente, i cuts sono stati salvati in un file ROOT creato mediante terminale, ottenendo così 5 file di cuts per ogni telescopio, rispettivamente per il ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Be}$. Questi file di ROOT sono essenziali per i passi successivi perché, per mezzo di macro scritte nel linguaggio di programmazione C++, servono per selezionare e separare i vari eventi rivelati dai telescopi. Questo passaggio è necessario per l'assegnazione del PID che sarà svolta nel passaggio successivo. In figura 4.3 si possono vedere i cuts creati per il telescopio A. Nel caso del telescopio C, la realizzazione dei cuts è stata particolarmente complessa a causa della difficoltà nel distinguere le linee di separazione dei vari isotopi vicini.

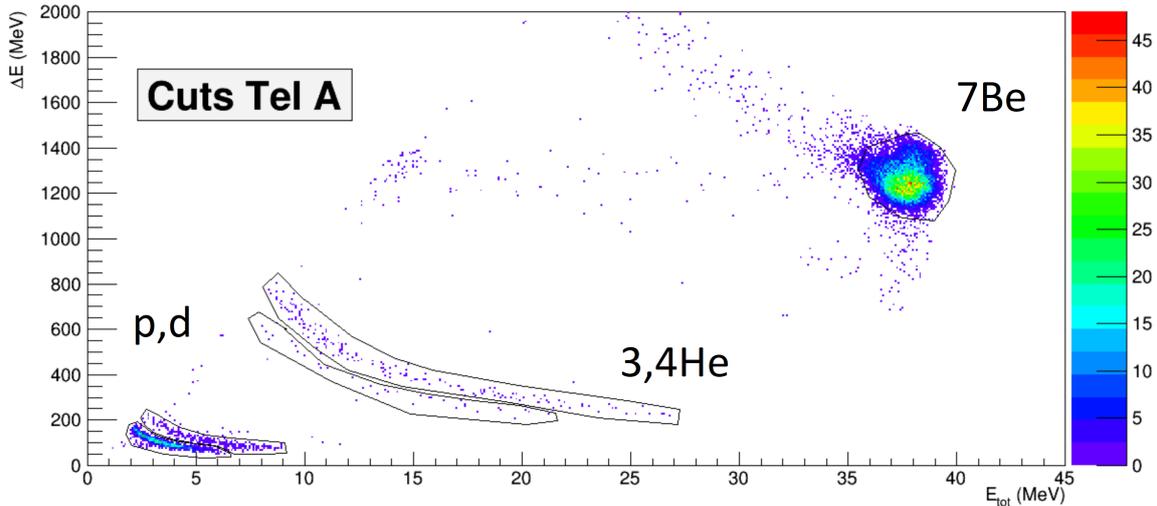


Figura 4.3: Cuts telescopio A dei vari isotopi ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$ sovrapposti al grafico $\Delta E - E_{tot}$ per il rivelatore A. E' stato scelto di mettere E_{tot} invece di E_{res} nell'asse verticale perché in questo modo è più semplice distinguere i vari isotopi vicini (p, d, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$).

4.1.2 Assegnazione del PID

Mediante la macro PID-Selection.C (riportata in Appendice) scritta sempre nel linguaggio di programmazione C++ ed eseguita in ROOT è stato possibile associare agli eventi racchiusi nei diversi cuts grafici la tipologia di isotopo corrispondente. In questo modo, nel file ROOT è stata creata una nuova variabile che permette di selezionare i vari isotopi nell'analisi dati che è stata eseguita. In appendice è possibile vedere la macro in C++, in particolare si noti la parte interna al main() che permette di identificare gli eventi all'interno dei cuts, creati per i vari telescopi, in una variabile PID che può assumere diversi valori in base all'isotopo di interesse. Questo processo di selezione è possibile grazie all'utilizzo, nella macro PID.Selection.C, dei cuts realizzati precedentemente. Nel caso del telescopio C sono stati considerati i cuts relativi all' ^4He , ^3He e ^7Be dato che la statistica molto bassa non permette una distinzione degli eventi relativi al ^1H e ^2H . In tutti gli altri telescopi sono stati considerati gli eventi relativi a tutti gli isotopi selezionati tramite i cuts. Come si può vedere nel programma, con A=1 sono stati indicati i protoni, con A=2 i deutoni, con A=3 il ^3He , con A=4 il ^4He , con A=7 il ^7Be . Quindi per ogni evento rivelato è stata assegnata la variabile A corretta.

4.1.3 Selezione degli Isotopi

Usando la macro Y.IsotopeSelection.C (programma in Appendice), eseguita in ROOT, sono stati selezionati gli eventi relativi agli isotopi ^4He , ^3He e ^7Be mediante la creazione di tre file ROOT. Ognuno di questi file contiene i dati relativi a tutti i sei telescopi. In Appendice è possibile prendere visione del programma in C++ utilizzato in questa parte di analisi e che permette di selezionare gli isotopi creando i relativi file ROOT per ciascuno di essi. Questo passaggio è molto importante in quanto permette di distinguere gli eventi rivelati relativi ai vari isotopi. Successivamente si lavorerà utilizzando i file di ROOT, creati in questa sezione, in modo da ottenere il numero totale di eventi rivelati dai vari telescopi per ciascun isotopo, permettendo così il calcolo dei rapporti tra gli isotopi stessi. In questa macro è stata imposta una soglia di energia pari a 12 MeV per minimizzare le contaminazioni sugli eventi rivelati, dovute a reazioni del fascio incidente (non perfettamente collimato) con il supporto in alluminio del bersaglio.

4.1.4 Conteggio del numero di eventi rivelati in ogni pixel

In questo passaggio è stato contato il numero di eventi per pixel di ogni telescopio, nel caso degli isotopi ^4He , ^3He e ^7Be , mediante la macro Y-PixelCounting.C (Appendice). In questo modo è stato possibile ottenere come file di output delle matrici in formato ".txt" che raffigurano il numero di eventi rivelati per ogni pixel dei telescopi. Il file di testo è stato poi inserito in Excel per permetterne una migliore visualizzazione e gestione. Nelle figure [4.4-4.12] è possibile vedere queste matrici rispettivamente per i sei telescopi. Le zone colorate in rosso indicano un addensamento maggiore di eventi mentre quelle in verde evidenziano una presenza minore di eventi. Il passaggio successivo è stato quello di eliminare dalle matrici di ogni telescopio le strip orizzontali e verticali agli estremi. Questa procedura è giustificata dal fatto che ai bordi dei rivelatori l'informazione degli eventi risulta inaffidabile a causa della traiettoria particolarmente obliqua delle particelle che giungono nelle zone estremali del rivelatori, riducendone pertanto l'efficienza.

Dopo aver rimosso i bordi, sono stati sommati tutti gli eventi per ogni pixel di ogni strip verticale, ottenendo per ogni telescopio una sequenza di 14 numeri che indica il numero totale di eventi per ogni strip verticale. Questa procedura è stata svolta nel caso dei 3 isotopi ^4He , ^3He e ^7Be . Come errore associato alle somme è stato considerato quello Poissoniano dato dalla radice del numero totale dei conteggi. Dopo aver fatto un primo grafico dei rapporti tra $^3\text{He}/^7\text{Be}$ e $^4\text{He}/^7\text{Be}$ in funzione della strip, è stato deciso di considerare una configurazione diversa delle strip dei vari telescopi a causa di una carenza di statistica e di possibili fenomeni che portano ad una riduzione dell'informazione, come ad esempio l'ombra del target.

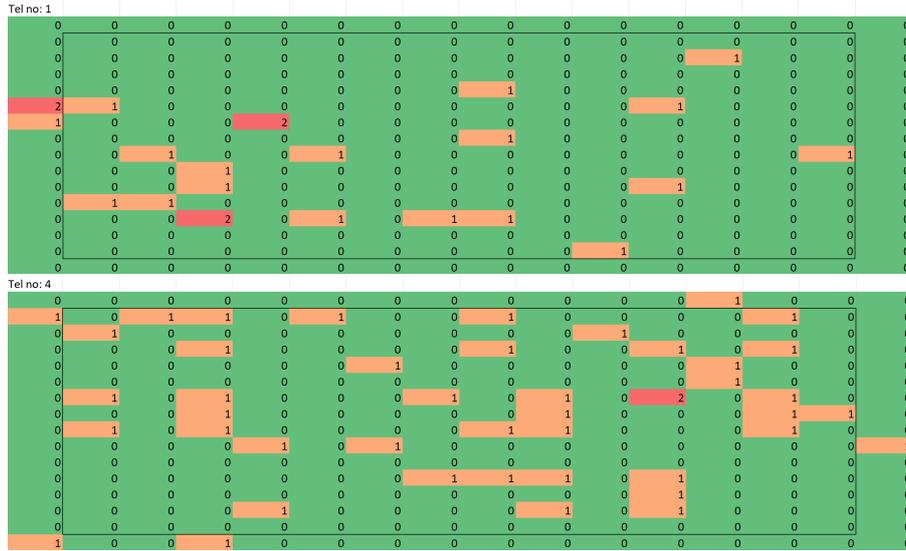


Figura 4.4: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^3\text{He}$ per i telescopi omologhi A-D, dove è stata utilizzata una visualizzazione a colori che permette di identificare i pixel con un numero maggiore di eventi rivelati: rosso in presenza di un numero maggiore di conteggi e verde nel caso di presenza minore di eventi rivelati. In queste matrici sono stati eliminati i pixel relativi alle strip sul "bordo". Sono rappresentati i rivelatori omologhi (A,D), (B,E) e (C,F) in modo da rendere più facile e diretto un confronto tra questi.

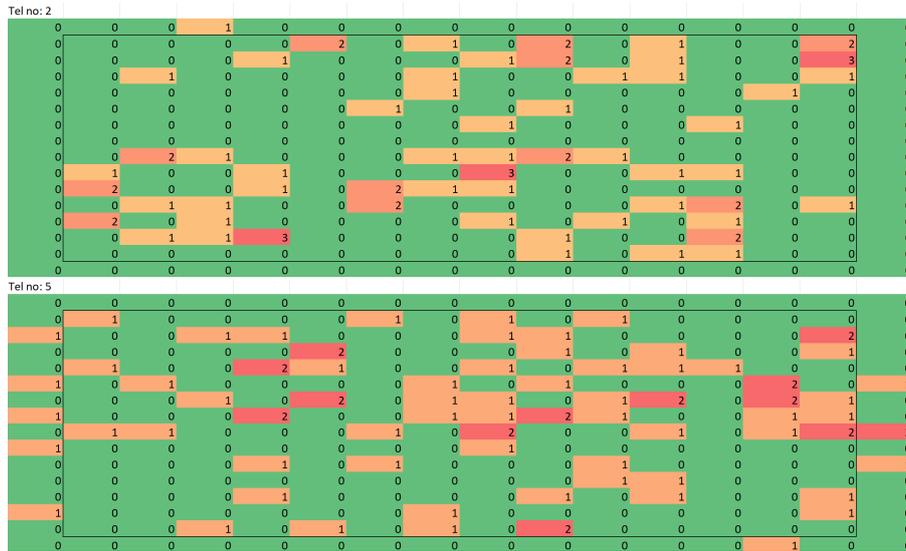


Figura 4.5: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^3\text{He}$ per i telescopi omologhi B-E.



Figura 4.6: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^3\text{He}$ per i telescopi omologhi C-F.

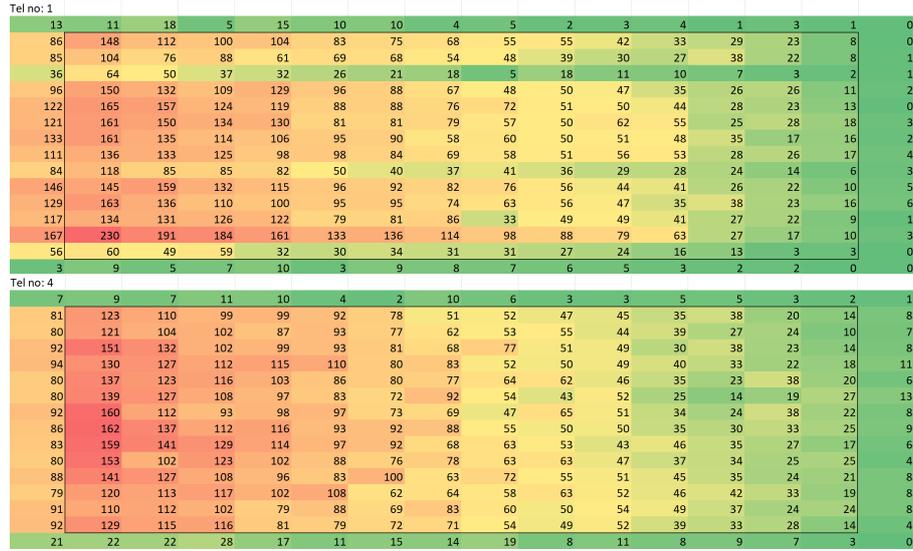


Figura 4.10: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^7\text{Be}$ per i telescopi omologhi A-D.

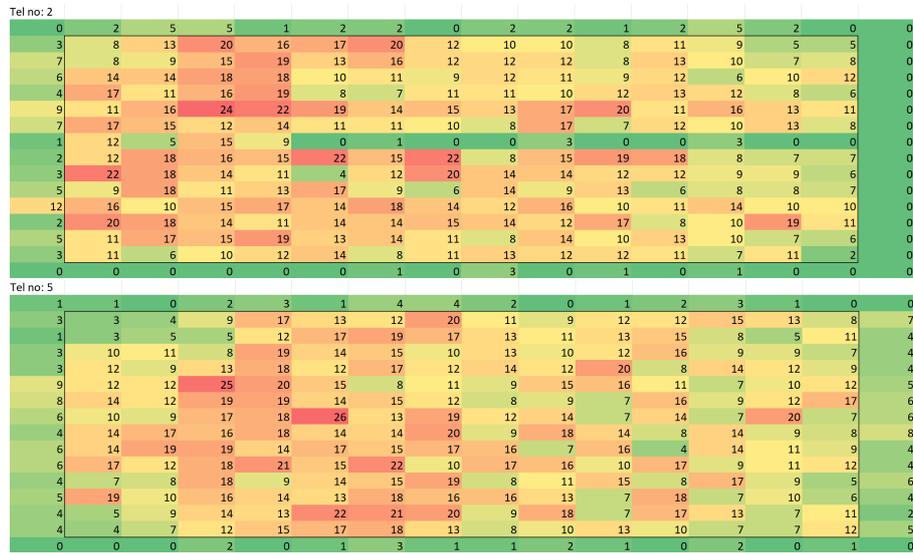


Figura 4.11: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^7\text{Be}$ per i telescopi omologhi B-E.

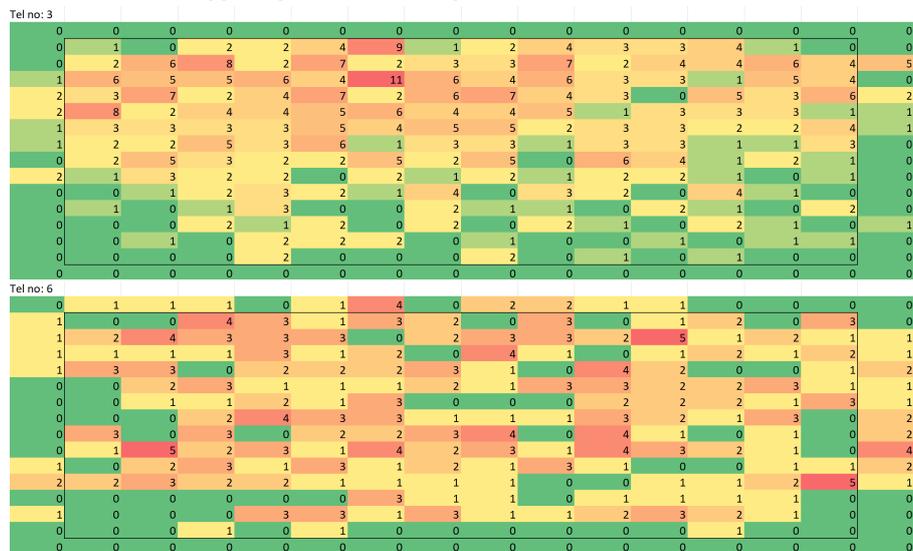


Figura 4.12: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ${}^7\text{Be}$ per i telescopi omologhi C-F.

In particolare è stata selezionata una configurazione che prevede:

- per i telescopi A,B,D,E è stata effettuata la somma delle strip due a due (2-2-2-2-2-2) ottenendo quindi una sequenza di 7 numeri con i rispettivi errori sempre dati dalla radice della somma dei conteggi di 2 strip;
- per i telescopi C,F è stata decisa una configurazione in cui le prime 6 strip sono sommate tre a tre e le ultime 8 invece sono stata raggruppate 4 a 4 per compensare il problema della mancanza di statistica.

Questa configurazione ha risolto in parte i problemi, permettendo di arrivare a risultati con minori fluttuazioni statistiche rispetto alla configurazione iniziale. La parte successiva di analisi prenderà in considerazione solo questa ultima configurazione.

4.1.5 Calcolo del rapporto rispetto allo scattering elastico

Si esegue ora il rapporto tra le somme dei conteggi calcolate in precedenza tra ${}^3\text{He}/{}^7\text{Be}$ e ${}^4\text{He}/{}^7\text{Be}$ per ogni telescopio A, B, C, D, E ed F nella configurazione descritta sopra. È stato scelto di calcolare il rapporto rispetto al ${}^7\text{Be}$, prodotto dallo scattering elastico, perché in questo modo i rapporti ottenuti normalizzano la probabilità di produrre il ${}^3\text{He}$ o ${}^4\text{He}$ alla probabilità che avvenga un processo di diffusione elastica. Si tratta quindi di un metodo di normalizzazione della probabilità.

Per confrontare i rapporti ottenuti ad angoli omologhi dai rivelatori collocati nell'emisfero destro e sinistro del piano di reazione, ovvero A con D, B con E ed, infine, C con F è stato graficato il loro andamento in funzione delle strip in una situazione che prevede la presenza di due curve dovute alla configurazione dell'esperimento; infatti i dati sull'asse orizzontale sono relativi alla sovrapposizione dei telescopi omologhi A,D per i primi 7 valori, di B,E per altri 7 valori e di C,F per gli ultimi 4 valori. I risultati sono riportati nelle tabelle e nei grafici sottostanti (4.1, 4.13, 4.2, 4.14). L'errore associato al rapporto è stato calcolato mediante la formula di propagazione dell'errore ed è dato da:

$$R = \frac{N({}^3\text{He}/{}^4\text{He})}{N({}^7\text{Be})} \quad (4.1)$$

$$\sigma(R) = R \sqrt{\left(\frac{\sigma(N_{3\text{He}/4\text{He}})}{N_{3\text{He}/4\text{He}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(N_{7\text{Be}})}{N_{7\text{Be}}}\right)^2} \quad (4.2)$$

4.1.6 Calcolo dell'angolo polare θ_{lab}

Mediante una simulazione Montecarlo è stato possibile calcolare il θ_{lab} , ovvero l'intervallo di angoli polari coperti da ciascuna strip verticale, prendendo in considerazione la configurazione scelta in precedenza. Per fare questo lavoro abbiamo sfruttato quanto già svolto in precedenza [37] per lo studio recentemente pubblicato dello scattering elastico. Sono riportati in questa sezione i valori ottenuti nella parte di analisi dati non trattata in questo lavoro. Nella tabella 4.3 sono riportate le tabelle dove sono riportati i valori dei θ_{lab} nel caso dei rapporti relativi al ${}^4\text{He}$ e ${}^3\text{He}$. I valori degli angoli polari risultano gli stessi per entrambi gli isotopi.

4.1.7 Valutazione delle medie pesate

A questo punto sono state effettuate le medie pesate dei valori dei rapporti per i telescopi collocati ad angolo omologhi rispetto alla direzione del fascio, ovvero A e D, B ed E ed, infine, C ed F, utilizzando le formule della media pesata con il suo relativo errore:

Strip	Rapporto	Errore	Telescopio	Strip	Rapporto	Errore	Telescopio
A1	0,006	0,001	A	D1	0,010	0,002	D
A2	0,005	0,001		D2	0,010	0,002	
A3	0,008	0,002		D3	0,010	0,002	
A4	0,007	0,002		D4	0,011	0,003	
A5	0,008	0,002		D5	0,008	0,002	
A6	0,014	0,004		D6	0,009	0,003	
A7	0,007	0,004		D7	0,026	0,006	
B1	0,16	0,02	B	E1	0,16	0,03	E
B2	0,09	0,02		E2	0,10	0,02	
B3	0,16	0,02		E3	0,12	0,02	
B4	0,19	0,03		E4	0,16	0,02	
B5	0,16	0,02		E5	0,15	0,02	
B6	0,22	0,03		E6	0,22	0,03	
B7	0,25	0,04		E7	0,19	0,03	
C1	0,7	0,1	C	F1	0,5	0,1	F
C2	0,51	0,08		F2	0,33	0,08	
C3	0,65	0,09		F3	0,6	0,1	
C4	0,49	0,08		F4	0,5	0,1	

Tabella 4.1: Tabella che mostra i valori del rapporto ${}^4\text{He}/{}^7\text{Be}$ con il suo errore associato alle varie strip dei diversi telescopi A, B, C, D, E, F. Per identificare i telescopi omologhi e aiutare la comprensione della tabella sono stati usati i colori per identificare i diversi telescopi. A(giallo), B(verde), C(Rosso), D(azzurro), E(arancione), F(grigio). I telescopi omologhi risultano essere A-D, B-E, C-F.

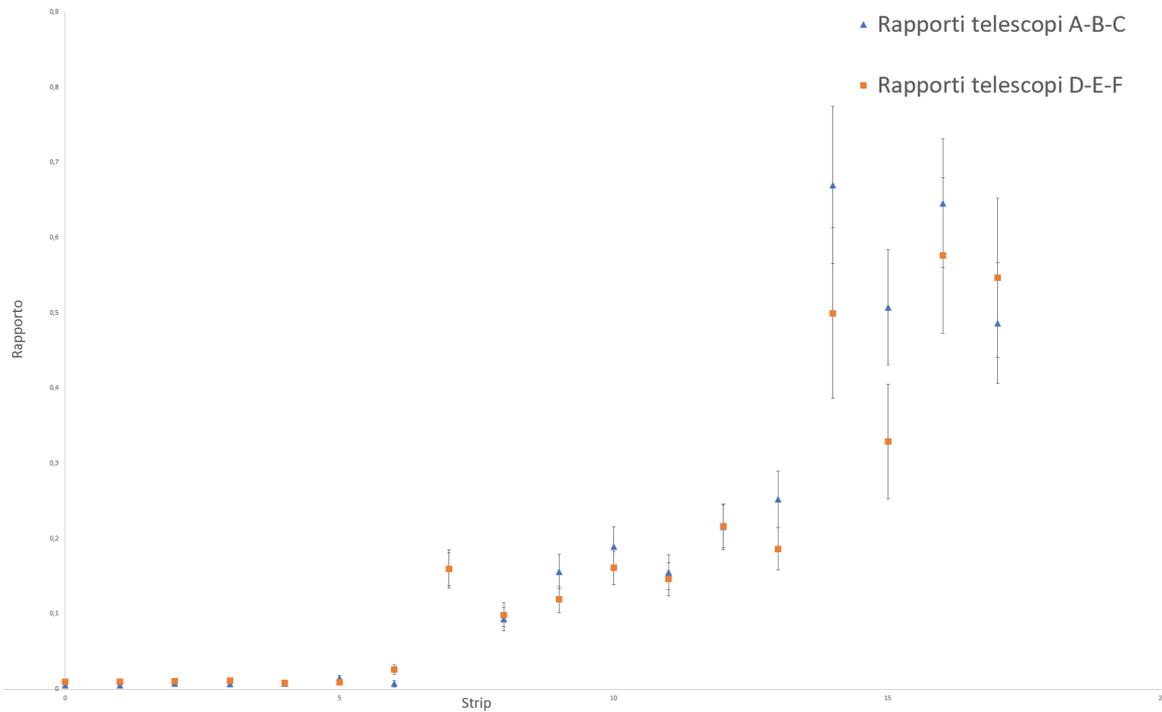


Figura 4.13: grafico Rapporto-Strip No. per rivelatori A,B,C e D,E,F relativi ai rapporti ${}^4\text{He}/{}^7\text{Be}$. I dati sull'asse orizzontale sono relativi alla sovrapposizione dei telescopi A,D per i primi 7 valori, di B,E per altri 7 valori e di C,F per gli ultimi 4 valori. Ricordiamo che i telescopi omologhi risultano essere A-D, B-E, C-F.

Strip	Rapporto	Errore	Telescopio	Strip	Rapporto	Errore	Telescopio
A1	0,001	0,001	A	D1	0,001	0,001	D
A2	0,002	0,001		D2	0,002	0,001	
A3	0,001	0,001		D3	0,001	0,001	
A4	0,002	0,001		D4	0,003	0,001	
A5	0,001	0,001		D5	0,004	0,002	
A6	0,003	0,002		D6	0,008	0,003	
A7	0,002	0,002		D7	0,009	0,004	
B1	0,03	0,01	B	E1	0,02	0,01	E
B2	0,02	0,01		E2	0,02	0,01	
B3	0,02	0,01		E3	0,02	0,01	
B4	0,04	0,01		E4	0,03	0,01	
B5	0,04	0,01		E5	0,04	0,01	
B6	0,05	0,01		E6	0,02	0,01	
B7	0,04	0,01		E7	0,05	0,01	
C1	0,09	0,03	C	F1	0,09	0,04	F
C2	0,15	0,04		F2	0,12	0,04	
C3	0,16	0,04		F3	0,09	0,03	
C4	0,21	0,05		F4	0,15	0,05	

Tabella 4.2: Come per la tabella 4.1, ma per il ^3He .

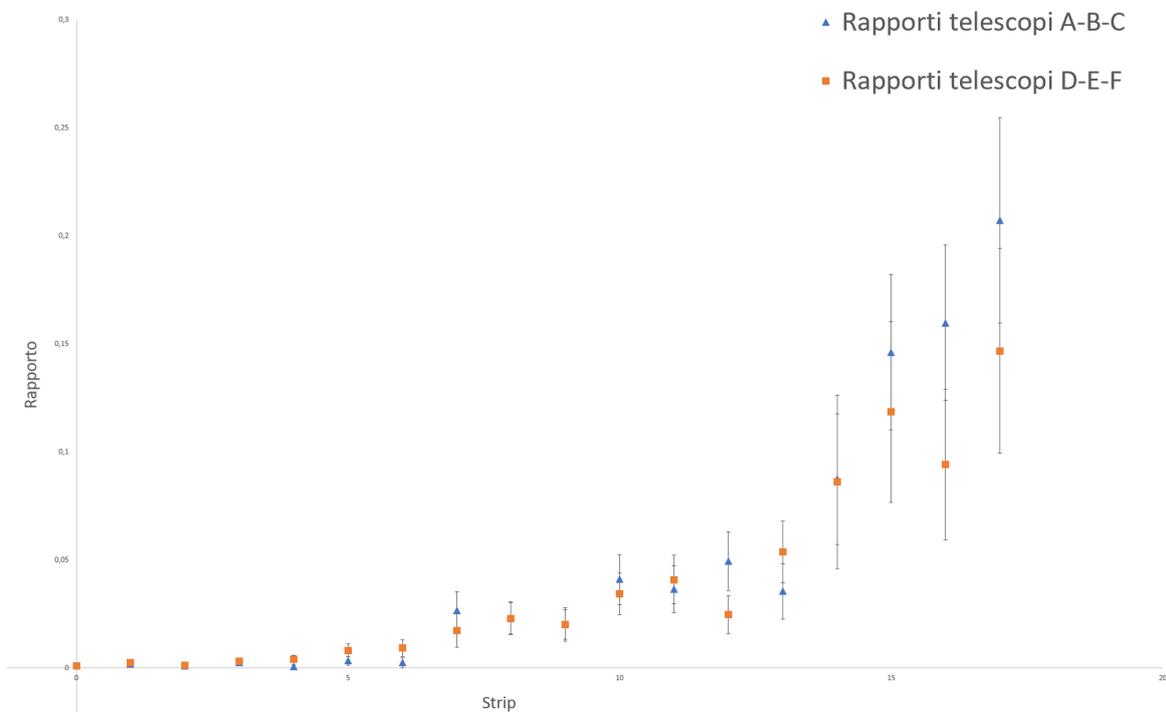


Figura 4.14: grafici Rapporto-Strip No. per rivelatori A,B,C e D,E,F relativi ai rapporti $^3\text{He}/^7\text{Be}$. I dati sull'asse orizzontale sono relativi alla sovrapposizione dei telescopi A,D per i primi 7 valori, di B,E per altri 7 valori e di C,F per gli ultimi 4 valori.

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	A	D
A2	D2	61	1		
A3	D3	65	1		
A4	D4	69,2	0,9		
A5	D5	73,2	0,9		
A6	D6	77,1	0,9		
A7	D7	80,9	0,8		
B1	E1	99,0	0,8	B	E
B2	E2	102,8	0,9		
B3	E3	106,7	0,9		
B4	E4	110,7	0,9		
B5	E5	115	1		
B6	E6	119	1		
B7	E7	122	1		
C1	F1	143	1	C	F
C2	F2	148	1		
C3	F3	154	2		
C4	F4	160	2		

Tabella 4.3: tabella dove sono riportati i valori dei θ_{lab} , ovvero l'intervallo di angoli polari coperti da ciascuna strip verticale, prendendo in considerazione la configurazione scelta in precedenza, nel caso dei rapporti relativi al ${}^4\text{He}$ e ${}^3\text{He}$. I valori degli angoli polari risultano gli stessi per entrambi gli isotopi.

$$\bar{x}_p = \frac{\sum_{i=1}^N \bar{x}_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i^2}$$

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i^2}}$$

I valori ottenuti delle medie pesate dei rapporti del ${}^3\text{He}$ e del ${}^4\text{He}$ sono riportati nelle tabelle 4.4 e 4.5 sotto:

Osservando le tabelle è possibile notare che manca il valore relativo all'angolo $\theta_{lab} = 99.0^\circ$. La scelta di eliminare questo valore nasce dall'osservazione del grafico finale della distribuzione angolare del ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, che mostrava il punto associato a questo evento discostato in modo molto anomalo dall'andamento della curva e quindi si è proceduto con una reiezione dei dati. Questo punto problematico relativo a tale angolo, che è stato eliminato sia per il ${}^3\text{He}$ e il ${}^4\text{He}$, può essere spiegato dal fatto che l'effetto dovuto allo spessore del target nella zona di rivelazione prossima a 90° può incidere in modo diverso sui diversi ioni rivelati. Per tale motivo abbiamo preferito scartare questo dato nell'analisi successiva.

4.1.8 Calcolo della sezione d'urto differenziale di Rutherford

La distribuzione angolare dei prodotti di reazione ${}^4\text{He}$ e ${}^3\text{He}$ è data dalla seguente formula

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = R \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Ruth_{Lab}} \quad (\text{Ratio-to-Rutherford})_{Lab} \quad (4.3)$$

dove con R si indica il rapporto appena determinato e relativo al ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, con Ratio-to-Rutherford si intende il valore, già misurato sperimentalmente [37], della distribuzione angolare del ${}^7\text{Be}$ rispetto a quella previsto per un processo esclusivamente coulombiano (e pertanto descritto dalla sezione d'urto differenziale di Rutherford, $[\frac{d\sigma}{d\Omega}]$).

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	Media Pesata	Errore	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	0,007	0,001	A	D
A2	D2	61	1	0,007	0,001		
A3	D3	65	1	0,009	0,001		
A4	D4	69,2	0,9	0,009	0,002		
A5	D5	73,2	0,9	0,008	0,002		
A6	D6	77,1	0,9	0,011	0,002		
A7	D7	80,9	0,8	0,013	0,004		
B2	E2	102,8	0,9	0,10	0,01	B	E
B3	E3	106,7	0,9	0,13	0,01		
B4	E4	110,7	0,9	0,17	0,02		
B5	E5	115	1	0,15	0,02		
B6	E6	119	1	0,22	0,02		
B7	E7	122	1	0,21	0,02		
C1	F1	143	1	0,59	0,08	C	F
C2	F2	148	1	0,42	0,05		
C3	F3	154	2	0,62	0,07		
C4	F4	160	2	0,51	0,06		

Tabella 4.4: Medie pesate con errore relative alle diverse strip dei vari telescopi omologhi rispetto la direzione del fascio A-D, B-E, C-F per il ^4He .

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	Media Pesata	Errore	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	0,0011	0,0004	A	D
A2	D2	61	1	0,002	0,001		
A3	D3	65	1	0,001	0,000		
A4	D4	69,2	0,9	0,003	0,001		
A5	D5	73,2	0,9	0,001	0,001		
A6	D6	77,1	0,9	0,005	0,002		
A7	D7	80,9	0,8	0,004	0,002		
B2	E2	102,8	0,9	0,02	0,01	B	E
B3	E3	106,7	0,9	0,02	0,01		
B4	E4	110,7	0,9	0,04	0,01		
B5	E5	115	1	0,04	0,01		
B6	E6	119	1	0,03	0,01		
B7	E7	122	1	0,04	0,01		
C1	F1	143	1	0,09	0,02	C	F
C2	F2	148	1	0,13	0,03		
C3	F3	154	2	0,13	0,02		
C4	F4	160	2	0,18	0,03		

Tabella 4.5: Medie pesate con errore relative alle diverse strip dei vari telescopi omologhi rispetto la direzione del fascio A-D, B-E, C-F per il ^3He .

Quest'ultimo valore può essere calcolato teoricamente usando il programma LISE++ [38]. Dal momento che la sezione d'urto differenziale di Rutherford è il risultato di una stima teorica, non vengono considerati gli errori su questo parametro. I valori di $[\frac{d\sigma}{d\Omega}]$ (mb/sr) ottenuti risultano essere:

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	Rutherford	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	$1,60 \cdot 10^3$	A	D
A2	D2	61	1	$1,26 \cdot 10^3$		
A3	D3	65	1	$1,01 \cdot 10^3$		
A4	D4	69,2	0,9	$8,25 \cdot 10^2$		
A5	D5	73,2	0,9	$6,79 \cdot 10^2$		
A6	D6	77,1	0,9	$5,69 \cdot 10^2$		
A7	D7	80,9	0,8	$4,84 \cdot 10^2$		
B2	E2	102,8	0,9	$2,30 \cdot 10^2$	B	E
B3	E3	106,7	0,9	$2,07 \cdot 10^2$		
B4	E4	110,7	0,9	$1,87 \cdot 10^2$		
B5	E5	115	1	$1,71 \cdot 10^2$		
B6	E6	119	1	$1,57 \cdot 10^2$		
B7	E7	122	1	$1,45 \cdot 10^2$		
C1	F1	143	1	$1,06 \cdot 10^2$	C	F
C2	F2	148	1	$1,01 \cdot 10^2$		
C3	F3	154	2	$9,52 \cdot 10$		
C4	F4	160	2	$9,11 \cdot 10$		

Tabella 4.6: Sezione d'urto differenziale di Rutherford nel sistema di riferimento del laboratorio per gli angoli polari θ_{lab} in cui sono stati misurati i rapporti tra i prodotti di reazione ${}^3\text{He}$ ed ${}^4\text{He}$ ed i nuclei di ${}^7\text{Be}$ diffusi elasticamente.

4.1.9 Distribuzione angolare dei prodotti di reazione

L'ultimo passo dell'analisi dati consiste nel calcolo della distribuzione angolare per il ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ usando la formula già riportata in precedenza (Eq. 4.3) ed il suo errore:

$$\sigma \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma R}{R} \right)^2 + \left(\frac{\sigma \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \right)^2} \quad (4.4)$$

I valori sperimentali del rapporto rispetto alla sezione d'urto differenziale di Rutherford misurati sperimentalmente sono :

In questa tabella riassuntiva vediamo il θ_{lab} , l'errore del θ_{lab} , la distribuzione angolare finale del ${}^3\text{He}$ ($ds/d\Omega$) e ${}^4\text{He}$ ($ds/d\Omega$) con relativi errori.

A questo punto non resta che eseguire il calcolo effettivo della distribuzione angolare degli isotopi ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$. I grafici finali e la tabella riassuntiva sono riportate qui di seguito (fig. 4.15 e tab. 4.8, 4.9).

Discuteremo l'andamento delle distribuzioni angolari ottenute nel capitolo finale, dopo aver proceduto anche alla valutazione della sezione d'urto differenziale del ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$, argomento della prossima sezione della tesi.

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	Ratio to Rutherford	Errore	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	1,02	0,01	A	D
A2	D2	61	1	1,02	0,01		
A3	D3	65	1	0,99	0,02		
A4	D4	69,2	0,9	1,00	0,02		
A5	D5	73,2	0,9	0,97	0,02		
A6	D6	77,1	0,9	0,99	0,02		
A7	D7	80,9	0,8	1,00	0,03		
B2	E2	102,8	0,9	0,91	0,03	B	E
B3	E3	106,7	0,9	0,81	0,03		
B4	E4	110,7	0,9	0,78	0,03		
B5	E5	115	1	0,80	0,03		
B6	E6	119	1	0,79	0,03		
B7	E7	122	1	0,76	0,03		
C1	F1	143	1	0,46	0,03	C	F
C2	F2	148	1	0,45	0,03		
C3	F3	154	2	0,40	0,02		
C4	F4	160	2	0,40	0,02		

Tabella 4.7: valori sperimentali del rapporto rispetto alla sezione d'urto differenziale di Rutherford, con relativo errore, misurati sperimentalmente.

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	$ds/d\Omega$ ^4He (mb/sr)	errore (mb/sr)	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	12	2	A	D
A2	D2	61	1	9	1		
A3	D3	65	1	9	1		
A4	D4	69,2	0,9	7	1		
A5	D5	73,2	0,9	5	1		
A6	D6	77,1	0,9	6	1		
A7	D7	80,9	0,8	6	2		
B2	E2	102,8	0,9	20	2	B	E
B3	E3	106,7	0,9	22	2		
B4	E4	110,7	0,9	25	3		
B5	E5	115	1	21	2		
B6	E6	119	1	27	3		
B7	E7	122	1	23	3		
C1	F1	143	1	29	4	C	F
C2	F2	148	1	19	3		
C3	F3	154	2	24	3		
C4	F4	160	2	19	3		

Tabella 4.8: Tabella riassuntiva dove osserviamo il θ_{lab} , l'errore del θ_{lab} , la distribuzione angolare finale, calcolate mediante le formule scritte precedentemente del ^4He (ds/dW) con relativi errori.

Strip	Strip	θ_{lab}	Errore	$ds/d\Omega$ ${}^3\text{He}$ (mb/sr)	errore (mb/sr)	Telescopio	Telescopio
A1	D1	58	1	1,8	0,6	A	D
A2	D2	61	1	2,8	0,8		
A3	D3	65	1	1,1	0,5		
A4	D4	69,2	0,9	2,3	0,7		
A5	D5	73,2	0,9	0,9	0,5		
A6	D6	77,1	0,9	2,7	0,9		
A7	D7	80,9	0,8	2	1		
B2	E2	102,8	0,9	5	1	B	E
B3	E3	106,7	0,9	3,4	0,9		
B4	E4	110,7	0,9	5	1		
B5	E5	115	1	5	1		
B6	E6	119	1	4,0	0,9		
B7	E7	122	1	5	1		
C1	F1	143	1	4	1		
C2	F2	148	1	6	1		
C3	F3	154	2	5	1		
C4	F4	160	2	6	1		

Tabella 4.9: Tabella riassuntiva dove osserviamo il θ_{lab} , l'errore del θ_{lab} , la distribuzione angolare finale, calcolate mediante le formule scritte precedentemente del ${}^3\text{He}$ ($ds/d\Omega$) con relativi errori.

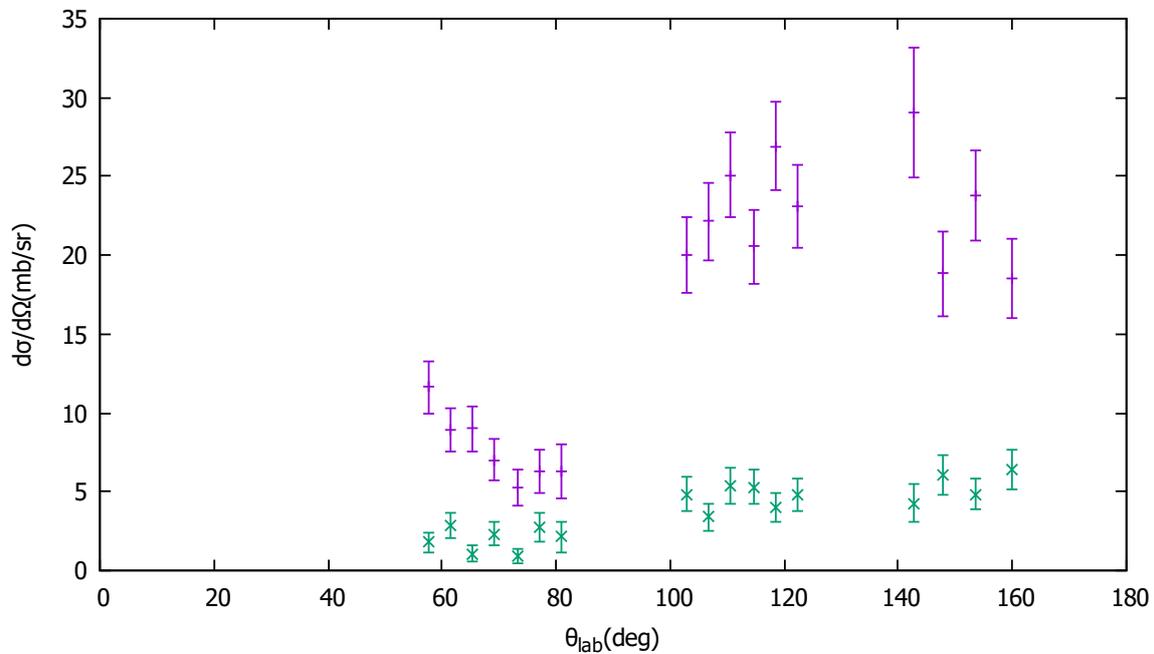


Figura 4.15: Sezione d'urto differenziale della produzione di ${}^4\text{He}$ (Viola) e di ${}^3\text{He}$ (Verde) nella reazione ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$ ad un'energia incidente di 40.5 MeV.

4.2 Analisi dati della reazione ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$

L'analisi dei dati della reazione ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$ ha seguito una procedura simile a quella dei dati della precedente reazione. In questa sezione riepiloghiamo i passi principali, mettendo particolarmente in luce gli aspetti peculiari di questo esperimento.

Per ogni rivelatore (A, B, C, D, E ed F), utilizzando il software ROOT è stato possibile creare i grafici $\Delta E-E_{tot}$ (è usato anche in questo caso E_{tot} invece di E_{res} per lo stesso motivo visto in precedenza) per identificare i vari isotopi.

Nella figura 4.16 sono presenti i grafici di correlazione bidimensionali $\Delta E-E_{tot}$. Come possiamo vedere, si può facilmente riconoscere il ${}^8\text{B}$, il ${}^7\text{Be}$, il ${}^4\text{He}$, il ${}^3\text{He}$, il ${}^2\text{H}$ ed, infine, una curva ben definita originata dal ${}^1\text{H}$, di cui possiamo persino osservare l'effetto di punch-through dello stadio E_{res} (vedi Fig. 4.16).

Il fascio primario di ${}^6\text{Li}$ è stato prodotto mediante l'uso del ciclotrone, che è un acceleratore a radiofrequenza. L'interazione del fascio primario con il bersaglio gassoso di ${}^3\text{He}$ genera un cocktail beam, contenente principalmente ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^3\text{He}$. Questi isotopi hanno velocità lineari diverse e pertanto impiegheranno tempi diversi per attraversare la facility CRIB ed arrivare al bersaglio secondario di ${}^{208}\text{Pb}$. La misura della distanza temporale tra il segnale della radiofrequenza del ciclotrone e l'arrivo di un segnale fisico sui rivelatori di EXPADES ci fornisce una sorta di tempo di volo del fascio incidente, e pertanto ci dà una possibilità di distinguere off-line gli eventi fisici generati dai diversi fasci del cocktail beam iniziale. Chiamiamo questo parametro ulteriore dell'analisi (non presente nel caso della reazione ${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$, dal momento che in quel caso il fascio primario era prodotto in maniera continua con l'acceleratore Tandem dei LNL) RF, ovvero RadioFrequenza. La procedura di assegnazione del valore di RF ad ogni evento è stata realizzata in una fase precedente dell'analisi. In questo lavoro di tesi sono stati considerati gli eventi che generano ${}^8\text{B}$ e ${}^7\text{Be}$ caratterizzati entrambi da una $\text{RF} = 8$, ovvero generati da un fascio incidente di ${}^8\text{B}$.

Gli eventi di ${}^7\text{Be}$ possono essere generati da 2 fasci diversi:

- Una parte di ${}^7\text{Be}$ è data come prodotto dello scattering elastico tra il fascio secondario di ${}^7\text{Be}$ ($\text{RF} = 7$) ed il bersaglio ${}^{208}\text{Pb}$;
- La seconda parte, quella a cui siamo maggiormente interessati, è originata dall'interazione del fascio secondario di ${}^8\text{B}$, caratterizzato da $\text{RF}=8$, e il bersaglio di ${}^{208}\text{Pb}$;

Nella sezione successiva, i cuts grafici del ${}^7\text{Be}$ per i vari telescopi conterranno entrambe le componenti descritte sopra. Inoltre, anche se la procedura di analisi dati sembra molto simile, ci sono delle differenze sostanziali presenti nei programmi in C++ e nel calcolo della distribuzione angolare finale che derivano dalla diversa natura di produzione del fascio e dalla differente configurazione del set-up sperimentale. Nel caso del telescopio B vediamo un grafico di correlazione problematico che non permette una precisa selezione e analisi dei vari isotopi. Più ci si sposta ad angoli all'indietro ed è maggiormente possibile osservare come la statistica diminuisca.

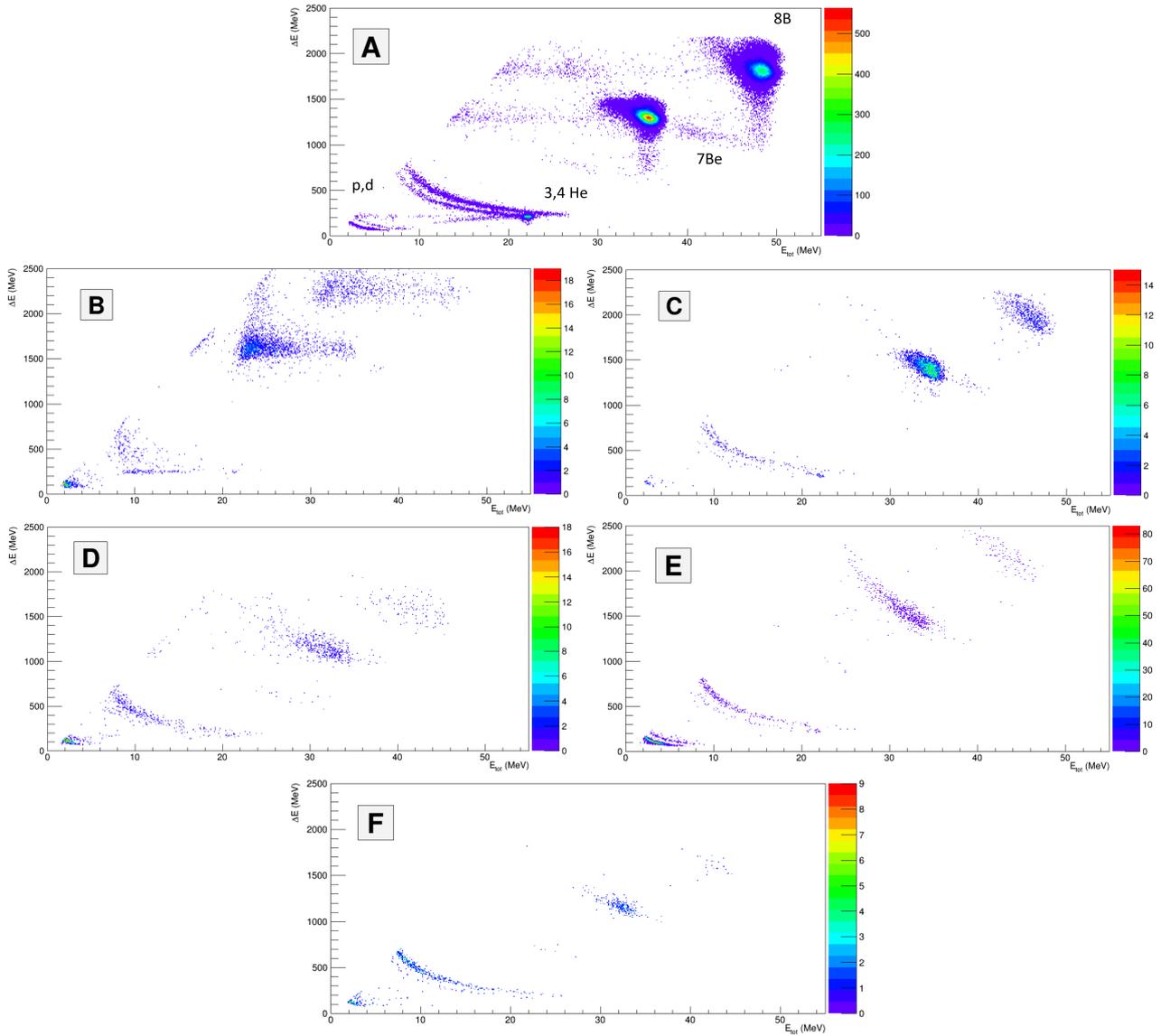


Figura 4.16: grafici $\Delta E - E_{tot}$ per rivelatori A,B,C,D,E,F per la reazione ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$, si possono osservare gli eventi relativi agli isotopi ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$ (dal più alto al più basso). Sono stati disposti su ogni linea orizzontale i rivelatori omologhi (A), (B,C) e (D,E) e (F) in modo da rendere più facile e diretto un confronto tra questi. Andando verso angoli all'indietro la statistica diminuisce.

Come si può vedere in figura 4.17, è possibile riconoscere i vari isotopi nei grafici bidimensionale E_{tot} -Numero di Strip. Gli isotopi, distribuiti lungo fasce orizzontali, si distinguono (dall'alto verso il basso): ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$.

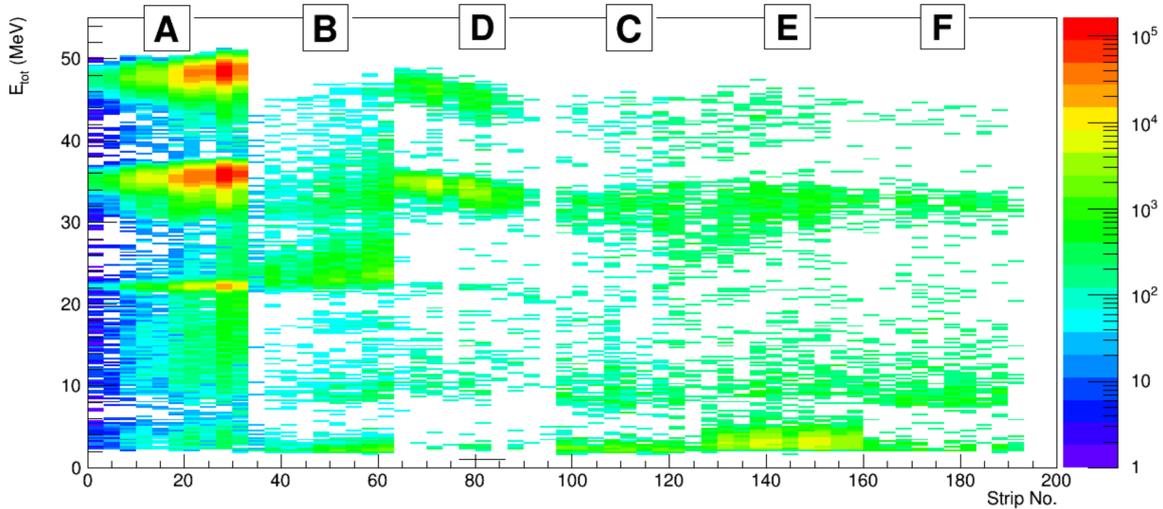


Figura 4.17: grafico E_{tot} -strip per rivelatori A,B,C,D,E,F. Gli isotopi si distribuiscono (dall'alto verso il basso) ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$. Per i telescopi A,B,D le strip sono suddivise A[0,32], B[32,64], D[64,96] con l'angolo polare che aumenta con il numero della strip mentre per i telescopi C,E,F le strip sono suddivise C[96,128], E[128,160], F[160,192] con l'angolo polare che diminuisce con il numero della strip per motivi di cablaggio elettronico.

4.2.1 Selezione grafica degli isotopi

Come nel caso del ${}^7\text{Be}$, il primo passo è stato quello di disegnare i "Cuts" grafici per selezionare i diversi isotopi. Sono state disegnate, mediante delle opportune "forbici elettroniche" messe a disposizione da ROOT, delle regioni chiuse nel grafico bidimensionale $\Delta E - E_{tot}$ che contengono ognuna i differenti isotopi per i diversi rivelatori. Una volta realizzati graficamente, i cuts sono stati salvati in un file ROOT creato mediante terminale, ottenendo così sei file di cuts per ogni telescopio, rispettivamente per gli isotopi ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$. In figura 4.18 si possono vedere i cuts grafici creati per il telescopio A. Nel caso del telescopio B, la realizzazione dei cuts è stata particolarmente complessa a causa della difficoltà nel distinguere le linee di separazione dei vari isotopi vicini.

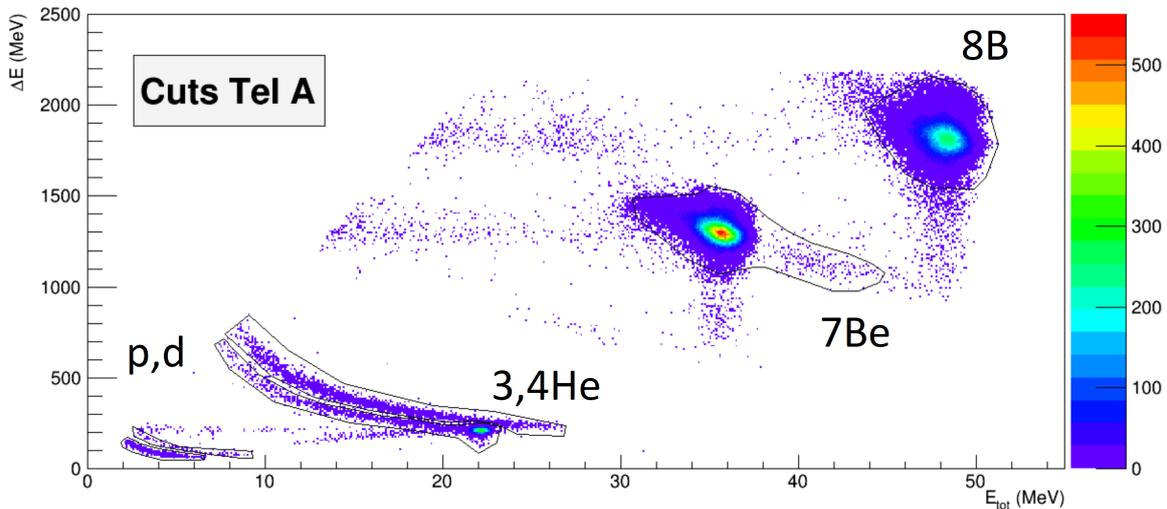


Figura 4.18: Cuts telescopio A dei vari isotopi ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}$ e ${}^1\text{H}$ sovrapposti al grafico $\Delta E - E_{tot}$ per il rivelatore A.

4.2.2 Assegnazione del PID

Mediante la Macro PID-Selection.C scritta in C++ ed eseguita in ROOT è stato possibile associare gli eventi racchiusi all'interno dei vari cuts ai vari isotopi rivelati dai diversi telescopi. In questo modo, nel file ROOT è stata creata una nuova variabile che permette di selezionare i vari isotopi nell'analisi dati che è stata eseguita successivamente. Il programma utilizzato è del tutto simile a quello della precedente analisi. La parte interna alla funzione main() permette di associare agli eventi all'interno dei cut dei telescopi una variabile PID che può assumere diversi valori in base all'isotopo di interesse. Nei telescopi A, C, D, E, F sono stati considerati i cuts riguardanti gli eventi relativi a tutti gli isotopi ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Be e ^8B . Nel caso del telescopio B sono stati considerati solo i cuts relativi al ^7Be e ^8B , dato che l'instabilità dell'amplicazione del secondo stadio non permetteva una distinzione chiara degli eventi relativi al ^1H , ^2H , ^3He e ^4He . Nonostante il problema del telescopio B, il processo di analisi dati non è stato inficiato.

4.2.3 Selezione degli Isotopi

Usando la macro Y-IsotopeSelection.C, sono stati selezionati gli eventi relativi agli isotopi ^7Be e ^8B mediante la creazione di due file ROOT, ognuno contenente i dati relativi ai telescopi A, B, C, D, E ed F. In appendice è possibile vedere il programma in C++ utilizzato in questa parte di analisi che permette di selezionare gli isotopi creando i relativi file di ROOT per ciascuno di questi. Successivamente si lavorerà utilizzando i file di ROOT creati in questa sezione in modo da ottenere il numero totale di eventi rivelati dai vari telescopi dei differenti isotopi, permettendone così il calcolo dei rapporti. Gli eventi che sono stati considerati sono quelli relativi ad un fascio incidente di ^8B , caratterizzato da una RadioFrequenza $\text{RF} = 8$. Nei grafici in fig. 4.19 e 4.20 è possibile osservare il confronto, per i telescopi A ed F, degli eventi rivelati caratterizzati da una RadioFrequenza $\text{RF} = 7$ (in cui è presente il picco dello scattering elastico del ^7Be e non si osservano eventi di ^8B) e con $\text{RF} = 8$ (in cui è presente il picco dello scattering elastico dell' ^8B , non è più presente quello dello scattering elastico del ^7Be) mentre ci sono alcuni eventi in più del ^7Be che sono quelli di maggior interesse per questo lavoro.

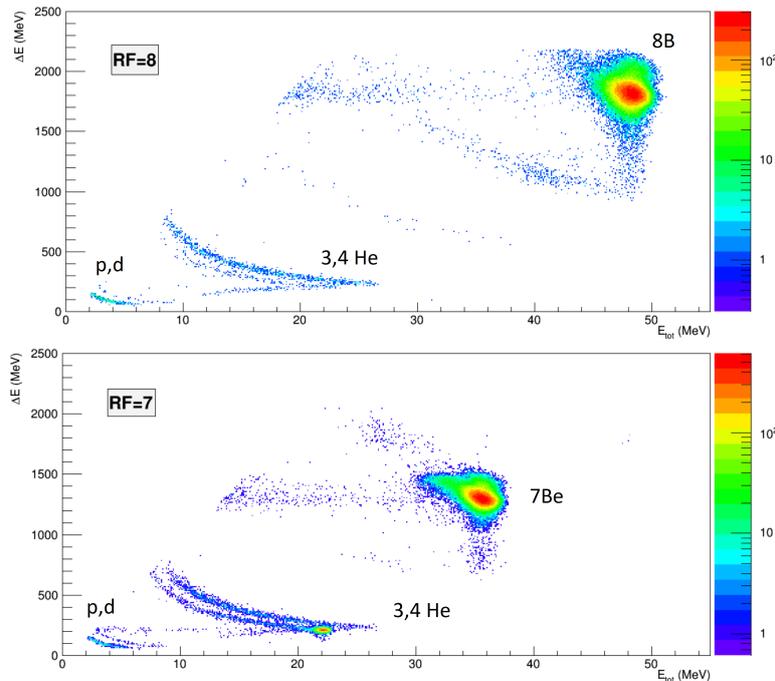


Figura 4.19: Confronto tra Radiofrequenza $\text{RF} = 7$, in cui c'è il picco dello scattering elastico del ^7Be e nessun evento di ^8B , e quello con $\text{RF} = 8$ in cui si vede il picco dell'elastico dell' ^8B ma non è presente quello dello scattering elastico del ^7Be , mentre ci sono alcuni eventi in più del ^7Be che sono quelli di maggior interesse.

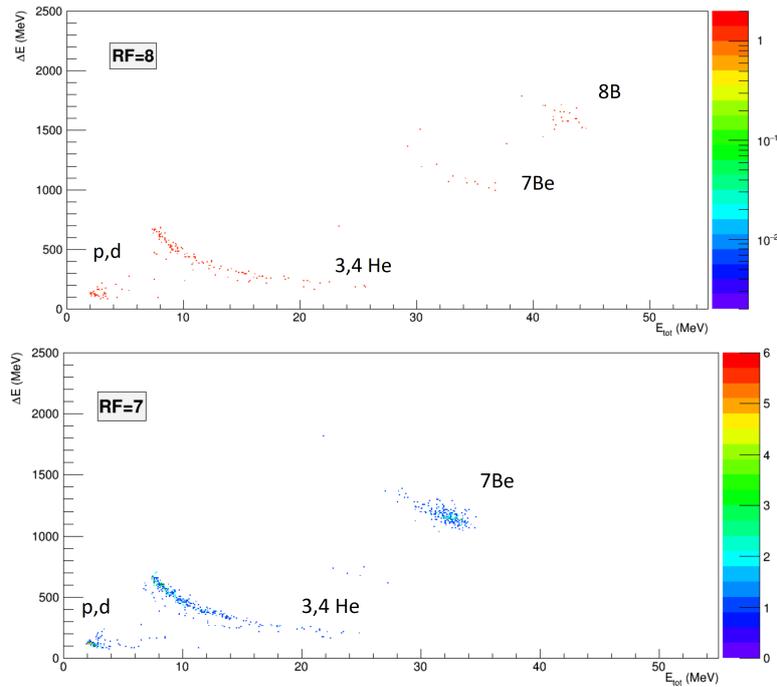


Figura 4.20: Come per la figura 4.19 ma in questo caso notiamo la presenza di un numero inferiore di eventi rivelati dal telescopio F.

4.2.4 Conteggio del numero di eventi rivelati in ogni pixel

Tramite l'utilizzo della macro Y-PixelCounting.C è stato contato il numero di eventi per pixel di ogni telescopio nel caso degli isotopi ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ ottenendo così, come file di output, delle matrici in formato ".txt" che raffigurano il numero di eventi rivelati da ogni pixel di ciascun telescopio. Nelle figure 4.21-4.28 è possibile vedere queste matrici, ottenute eseguendo la macro, rispettivamente per i telescopi A, B, C, D, E ed F. Le zone colorate in rosso indicano un addensamento maggiore di eventi mentre quelle in verde indicano una presenza minore di eventi. A questo punto, sono state eliminate dalle matrici di ogni telescopio le strip orizzontali e verticali estremali. Questa procedura, come in precedenza, è giustificata dal fatto le particelle rivelate ai bordi dei rivelatori hanno delle traiettorie particolarmente oblique che rendono l'informazione raccolta sugli eventi meno efficiente.

Sono stati sommati tutti gli eventi per ogni strip verticale ottenendo per ogni telescopio una sequenza di 14 numeri che indica gli eventi totali rivelati strip per strip. Questa procedura è stata svolta nel caso dei 2 isotopi ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$. Come errore associato alle somme è stato preso quello Poissoniano dato dalla radice del numero totale dei conteggi. Dopo aver fatto un primo grafico del rapporto ${}^7\text{Be}/{}^8\text{B}$ in funzione del numero di strip è stato deciso di considerare una configurazione diversa delle strip dei vari telescopi a causa di una carenza di statistica e di possibili fenomeni che portano ad una riduzione dell'informazione, come ad esempio l'ombra del target. In particolare è stata selezionata una configurazione che prevede:

- per il telescopio A è stata effettuata la somma delle strip due a due (2-2-2-2-2-2), ottenendo quindi una sequenza di 7 numeri con i rispettivi errori sempre dati dalla radice della somma dei conteggi di 2 strip;
- per i telescopi B, C, D ed E è stata effettuata la somma delle strip sette a sette (7-7) ottenendo quindi una sequenza di 2 numeri con i rispettivi errori sempre dati dalla radice della somma dei conteggi delle 7 strip;
- per il telescopio F, caratterizzato da una statistica estremamente bassa, è stata decisa una configurazione in cui si sommano tutte le strip tra di loro (14), ottenendo così un solo numero con il relativo errore.

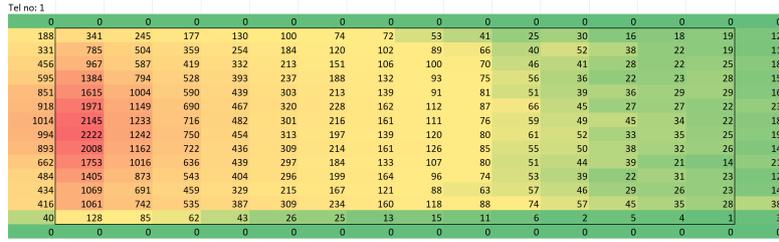


Figura 4.21: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^8B per il telescopio A, dove è stata utilizzata una visualizzazione a colori che permette di identificare i pixel con un numero maggiore di eventi rivelati: rosso in presenza di un numero maggiore di conteggi e verde nel caso di una presenza minore di eventi rivelati. In queste matrici sono stati eliminati i pixel relativi alle strip sul "bordo". In seguito sono stati rappresentati i rivelatori omologhi (A), (B,C) e (D,E) e (F) in modo da rendere più facile e diretto un confronto tra questi.

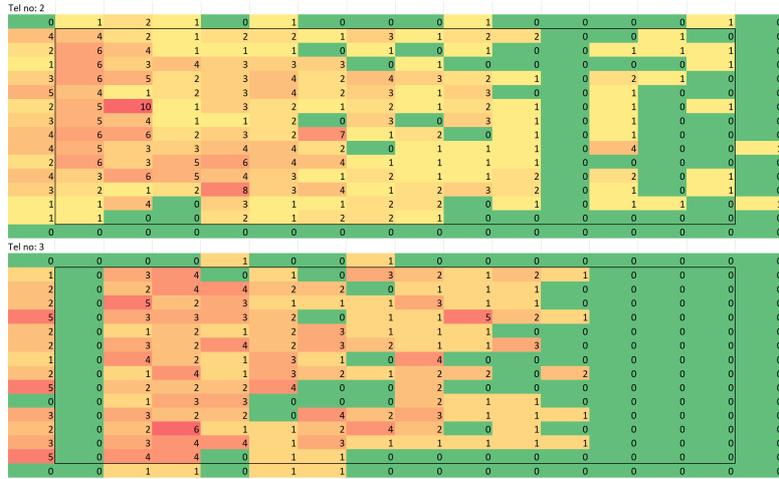


Figura 4.22: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^8B per i telescopi omologhi B-C.



Figura 4.23: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^8B per i telescopi omologhi D-E.

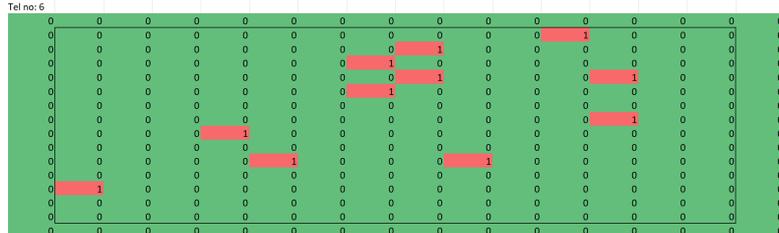


Figura 4.24: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^8B per i telescopio F.

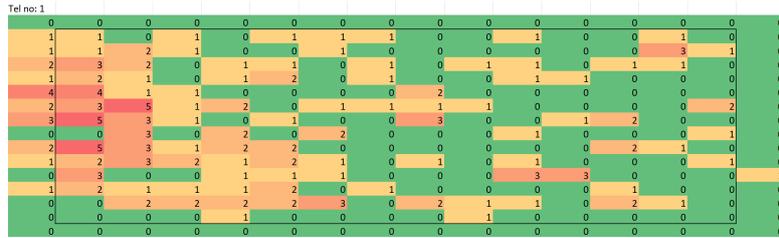


Figura 4.25: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^7Be per il telescopio A, dove è stata utilizzata una visualizzazione a colori che permette di identificare i pixel con un numero maggiore di eventi rivelati: rosso in presenza di un numero maggiore di conteggi e verde nel caso di una presenza di meno eventi rivelati. In queste matrici sono stati eliminati i pixel relativi alle strip sul "bordo". In seguito sono stati rappresentati i rivelatori omologhi (A), (B,C) e (D,E) e (F) in modo da rendere più facile e diretto un confronto tra questi.

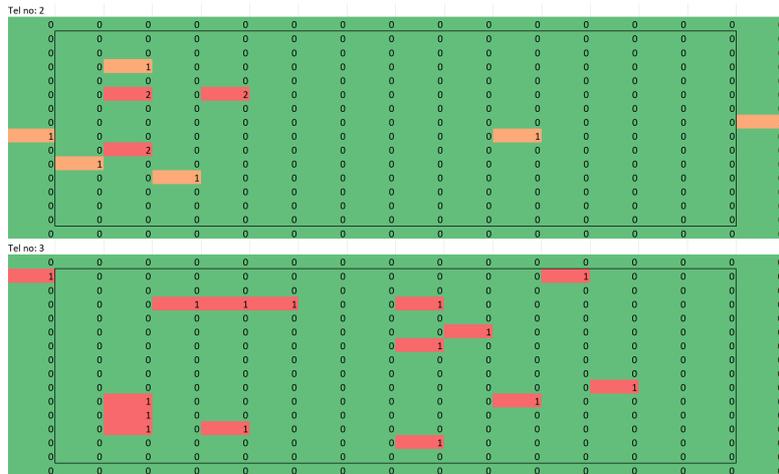


Figura 4.26: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^7Be per i telescopi omologhi B-C.



Figura 4.27: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^7Be per i telescopi omologhi D-E.

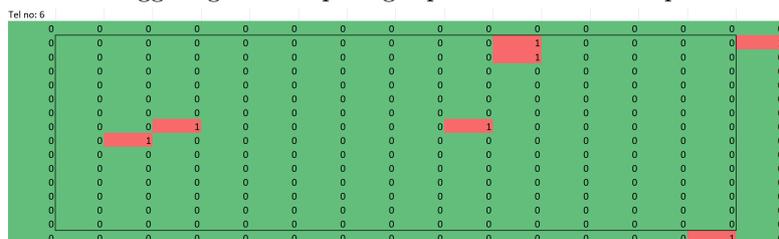


Figura 4.28: Matrici dei conteggi degli eventi per ogni pixel relativi al ^7Be per i telescopio F.

Questa configurazione ha permesso di arrivare a risultati con minori fluttuazioni statistiche rispetto alla configurazione originaria. La parte successiva di analisi prenderà in considerazione solo quest'ultima configurazione.

4.2.5 Calcolo del rapporto rispetto allo scattering elastico

E' stato calcolato il rapporto tra ${}^7\text{Be}$ ed il ${}^8\text{B}$ per ogni telescopio nella configurazione descritta sopra. Successivamente è stato graficato il rapporto in funzione del numero della strip verticale nella configurazione vista precedentemente. E' stato scelto di calcolare il rapporto rispetto al ${}^8\text{B}$, prodotto dallo scattering elastico, perché in questo modo i rapporti ottenuti normalizzano la probabilità di produrre il ${}^7\text{Be}$ alla probabilità che avvenga un processo di diffusione elastica. Si tratta quindi di un metodo di normalizzazione della probabilità.

Per confrontare i rapporti ottenuti ad angoli omologhi dai rivelatori collocati nell'emisfero destro e sinistro del piano di reazione, ovvero A, B con C, D con E ed F è stato graficato il loro andamento in funzione delle strip in una situazione che prevede la presenza di una curva dovuta alla configurazione dell'esperimento; infatti i dati sull'asse orizzontale sono relativi al telescopio A per le prime 7 strip, alla sovrapposizione dei dati dei telescopi B-C e D-E per le successive 4 strip ed, infine, una sola strip per il telescopio F. I risultati sono riportati nelle tabelle e nei grafici sottostanti (4.10, 4.29, 4.30). L'errore associato al rapporto è stato calcolato mediante la formula di propagazione dell'errore ed è dato da:

$$R = \frac{N({}^7\text{Be})}{N({}^8\text{B})} \quad (4.5)$$

$$\sigma(R) = R \sqrt{\left(\frac{\sigma(N_{7\text{Be}})}{N_{7\text{Be}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(N_{8\text{B}})}{N_{8\text{B}}}\right)^2} \quad (4.6)$$

Strip	Rapporto	Errore	Telescopio	Strip	Rapporto	Errore	Telescopio
A1	0,0019	0,0003	A		0,0019	0,0003	
A2	0,0021	0,0004				0,0021	0,0004
A3	0,0041	0,0008				0,0041	0,0008
A4	0,005	0,001				0,005	0,001
A5	0,008	0,002				0,008	0,002
A6	0,013	0,004				0,013	0,004
A7	0,018	0,005				0,018	0,005
B1	0,04	0,01	B	C2	0,05	0,02	C
B2				C2	0,09	0,05	
D1	0,3	0,1	D	E1	0,3	0,1	E
D2	0,2	0,1		E2	0,4	0,2	
F1	0,5	0,2	F		0,5	0,2	

Tabella 4.10: Tabella che mostra i valori del rapporto ${}^7\text{Be}/{}^8\text{B}$ con il suo errore associato alle varie strip dei diversi telescopi A, B, C, D, E, F. Per identificare i telescopi e aiutare la comprensione della tabella sono stati usati i colori per identificare i diversi telescopi. A(giallo), B(verde), C(Rosso), D(azzurro), E(arancione), F(grigio).

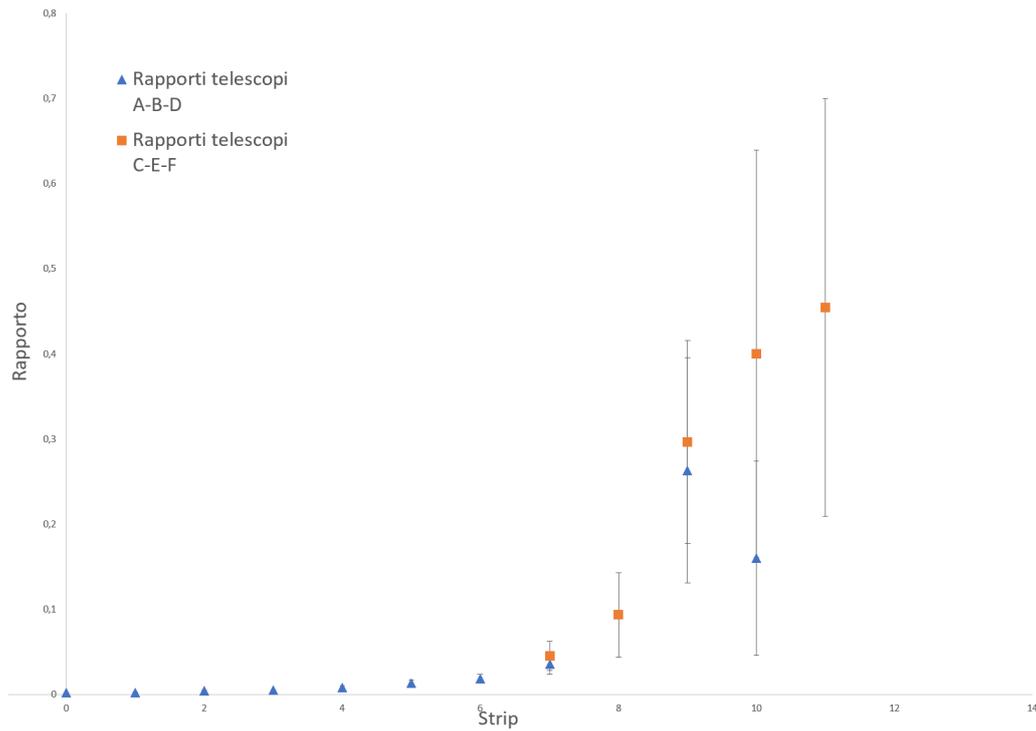


Figura 4.29: grafico Rapporto-Strip No. per rivelatori A,B,C e D,E,F relativi ai rapporti ${}^7\text{Be}/{}^8\text{B}$. I dati sull'asse orizzontale sono relativi alla sovrapposizione dei telescopi A per i primi 7 valori, di B-C, D-E per gli altri 8 valori e F per gli ultimi 2 valori.

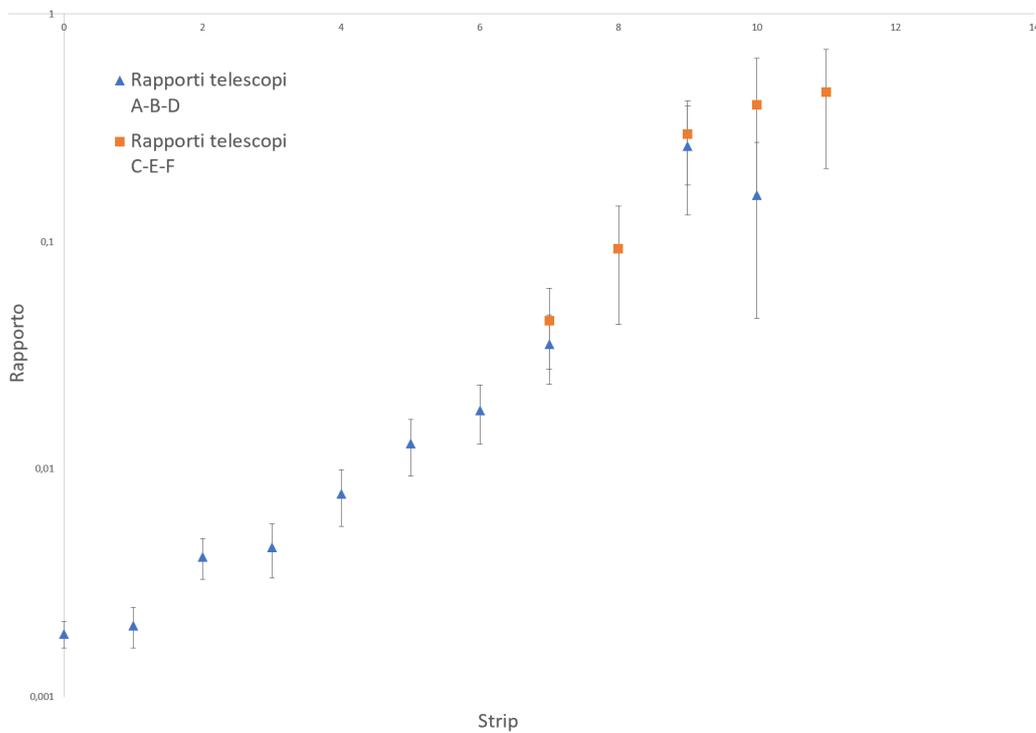


Figura 4.30: Come la figura precedente, ma in scala logaritmica.

4.2.6 Calcolo dell'angolo polare θ_{lab}

Mediante una simulazione Montecarlo è stato possibile calcolare il θ_{lab} , ovvero l'intervallo di angoli polari coperti da ciascuna strip verticale, prendendo in considerazione la configurazione scelta in precedenza. Per fare questo lavoro abbiamo sfruttata quanto già svolto in precedenza [37] per lo studio recentemente pubblicato dello scattering elastico. Sono riportati in questa sezione i valori ottenuti nella parte di analisi dati non trattata in questo lavoro. Nella tabella 4.11 sono riportati i valori dei θ_{lab} nel caso dei rapporti relativi al ${}^7\text{Be}$.

Osservando le tabelle è possibile notare che manca il valore relativo all'angolo $\theta_{lab} = 74^\circ$. La scelta di eliminare questo valore nasce dall'osservazione del grafico finale della distribuzione angolare del ${}^7\text{Be}$, che mostrava il punto associato a questo evento discostato in modo molto anomalo dall'andamento della curva e quindi si è proceduto con una reiezione dei dati. Questo punto problematico relativo a tale angolo, che è stato eliminato, può essere spiegato dal fatto che l'effetto dovuto allo spessore del target nella zona di rivelazione prossima a 90° può incidere in modo diverso sui diversi ioni rivelati. Per tale motivo abbiamo preferito scartare questo dato nell'analisi successiva.

Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	Telescopio	Telescopio
A1	13	2	A	
A2	17	2		
A3	21	2		
A4	24	2		
A5	28	2		
A6	32	2		
A7	35	2		
B1-C1	58	5	B	C
B2-C2	74	4		
D1-E1	104	4	D	E
D2-E2	118	4		
F1	149	7	F	

Tabella 4.11: tabella dove sono riportati i valori dei θ_{lab} , ovvero l'intervallo di angoli polari coperti da ciascuna strip verticale, prendendo in considerazione la configurazione scelta in precedenza, nel caso dei rapporti ${}^7\text{Be}/{}^8\text{B}$. In questa tabella, come scritto sopra, è possibile notare che manca il valore relativo all'angolo $\theta_{lab} = 74^\circ$.

4.2.7 Valutazione delle medie pesate

A questo punto sono state effettuate le medie pesate dei valori dei rapporti dei telescopi ad angoli omologhi B-C e D-E usando le formule della media pesata con il relativo errore, mentre per i telescopi A e F sono stati mantenuti i valori singoli:

$$\bar{x}_p = \frac{\sum_{i=1}^N \bar{x}_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i^2}$$

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i^2}}$$

I valori ottenuti delle medie pesate dei rapporti per il ${}^7\text{Be}/{}^8\text{B}$ sono riportati nella tabella 4.12.

Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	Media Pesata	Errore	Telescopio	Telescopio
A1	13	2	0,0019	0,0003	A	
A2	17	2	0,0021	0,0004		
A3	21	2	0,0041	0,0008		
A4	24	2	0,005	0,001		
A5	28	2	0,008	0,002		
A6	32	2	0,013	0,004		
A7	35	2	0,018	0,005		
B1-C1	58	5	0,04	0,01	B	C
B2-C2	74	4	0,09	0,05		
D1-E1	104	4	0,28	0,09	D	E
D2-E2	118	4	0,2	0,1		
F1	149	7	0,5	0,2	F	

Tabella 4.12: Medie pesate con errore relative alle diverse strip dei vari telescopi omologhi rispetto la direzione del fascio A, B-C, D-E e F.

4.2.8 Calcolo della sezione d'urto differenziale di Rutherford

La distribuzione angolare dei prodotti di reazione ${}^7\text{Be}$ è data dalla seguente formula

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = R \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Ruth_{Lab}} \quad (Ratio - to - Rutherford)_{Lab} \quad (4.7)$$

dove con R si indica il rapporto appena determinato e relativo all' ${}^7\text{Be}$, con Ratio-to-Rutherford si intende il valore, già misurato sperimentalmente [37], della distribuzione angolare del ${}^7\text{Be}$ rispetto a quella previsto per un processo esclusivamente coulombiano (e pertanto descritto dalla sezione d'urto differenziale di Rutherford, $[\frac{d\sigma}{d\Omega}]$). Quest'ultimo valore può essere calcolato teoricamente usando il programma LISE++ [38]. Dal momento che la sezione d'urto differenziale di Rutherford è il risultato di una stima teorica, non vengono considerati gli errori su questo parametro (tab. 4.13).

Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	Rutherford	Telescopio	Telescopio
A1	13	2	$5,3 \cdot 10^5$	A	
A2	17	2	$2,0 \cdot 10^5$		
A3	21	2	$8,9 \cdot 10^4$		
A4	24	2	$4,6 \cdot 10^4$		
A5	28	2	$2,6 \cdot 10^4$		
A6	32	2	$1,6 \cdot 10^4$		
A7	35	2	$1,0 \cdot 10^4$		
B1-C1	58	5	$1,6 \cdot 10^3$	B	C
B2-C2	74	4	$6,9 \cdot 10^2$		
D1-E1	104	4	$2,3 \cdot 10^2$	D	E
D2-E2	118	4	$1,6 \cdot 10^2$		
F1	149	7	$1,0 \cdot 10^2$	F	

Tabella 4.13: Sezione d'urto differenziale di Rutherford nel sistema di riferimento del laboratorio per gli angoli polari θ_{lab} in cui sono stati misurati i rapporti tra i prodotti di reazione ${}^7\text{Be}$ e i nuclei di ${}^8\text{B}$ diffusi elasticamente.

4.2.9 Distribuzione angolare dei prodotti di reazione

L'ultimo passo dell'analisi dati consiste nel calcolo della distribuzione angolare per il ${}^7\text{Be}$ usando la formula già riportata in precedenza (Eq. 4.7) ed il suo errore:

$$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma(R)}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}\right)^2} \quad (4.8)$$

I valori sperimentali del rapporto rispetto alla sezione d'urto differenziale di Rutherford misurati sperimentalmente sono (tab. 4.14) :

Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	Ratio to Rutterford	errore RtR	Telescopio	Telescopio
A1	13	2	1,002	0,006	A	
A2	17	2	1,009	0,009		
A3	21	2	1,01	0,01		
A4	24	2	1,01	0,02		
A5	28	2	0,99	0,02		
A6	32	2	1,00	0,03		
A7	35	2	0,99	0,03		
B1-C1	58	5	0,87	0,03	B	C
B2-C2	74	4	0,49	0,05		
D1-E1	104	4	0,53	0,06	D	E
D2-E2	118	4	0,37	0,05		
F1	149	7	0,35	0,08	F	

Tabella 4.14: valori sperimentali del rapporto rispetto alla sezione d'urto differenziale di Rutherford, con relativo errore, misurati sperimentalmente.

In questa tabella riassuntiva (tab. 4.15) vediamo il θ_{lab} , il suo errore, la distribuzione angolare del 7Be ($ds/d\Omega$) con il relativo errore.

Strip	θ_{lab}	Errore θ_{lab}	$ds/d\Omega$ (mb/sr)	errore (mb/sr)	Telescopio	Telescopio
A1	13	2	1009	134	A	
A2	17	2	406	81		
A3	21	2	369	76		
A4	24	2	210	56		
A5	28	2	200	56		
A6	32	2	206	58		
A7	35	2	186	54		
B1-C1	58	5	55	14	B	C
B2-C2	74	4	32	17		
D1-E1	104	4	34	11	D	E
D2-E2	118	4	12	6		
F1	149	7	16	10	F	

Tabella 4.15: Tabella riassuntiva dove osserviamo il θ_{lab} , l'errore del θ_{lab} , la distribuzione angolare finale, calcolate mediante le formule scritte precedentemente del 7Be ($ds/d\Omega$) con relativo errore.

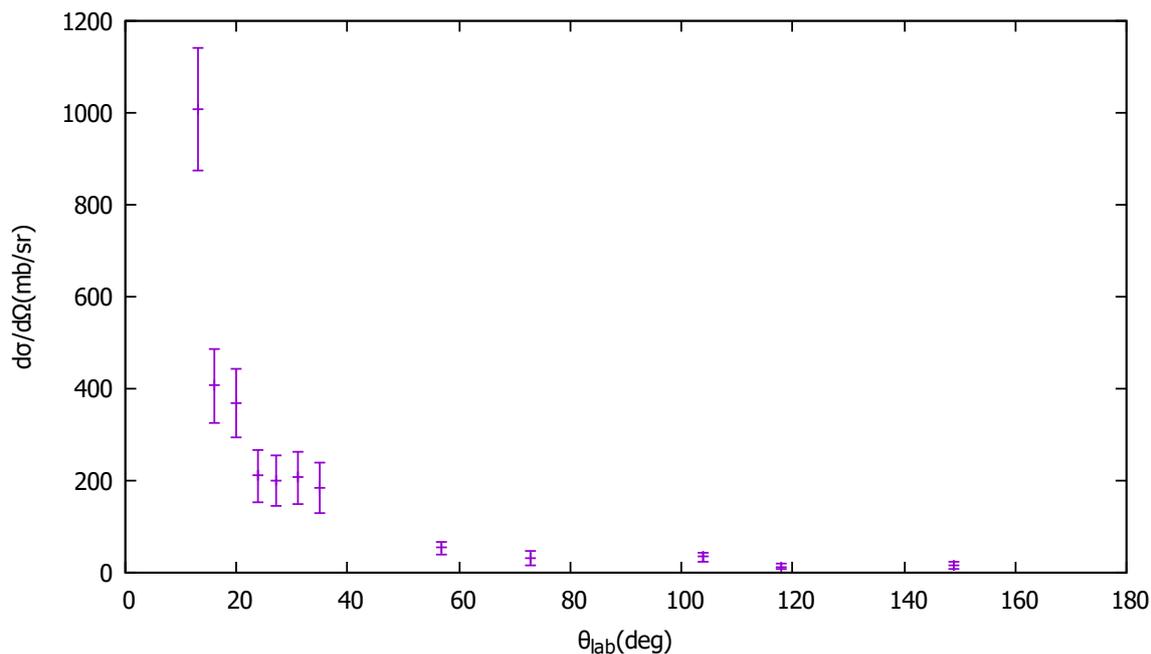


Figura 4.31: La distribuzione angolare degli isotopi ${}^7\text{Be}$ prodotti nella reazione ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$ ad un'energia di 50 MeV, dove sull'asse delle ascisse vi è il θ_{lab} (deg) sulle ordinate la $[\frac{d\sigma}{d\Omega}]$ (mb/sr).

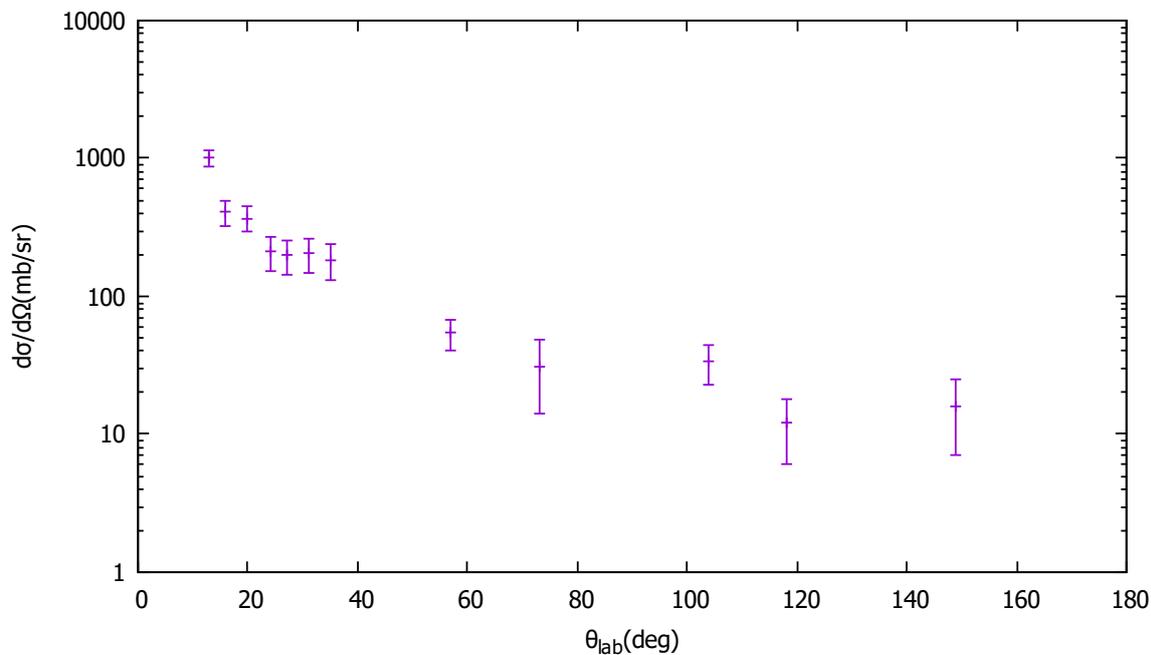


Figura 4.32: Come la figura precedente, ma in scala logaritmica.

5.1 Il sistema ${}^7\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$

Analizzando il grafico in fig. 4.15 che mostra l'andamento della sezione d'urto differenziale di produzione degli isotopi ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, possiamo effettuare le seguenti considerazioni:

- E' possibile osservare che la distribuzione angolare risulta massima ad angoli all'indietro, questo significa che il processo che ha generato ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ è un canale di reazione diretto (ovvero sia, i due isotopi sono stati generati a seguito di una interazione superficiale tra proiettile e bersaglio).
- La produzione del ${}^3\text{He}$ è avvenuta mediante meccanismi di reazione diretti, quali ad esempio il processo di breakup del ${}^7\text{Be}$ in ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ o un meccanismo di ${}^4\text{He}$ -transfer che ha prodotto il ${}^3\text{He}$.
- Per la produzione di ${}^4\text{He}$ non possiamo escludere la presenza di una componente di nucleo composto, soprattutto a piccoli angoli (che non erano coperti dai nostri rivelatori).

I meccanismi di reazione diretti che generano ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ sono riassunti qui sotto. Alcuni di questi canali sono stati osservati sperimentalmente dall'analisi delle coincidenze tra i diversi isotopi. Questi meccanismi risultano essere:

- Reazione di Breakup di ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ (coincidenze osservate sperimentalmente);
- Reazione di 1n-pickup ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ (coincidenze osservate sperimentalmente);
- Reazione di 1p-stripping ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{d}$ (coincidenze osservate sperimentalmente).
- Reazione di 1n-stripping ${}^6\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{p}$;
- Reazione di ${}^3\text{He}$ -transfer con produzione di ${}^4\text{He}$;
- Reazione di ${}^4\text{He}$ -transfer con produzione di ${}^3\text{He}$;

La produzione simultanea di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ (ovvero il canale di breakup) non risulta essere il canale dominante, la produzione di ${}^4\text{He}$ infatti è molto maggiore rispetto a quella del ${}^3\text{He}$. Dall'elenco sopra vediamo infatti che ci sono più processi nucleari che portano alla produzione nel canale di uscita della reazione di ${}^4\text{He}$ rispetto a quelli che producono ${}^3\text{He}$. I risultati ottenuti sono analoghi a quelli misurati precedentemente nella reazione ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ [15; 27].

5.2 Il sistema ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$

Nel caso della reazione ${}^8\text{B}+{}^{208}\text{Pb}$ le conclusioni risultano essere molto più incerte, questo perchè l'intensità del fascio incidente era un ordine di grandezza inferiore rispetto all'esperimento condotto presso i Laboratori Nazionali di Legnaro con il fascio di ${}^7\text{Be}$. Analizziamo quindi le varie ipotesi plausibili sapendo che al momento attuale non è possibile effettuare un esperimento di questo tipo in condizioni migliori, infatti:

- presso la facility EXOTIC dei LNL l'intensità del fascio di ${}^8\text{B}$ risulta essere, al massimo, di circa 800 pps;
- presso la facility REX-ISOLDE del CERN (Svizzera) non è stata ancora raggiunta una intensità di 10^3 pps;
- presso la facility TwinSol dell'Università di Notre Dame (USA) si raggiunge un'energia massima del fascio di ${}^8\text{B}$ pari a 25-30 MeV, infatti l'acceleratore primario è un Tandem con una tensione massima al terminale di 9 MV;

Analizzando i grafici 4.31 e 4.32, si nota un evidente andamento decrescente della sezione d'urto differenziale. I calcoli teorici condotti dai colleghi dell'università di Varsavia (Polonia) prevedono un'elevata sezione d'urto per reazioni di break-up (500 mb, circa metà della sezione d'urto totale di reazione) ed un massimo per piccoli valori dell'angolo polare θ_{lab} . Purtroppo, sperimentalmente, non è stato possibile effettuare misure di coincidenza tra i frammenti del proiettile a causa della bassa intensità del fascio incidente. Inoltre, dal punto di vista teorico, non è facile fare delle previsioni accurate, perchè il nocciolo del ${}^8\text{B}$ è un nucleo (${}^7\text{Be}$) debolmente legato e con una predominante struttura a cluster. Pertanto, la dinamica di reazione dovrebbe essere descritta da un modello a 4 corpi (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ ed un protone con il bersaglio di ${}^{208}\text{Pb}$), che è oltre le attuali potenzialità di sviluppo della teoria delle reazioni nucleari.

5.2.1 Prospettive future

I risultati verranno discussi nel prossimo futuro con i colleghi fisici nucleari teorici delle università di Siviglia (Spagna), Varsavia (Polonia) e Rio de Janeiro (Brasile). Nel futuro si potrebbe pensare di ripetere l'esperimento con un fascio di ${}^7\text{Be}$ ad alta intensità prodotto mediante la facility SPES (Selective Production of Exotic Species)[39] presso i Laboratori di Legnaro. Inoltre si potrebbe utilizzare lo spettrometro gamma AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array)[40] per rivelare i raggi γ emessi dai nuclei pesanti prodotti nelle reazioni dirette.

Infine per quanto riguarda il ${}^8\text{B}$ è chiaramente necessario utilizzare un fascio secondario di maggiore intensità:

- purtroppo la facility SPES a LNL non sarà in grado di produrre un fascio radioattivo di ${}^8\text{B}$;
- sarà necessario attendere lo sviluppo di un fascio di ${}^8\text{B}$ intenso ed energetico tramite la facility REX-ISOLDE al CERN (Svizzera).

Vengono riportati in appendice i programmi in C++ eseguiti in ROOT per la prima parte di analisi dati:

Macro **W.PID.Assignment.c**

```
cout << "Number of Events: " << nevent << endl;

for (int i = 0; i < nevent ; i++) // ciclo sugli eventi
{

if(i%10000 == 0)
cout << i << " events" << endl;

Tin->GetEntry(i);

data.PID[0] = 0;
data.PID[1] = 0;
data.PID[2] = 0;
data.PID[3] = 0;

// particle 1

if(Event.M2S[1] > 0 && Event.M2S[1] < 32) // A1
{

if(A_A7->IsInside(Event.M2Etot[1],Event.M2E[0] ))
{
data.PID[0] = 7;
data.PID[1] = 4;
}
if(A_A4->IsInside(Event.M2Etot[1],Event.M2E[0]))
{
data.PID[0] = 4;
data.PID[1] = 2;
}
if(A_A3->IsInside(Event.M2Etot[1],Event.M2E[0]))
{
data.PID[0] = 3;
```

```

data.PID[1] = 2;
}
if(A_A2->IsInside(Event.M2Etot[1],Event.M2E[0]))
{
data.PID[0] = 2;
data.PID[1] = 1;
}
if(A_A1->IsInside(Event.M2Etot[1],Event.M2E[0]))
{
data.PID[0] = 1;
data.PID[1] = 1;
}
}
}

```

Macro X.IsotopeSelection.c

```

    for (int i = 0; i < nevent ; i++) // ciclo sugli eventi
{

if(i%10000 == 0)
cout << i << " events" << endl;

Tin->GetEntry(i);

if(Event.PID[0] == pidA && Event.PID[1] == pidZ)
{
for(int j = 0; j < 32; j++) {
data.A_dE_x[j] = Event.A_dE_x[j];
data.A_dE_y[j] = Event.A_dE_y[j];
data.B_dE_x[j] = Event.B_dE_x[j];
data.B_dE_y[j] = Event.B_dE_y[j];
data.C_dE_x[j] = Event.C_dE_x[j];
data.C_dE_y[j] = Event.C_dE_y[j];
data.D_dE_x[j] = Event.D_dE_x[j];
data.D_dE_y[j] = Event.D_dE_y[j];
data.E_dE_x[j] = Event.E_dE_x[j];
data.E_dE_y[j] = Event.E_dE_y[j];
data.F_dE_x[j] = Event.F_dE_x[j];
data.F_dE_y[j] = Event.F_dE_y[j];
data.A_Er_x[j] = Event.A_Er_x[j];
data.A_Er_y[j] = Event.A_Er_y[j];
data.B_Er_x[j] = Event.B_Er_x[j];
data.B_Er_y[j] = Event.B_Er_y[j];
data.C_Er_x[j] = Event.C_Er_x[j];
data.C_Er_y[j] = Event.C_Er_y[j];
data.D_Er_x[j] = Event.D_Er_x[j];
data.D_Er_y[j] = Event.D_Er_y[j];
data.E_Er_x[j] = Event.E_Er_x[j];
data.E_Er_y[j] = Event.E_Er_y[j];
data.F_Er_x[j] = Event.F_Er_x[j];
data.F_Er_y[j] = Event.F_Er_y[j];
data.M1M2[j] = Event.M1M2[j];
data.Adc00[j] = Event.Adc00[j];
}
}
}

```

```

data.Tdc01[j] = Event.Tdc01[j];
}

for(int jj = 0; jj < 23; jj++)
data.mdE[jj] = Event.mdE[jj];

for(int j3 = 0; j3 < 4; j3++)
{
data.M2S[j3] = Event.M2S[j3];
data.M2E[j3] = Event.M2E[j3];
data.M2T[j3] = Event.M2T[j3];
data.M2S_Er[j3] = Event.M2S_Er[j3];
data.M2E_Er[j3] = Event.M2E_Er[j3];
data.M2E_Er_cal[j3] = Event.M2E_Er_cal[j3];
data.M2Etot[j3] = Event.M2Etot[j3];
data.PID[j3] = Event.PID[j3];
}

for(int j4 = 0; j4 < 7; j4++)
data.mEr[j4] = Event.mEr[j4];

for(int j4 = 0; j4 < 16; j4++)
data.track[j4] = Event.track[j4];

data.M2S[4] = Event.M2S[4];
data.M2S_Er[4] = Event.M2S_Er[4];

data.run[0] = Event.run[0];

Tout->Fill(); // saving good events
++goodevents;
}
}

```

Macro X.PixelCounting.c

```

int pixel[6][16][16] = {0};

int goodevents = 0;

cout << "Number of Events: " << nevent << endl;

for (int i = 0; i < nevent ; i++) // ciclo sugli eventi
{
if(i%10000 == 0)
cout << i << " events" << endl;

Tin->GetEntry(i);

int j = Event.M2S[0] / 32;
int index_x = ((Event.M2S[0] - 1) / 2) % 16;

```

```
int index_y = ((Event.M2S[1] - 1) / 2) % 16;

if(Event.M2E[1] > Threshold)
{
++pixel[j][index_x][index_y];
++goodevents;
}

}

for (int ndet = 0 ; ndet < 6 ; ndet++)
{

if(ndet == 0 || ndet == 1 || ndet == 3)
{
fprintf(pixel_expades,"Tel no: %d\n", ndet + 1);
for (int sty = 0 ; sty < 16 ; sty++)
{
for (int stx = 15 ; stx > -1 ; stx--)
fprintf(pixel_expades,"%d\t" pixel[ndet][stx][sty]);
fprintf(pixel_expades,"\n");
}
}

if(ndet == 2 || ndet == 4 || ndet == 5)
{
fprintf(pixel_expades,"Tel no:%d\n", ndet + 1);
for (int sty = 0 ; sty < 16 ; sty++)
{
for (int stx = 0 ; stx < 16 ; stx++)
fprintf(pixel_expades,"%d\t" pixel[ndet][stx][sty]);
fprintf(pixel_expades,"\n");
}
}

}

fclose(pixel_expades);

cout << "Good Events: " << goodevents << endl;
}
```

- [1] Discovery of Nuclides Project, <https://people.nsl.msui.edu/~thoennes/isotopes/>
- [2] Esplorazione della terra incognita della fisica nucleare, <https://arxiv.org/pdf/1104.0482.pdf/>.
- [3] J.P. Bychowski *et al.*, Phys. Lett. B **596**, 26 (2004).
- [4] P.A. De Young, P.J. Mears, J.J. Kolata, E.F. Aguilera, F.D. Becchetti, Y. Chen, M. Cloughesy, H. Griffin, C. Guess, J.D. Hinnefeld *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 051601(R) (2005).
- [5] J.J. Kolata, H. Amro, F.D. Becchetti, J.A. Brown, P.A De Young, M. Hencheck, J.D. Hinnefeld, G.F. Peaslee, A.L. Fritsch, C. Hall, U. Khadka, P.J. Mears, P. ORourke, D. Padilla, J. Rieth, T. Spencer, and T. Williams, Phys. Rev. C **75**, 031302(R) (2007).
- [6] GANIL, <https://www.ganil-spiral2.eu/>
- [7] A. Lemasson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 232701 (2009).
- [8] A. Di Pietro, P. Figuera, F. Amorini, C. Angulo, G. Cardella, S. Cherubini, T. Davinson, D. Leanza, J. Lu, H. Mahmud *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 044613 (2004).
- [9] A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld, V. Nanal, C. Simenel, J.M. Casandjian, G. de France, R. Raabe, D. Bazin, A. Chatterjee *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044601 (2004).
- [10] A. Chatterjee, A. Navin, A. Shrivastava, S. Bhattacharyya, M. Rejmund, N. Keeley, V. Nanal, J. Nyberg, R.G. Pillay, K. Ramachandran, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 032701 (2008).
- [11] D. Escrig *et al.*, Nucl. Phys. A **792**, 2 (2007).
- [12] A.M. Sánchez-Benítez *et al.*, Nucl. Phys. A **803**, 30 (2008).
- [13] L. Acosta, A.M. Sanchez-Benitez, M.E. Gomez, I. Martel, F. Perez-Bernal, F. Pizarro, J. Rodriguez-Quintero, K. Rusek, M.A.G. Alvarez, M.V. Andres *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 044604 (2011).
- [14] R. Raabe *et al.*, Nature **431**, 823 (2004).
- [15] N. Keeley, N. Alamanos, K.W. Kemper, and K. Rusek, Prog. Part. Nucl. Phys. **63**, 396 (2009).
- [16] A. Lemasson, A. Navin, N. Keeley, M. Rejmund, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 044617 (2010).
- [17] G. Marquín-Durán *et al.*, I. Martel, A.M. Sanchez-Benitez, L. Acosta, R. Berjillos, J. Duenas, K. Rusek, N. Keeley, M.A.G. Alvarez, M.J.G. Borge *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 064618 (2016).

- [18] G. Marquínez-Durán *et al.*, I. Martel, A.M. Sanchez-Benitez, L. Acosta, J.L. Aguado, R. Berjillos, A.R. Pinto, T. Garcia, J.A. Duenas, K. Rusek *et al.*, *Phys. Rev. C* **98**, 034615 (2018).
- [19] A. Pakou *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **51**, 55 (2015).
- [20] K.J. Cook *et al.*, *Phys. Rev. C* **97**, 021601(R) (2018).
- [21] M. Cubero, J.P. Fernandez-Garcia, M. Rodriguez-Gallardo, L. Acosta, M. Alcorta, M.A.G. Alvarez, M.J.G. Borge, L. Buchmann, C.A. Diget, H.A. Falou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 262701 (2012).
- [22] J.P. Fernandez-Garcia, M. Cubero, M. Rodriguez-Gallardo, L. Acosta, M. Alcorta, M.A.G. Alvarez, M.J.G. Borge, L. Buchmann, C.A. Diget, H.A. Falou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 142701 (2013).
- [23] A. Di Pietro, G. Randisi, V. Scuderi, L. Acosta, F. Amorini, M.J.G. Borge, P. Figuera, M. Fisichella, L.M. Fraile, J. Gomez-Camacho *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 022701 (2010).
- [24] V. Pseudo, M. J. G. Borge, A. M. Moro, J. A. Lay, E. Nácher, J. Gómez-Camacho, O. Tengblad, L. Acosta, M. Alcorta, M. A. G. Alvarez *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 152502 (2017).
- [25] A. Barioni *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 014603 (2011).
- [26] E.F. Aguilera, P. Amador-Valenzuela, E. Martinez-Quiroz, J. Fernandez-Arnaiz, J.J. Kolata, V. Guimaraes, *Phys. Rev. C* **93**, 034613 (2016).
- [27] J. Lubian, T. Correa, E.F. Aguilera, L.F. Canto, A. Gomez-Camacho, E.M. Quiroz, and P.R.S. Gomes, *Phys. Rev. C* **79**, 064605 (2009).
- [28] V. Morcelle *et al.*, *Phys. Rev. C* **95**, 014615 (2017).
- [29] F.D. Becchetti *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **505**, 377 (2003).
- [30] R. Lichtenthäler *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **25**, s733 (2005).
- [31] A. Lepine-Szily, R. Lichtenthäler and V. Guimarães, *Eur. Phys. J. A* **50**, 128 (2014).
- [32] F. Farinon *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **266**, 4097 (2008).
- [33] Y. Yanagisawa *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **539**, 74 (2005).
- [34] CRIB, Nuclear Astrophysics Group, <https://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/crib/crib-new/home-en/>
- [35] D. Pierrousakou *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **834**, 46 (2016).
- [36] ROOT-CERN, <https://root.cern.ch/>.
- [37] M. Mazzocco *et al.*, Elastic scattering for the ^8B and $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ systems at near-Coulomb barrier energies, *Ser. PHYSICAL REVIEW C* **100**, 024602 (2019).
- [38] Programma LISE ++, <http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>
- [39] SPES-INFN, <https://web.infn.it/spes/>
- [40] Agata-INFN, <http://home.infn.it/it/appfondimenti/esperimenti/1368-agata>
- [41] M. Mazzocco, D. Torresi, D. Pierrousakou, N. Keeley, L. Acosta, A. Boiano, C. Boiano, T. Glodariu, A. Guglielmetti, M. La Commara, *et al.*, *Phys. Rev. C* **92**, 024615 (2015).
- [42] H. Yamaguchi *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **589**, 150 (2008).
- [43] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, N. Sümmerer and I Tanihata, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **470** 562 (2001).

- [44] Polish Academy of Arts and Sciences and Jagiellonian University M. Smoluchowski Institute of Physics. *Acta Physica Polonica B*. Polish Physical Society. Polish Physical Society. 985, (2013).
- [45] G. Giardina, S. Hofmann, C. Schaerf. International Conference on nuclear reactions on nucleons and nuclei. World Scientific. 485, (2010).
- [46] M. Mazzocco, C. Signorini, D. Pierroutsakou, T. Glodariu, A. Boiano, C. Boiano, F. Farinon, P. Figuera, D. Filipescu, L. Fortunato *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 054604 (2010).
- [47] P. Navrátil, C. A. Bertulani, and E. Caurier, *Phys. Lett. B* **634**, 191 (2006).
- [48] Y. Kucuk and E. Aciksoz, *Eur. Phys. J. A* **52**, 98 (2016).
- [49] N. Keeley, *J. Phys.: Conf. Ser.* **381**, 012087 (2012).
- [50] K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley Sons Inc, (1987).
- [51] L. Fortunato, *Appunti di Fisica Nucleare*, GEDI Gruppo Editoriale, (2019).
- [52] INFN, <http://home.infn.it/it/>
- [53] NuDat, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=48n=65>

Ringraziamenti

Giunto alla conclusione di questo lavoro di tesi è doveroso e necessario ringraziare tutte le persone che mi hanno seguito in questo percorso è che sono state fondamentali nel mio percorso di crescita come studente e soprattutto come persona.

La prima persona che voglio ringraziare è il mio relatore Marco Mazzocco, una persona sincera, onesta e gentile che mi ha seguito con passione ed estrema dedizione nel mio percorso di laurea fornendomi moltissimo materiale, insegnandomi tutte le basi necessarie per il lavoro di tesi e trasmettendomi tantissimi consigli su come affrontare i problemi che mi porterò sempre dietro. Comunque sempre Forza Inter e Forza Federer!

Il ringraziamento più grande va ai miei genitori Daniela e Alberto e ai miei fratelli Anna e Davide. Grazie Mamma e Papà per il sostegno materiale e intellettuale che mi avete sempre dato, per i sacrifici che avete fatto per consentirmi di diventare quello che sono ora, per avermi supportato e spronato soprattutto nei momenti più difficili insegnandomi come rialzarmi dai momenti più difficili ed ad andare avanti con più determinazione e coraggio. Grazie Anna e Davide, la nostra forza è sempre stata la grande intesa e unione che sono state fondamentali nel momento in cui ho avuto bisogno di consigli, di supporto e di sincerità. Grazie a voi sono arrivato a questo traguardo e so che potrò sempre contare su di voi e sul vostro amore. Grazie Bambino e Anna stai calma :-).

Un grandissimo ringraziamento ai miei nonni Pina e Angelo, ai miei Zii Luisa e Giuseppe e ai miei cugini Nicola e Matteo per avermi accompagnato in questo percorso garantendomi sempre un grande supporto e consigli costruttivi che mi porterò sempre nel cuore.

Un sentito grazie ai miei amici Gloria, Rugiada, Sofia, Marta, Matteo, Marco, Luca e i miei compagni di università per avermi supportato e sopportato in questi tre anni, è anche grazie a ognuno di voi che sono riuscito arrivare a questo traguardo, non finirò mai di ringraziarvi per tutti i consigli e per la motivazione che mi avete dato. Ho ancora problemi a mangiare l'insalata ed inizierò la dieta domani :-). Sia lode!

Grazie ai miei amici e coinquilini Isabella, Alessandro, Corrado e Lorenzo per esservi presi cura di me in questi anni, per avermi ordinato la camera, per avermi sempre consigliato nel modo più giusto e sincero e per avermi fatto divertire come un matto. Ricordatevi che in frigo ci sarà sempre qualcosa per voi.

Grazie al mio cane Ziva e ai miei gatti Perla e Leo che mi sono sempre stati vicini durante la stesura della Tesi (più per fame che per empatia). Se ci sono errori di battitura sapete chi ha camminato sulla tastiera del computer.

Grazie a tutti quelli che mi vogliono bene.

Andrea Lagni.