



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea in Fisica

Studio e simulazione della reazione ${}^8\text{Li}({}^4\text{He},n){}^{11}\text{B}$ con il rivelatore Active Target TPC

Relatore:

Prof. Gianmaria Collazuol

Correlatori:

Dott. Tommaso Marchi

Dott.ssa Maria Grazia Pellegriti

Laureando:

Egle Pagliaro

Anno Accademico 2019/2020

Sommario

La reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ fa parte della complessa rete di reazioni che giocano un ruolo fondamentale nella nucleosintesi primordiale degli elementi e nel problema della sovrapproduzione del ${}^7\text{Li}$. Il modello Standard del Big Bang prevede infatti una produzione di Litio maggiore di quella osservata sperimentalmente. Nonostante siano stati portati a termine numerosi esperimenti atti a misurare la sezione d'urto di tale reazione, vi è una notevole discrepanza tra le misure. Allo scopo di indagare e risolvere questo divario nei risultati viene dunque proposta una nuova ed indipendente misura utilizzando le capacità di tracciamento della camera ACTAR-TPC, sviluppata a GANIL. I parametri dell'esperimento verranno determinati in maniera tale da ottenere delle condizioni di rivelazione ottimali per l'energia $E_{CM}=1.05$ MeV, dove il disaccordo tra le precedenti misure è più marcato.

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Modello standard del Big Bang (SBBN)	3
1.2	Problema dell'abbondanza del Litio	4
1.3	Modello del Big Bang disomogeneo (IBBM)	5
1.4	La reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ e le discrepanze delle misure della sua sezione d'urto	6
2	Misura proposta	10
2.1	Apparato di rivelazione	10
2.1.1	Perdita di energia, ionizzazione dei gas e moltiplicazione a valanga	10
2.1.2	Camere a proiezione temporale	11
2.1.3	Rivelatore ACTAR-TPC	12
2.2	L'esperimento	13
3	Simulazione	16
3.1	Simulazione mediante LISE++ e SRIM	16
3.2	Simulazione con Geant4	20
4	Conclusioni	24
	Bibliografia	25

Capitolo 1

1 Introduzione

1.1 Modello standard del Big Bang (SBBN)

Il modello standard del Big Bang (*Standard Big Bang Model*, SBBM) è un modello cosmologico basato sull'idea che l'universo iniziò ad espandersi ad elevata velocità in un tempo finito nel passato, a partire da una condizione di divergenza delle variabili termodinamiche e dinamiche (quali ad esempio la densità) [1]. Tale modello prevede inoltre che tale espansione sia ancora in atto, fatto verificato per la prima volta dalle osservazioni di Hubble [2]. Dal punto di vista matematico la teoria del Big Bang è stata dedotta dalle equazioni di campo della Relatività Generale [3], risolvendole assumendo delle ipotesi semplificative, quali l'isotropia e l'omogeneità dell'universo (*Principio Cosmologico*). Lo SBBM è convalidato da diverse prove ed osservazioni astronomiche, quali il buon accordo tra le abbondanze osservate e predette degli elementi leggeri e la verifica dell'espansione dell'universo. Un'ulteriore verifica riguarda la misura dello spettro di corpo nero della radiazione cosmica di fondo nelle microonde (*Cosmic Microwave Background*, CMB) dovuto ad un equilibrio tra radiazione e materia non spiegabile nelle condizioni di trasparenza attuali dell'universo. Si è stima che il Big Bang abbia effettivamente avuto luogo quasi 14 miliardi di anni fa [4]. Il modello del Big Bang consente di descrivere con sufficiente dettaglio l'evoluzione delle componenti dell'universo durante le sue prime fasi espansive e, nello specifico, il processo di produzione degli elementi chimici durante queste fasi, noto come nucleosintesi primordiale (*Big Bang Nucleosynthesis*, BBN). Si ritiene che questa nucleosintesi primordiale sia il processo responsabile della formazione degli elementi leggeri quali deuterio, isotopi dell'elio (^3He e ^4He) e l'isotopo del litio ^7Li . Il modello stima che questo processo abbia avuto luogo tra circa 1 secondo e qualche minuto dopo l'inizio dell'espansione, quando nel fluido

cosmico si sono create condizioni di densità e temperatura favorevoli al bruciamento termonucleare di una parte dell'idrogeno primordiale, costituitosi nell'istante del Big Bang. Una volta prodotto l'elio, dal momento che non esistono nuclei stabili con numero di massa 5 o 8, la nucleosintesi sostanzialmente si arresta. In pochi casi reazioni ulteriori sono in grado di trasformare l'elio in elementi più pesanti: tra questi solo il ${}^7\text{Li}$ e il ${}^7\text{Be}$ vengono prodotti in tracce significative. La sintesi degli elementi ulteriormente più pesanti, fino al Ferro, avviene successivamente nelle stelle. La formazione degli elementi più pesanti del Ferro, avviene invece tramite i processi di nucleosintesi r od s [5].

1.2 Problema dell'abbondanza del Litio

Nonostante il modello standard presentato predica in maniera abbastanza accurata dati osservativi quali la quantità di elio osservata nei plasmi stellari e le abbondanze degli elementi leggeri, non è in grado di fornire informazioni quantitative accurate per il caso del Litio-7. La quantità predetta infatti è maggiore di un fattore da tre a quattro rispetto a quella osservata [6]. I parametri fondamentali nella descrizione dell'universo da parte dei vari modelli sono principalmente Ω_b densità dei barioni ¹ ed η , rapporto tra barioni e fotoni. Il modello SBB è in grado di stabilire tutti i parametri necessari alla sua descrizione mediante misure in laboratorio, fatta eccezione per la densità barionica che viene ricavata dalle osservazioni dell'isotropia del fondo cosmico nelle microonde (CMB), con una stima precisa entro il per cento. Fissati tutti i parametri del SBBM non vi sono più parametri liberi nel calcolo delle abbondanze primitive, che risultano quindi accurate se comparate alle osservazioni astronomiche nei siti astrofisici. Tuttavia sussiste una discrepanza per il calcolo dell'abbondanza del ${}^7\text{Li}$ della quale il modello non riesce a dare spiegazione.

¹particelle subatomiche composte da un numero dispari, solitamente tre, di quark

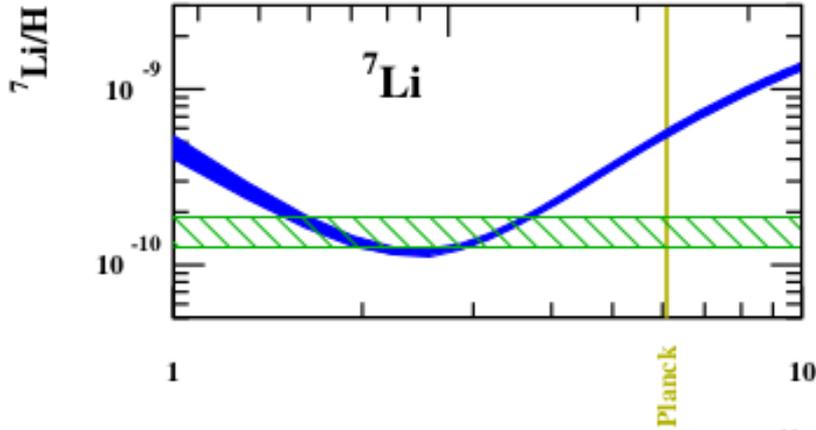


Figura 1: Abbondanza del Litio-7 in funzione del parametro η . La linea blu è il valore predetto, l'area segmentata il valore osservato e la linea verticale corrisponde al valore del parametro stimato dalla CMB. Figura da [6].

Per riuscire a descrivere accuratamente questo dato osservativo, infatti, il modello standard dovrebbe assumere un parametro di densità barionica in contrasto con quello ottenuto mediante le osservazioni astronomiche del fondo CMB.

1.3 Modello del Big Bang disomogeneo (IBBM)

Fino all'inizio degli anni '90 lo SBBM era ampiamente accettato come modello interpretativo dell'universo, utilizzando come parametro di densità barionica:

$$\Omega_b \cdot H^2 = 3.73 \cdot 10^7 \cdot \eta$$

dove H è la costante di Hubble, corrispondente a circa 100 Km/s/Mpc. Tuttavia, la discrepanza dell'abbondanza di Litio spinse a vagliare delle ipotesi alternative. Il problema della sovrapproduzione del Litio viene ad esempio risolto assumendo un modello disomogeneo della nucleosintesi primordiale (*Inhomogeneous Big Bang Nucleosynthesis*, IBBN) [7]. In questo caso si propone l'utilizzo di valori maggiori di η e Ω_b . Diversi studi (e.g. riferimento [8]) hanno trattato gli effetti della presenza di un campo magnetico primordiale stocastico (*Primordial Magnetic Field*, PMF) sulla nucleosintesi del big bang (BBN). La forza associata a questo campo risulta essere spazialmente disomogenea e si assume che abbia una distribuzione Gaussiana. Sotto queste assunzioni, nell'epoca della BBN, esistono domini spaziali con temperatura e densità di energia fotonica diverse. Queste fluttuazioni sono dovuti alle variazio-

ni locali del PMF che fanno sì che la funzione di distribuzione delle velocità medie differisca dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann. E' possibile calcolare le abbondanze degli elementi sulla base di questa teoria in funzione di η e di Ω_b , i quali sono ricavabili dalle osservazioni delle abbondanze di elio e deuterio. Il modello disomogeneo BBN riduce la discrepanza tra le abbondanze predette ed osservate del Litio e gioca un ruolo fondamentale nel comprendere la nucleosintesi di questo elemento. L'obiettivo di questo modello è dunque quello di risolvere il problema della sovrabbondanza del Litio tenendo conto delle fluttuazioni/disomogeneità del campo magnetico primordiale (PMF), il quale soddisfa i vincoli cosmologici ottenuti mediante le osservazioni della CMB. Al momento è in corso uno studio teorico per combinare le disomogeneità del PMF e della CMB e la disomogeneità dei barioni.

1.4 La reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ e le discrepanze delle misure della sua sezione d'urto

La reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ è considerata essere un punto di passaggio critico per la sintesi degli elementi CNO (carbonio-azoto-ossigeno) nelle singolari configurazioni attribuite ai modelli di big bang disomogeneo, per il cui processo domina una temperatura di $T_9=1$ ($T_9=10^9\text{K}$). Questa reazione potrebbe infatti aver reso possibile estendere la primordiale nucleosintesi oltre gli elementi ad $A=8$. Non esistendo infatti in natura elementi con $A=5$ o $A=8$ stabili, non è tuttora chiaro come sia stato possibile passare dagli elementi leggeri a quelli pesanti, dal momento che il modello standard della nucleosintesi non prevede un superamento del gradino $A=8$; superamento possibilmente interpretabile nel contesto di un modello disomogeneo e mediante l'analisi di questa reazione, che accade in particolare nei pressi della regione energetica di Gamow ($E_{CM} < 2 \text{ MeV}$) ed è stata intensamente studiata nell'arco degli ultimi tre decenni, sia per via sperimentale che teorica. Dal momento che non esistono molte prove cosmologiche osservative che supportino una primordiale disomogeneità su larga scala, lo scenario presentato dal modello disomogeneo del big bang potrebbe non essere considerato molto autorevole al momento. In ogni caso,

sono state compiute osservazioni distintive che provano l'evidenza di disomogeneità nell'universo primordiale, come ad esempio l'abbondanza di metalli nei quasar più distanti, la quale suggerisce che l'abbondanza degli elementi pesanti sopra al carbonio possa essere prodotta mediante nucleosintesi primordiale. Sebbene questa alta metallicità non sia predetta dai modelli standard del big bang, Nakamura et al. [9] hanno mostrato che può essere spiegata assumendo una disomogeneità su piccola scala dell'universo, permessa entro i limiti osservativi. Sono stati svolti recenti studi ascritti ad una descrizione del modello disomogeneo del big bang in cui una rete estesa di reazioni comprendenti ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ è assunta per trattare il problema del ${}^7\text{Li}$, dal momento che riveste un importante ruolo nel demolire il ${}^7\text{Li}$ tramite ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}(\alpha, n)$. Si ritiene dunque che la reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ giochi un ruolo fondamentale per comprendere la nucleosintesi nel remoto universo.

Data la rilevanza di questa reazione nel comprendere i processi che hanno portato alla nucleosintesi degli elementi e la descrizione dell'universo cui affidarci, appare importante stimare la sua sezione d'urto, la quale è stata intensamente studiata nel corso degli ultimi tre decenni da diversi esperimenti all'intorno della regione dell'energia di Gamow. Gli studi possono essere raggruppati a seconda delle specie rilevate: misure inclusive di ${}^{11}\text{B}$, misure inclusive di neutroni, misure esclusive di ${}^{11}\text{B}-n$. Queste misure sono complicate dalla presenza di diversi livelli eccitati del ${}^{11}\text{B}$ nel canale di uscita e dal problema che la soglia di rivelazione dei neutroni e/o per il ${}^{11}\text{B}$ costituisce, la quale deve infatti essere determinata in maniera chiara ed univoca, rappresentando dunque un parametro dell'esperimento abbastanza critico. Un'ulteriore complicità dell'esperimento è dovuta al fatto che il fascio di Litio abbia una vita media di 840.3 millisecondi, necessitando dunque dell'utilizzo ed uno studio di un fascio radioattivo.

Compiamo una riassuntiva rassegna delle procedure di misura utilizzate in alcuni dei vari esperimenti atti alla determinazione della sezione d'urto:

- **Paradellis et al.**(1990): Le prime misure per determinare la sezione d'urto fanno uso dello studio della reazione inversa. Questo approccio non permette tuttavia di identificare i numerosi stati eccitati del Boro-11 e dunque la se-

zione d'urto ottenuta risulta essere riferita solo allo stato fondamentale della reazione [10].

- **Boyd(1995):** Sono state realizzate delle misure inclusive del ^{11}B in un range energetico con limite inferiore pari a $E_{CM}=1.5$ MeV [11].
- **Gu et al. (1995):** Anche questo gruppo propone una misura inclusiva del ^{11}B . Il range energetico indagato è $E_{CM}=0.64-2.2$ MeV. Il Litio-8 viene fatto collidere con gli atomi di ^4He all'interno del detector di ioni pesanti MUSIC (*MUlti Sampling Ionization Counter*), riempito di elio e piccole quantità di isobutano o metano, allo scopo di diminuire il tempo di transizione degli ioni nella camera [12].
- **Cherubini (2004):** La misura della sezione d'urto è stata compiuta mediante una misura inclusiva del neutrone prodotto dalla reazione, utilizzando il fascio fornito da EXCYT (*EXotics with CYclotron and Tandem*) ai LNS di Catania.
- **Ishiyama et al. (2006):** La sezione d'urto è stata misurata identificando lo stato finale di ogni singolo evento nella regione $E_{CM}=0.7-2.6$ MeV ed effettuando una misura esclusiva, in cui il ^{11}B ed i neutroni vengono rilevati simultaneamente, in maniera tale che lo stato finale della reazione sia identificato. Il setup dell'esperimento consiste in un *recoil-mass separator*, utilizzato per separare in volo il fascio secondario di ^8Li , ed un sistema di rilevazione composto da un contatore del tempo di volo (TOF), una *Multi-Sampling and Tracking Proportional Chamber* (MSTPC) e tre pareti di rilevazione dei neutroni, formate da segmentati scintillatori di plastica. Una struttura di tipo risonante è trovata attorno a $E_{CM}=0.85$ MeV [13].
- **La Cognata et al. (2008):** Si tratta di misure inclusive del neutrone all'energia $E_{CM}=(1.05\pm 0.16)$ MeV con lo stesso rivelatore per neutroni utilizzato da Cherubini. Il fascio radioattivo di ^8Li è fornito da EXCYT (LNS) e la sezione d'urto è calcolata mediante misure di bassofondo del tempo di correlazione tra l'arrivo del ^8Li proiettile al target e la conseguente cattura neutronica in un contatore termico senza soglia coprente un angolo solido pari a 4π [14].

- **Das et al. (2017):** Questo gruppo ha utilizzato lo stesso apparato strumentale del gruppo di Ishiyama, provando però a raggiungere il limite più basso della regione energetica $T_9=1$, predominante nella nucleosintesi primordiale, diminuendo l'energia del fascio iniettato. Il range energetico investigato in questo esperimento è corrispondente a $E_{CM}=0.45-1.8$ MeV. È stata realizzata una misura esclusiva utilizzando MSTPC per il boro e degli scintillatori di plastica segmentati per i neutroni, ottenendo una struttura di forma risonante attorno a 0.75 MeV.

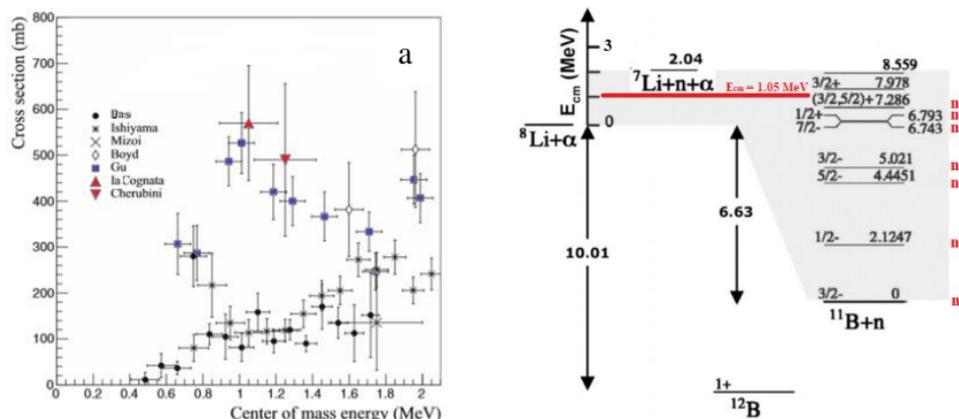


Figura 2: a) Dati dalle misure esclusive (Ishiyama e Das), dalle misure inclusive del Boro (Boyd e Gu) e misure inclusive del neutrone (Cherubini e La Cognata). b) Schema dei livelli del ${}^{11}\text{B}$ coinvolti nella reazione ad $E_{CM} < 2$ MeV. Figura tratta da [15].

Da [14] è stata avanzata un'ipotesi per spiegare l'origine di una così marcata differenza nei risultati (rappresentati in figura 2) inerente ad una troppo alta soglia dei rivelatori di neutroni nelle misure esclusive, l'ipotesi è stata contestata da [16]. La ragione delle differenze nelle sezioni d'urto misurate resta dunque ignota. Una misura indipendente ad energia $E_{CM} < 2$ MeV sarebbe necessaria per completare le informazioni ottenute dalla reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$.

Capitolo 2

2 Misura proposta

Viene proposta una nuova misura della sezione d'urto della reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ in cinematica inversa con lo scopo di raccogliere ulteriori informazioni sperimentali nell'intorno della regione energetica $E_{CM}=1.05$ MeV, dove la discrepanza tra le precedenti misure è più marcata, sfruttando le capacità di tracciamento del rivelatore ACTAR-TPC.

2.1 Apparato di rivelazione

2.1.1 Perdita di energia, ionizzazione dei gas e moltiplicazione a valanga

Quando una particella energetica carica attraversa un mezzo materiale avviene un processo chiamato *ionizzazione*, che consiste nella rimozione di uno o più elettroni dagli atomi del mezzo, producendo una coppia elettrone-ione. L'energia necessaria per la produzione di questa coppia dipende dal mezzo in questione. La perdita di energia della particella è parametrizzata dalla formula di Bethe-Bloch ed è proporzionale alla densità degli elettroni nel mezzo, alla carica dello ione e dipende, nel caso non relativistico, dall'inverso del quadrato della sua velocità [17]. La capacità di frenare particelle incidenti da parte di un mezzo è detta *stopping power* e si definisce come l'energia rilasciata per unità di lunghezza del percorso della particella stessa (dE/dx). I rivelatori a gas sfruttano la ionizzazione del mezzo per raccogliere su un elettrodo le cariche prodotte. Agli elettrodi viene applicata una differenza di potenziale che comporta la presenza di un campo elettrico, per effetto del quale gli elettroni prodotti inducono un segnale in carica che può essere letto da una catena elettronica.

Le camere a deriva sono un particolare tipo di rivelatore a gas in cui il moto degli elettroni sottoposti a campo elettrico fornisce ulteriori informazioni spaziali, sfruttando la conoscenza della velocità delle cariche (detta *di drift*). Questa velocità dipende dal tipo di gas e dal rapporto tra il campo elettrico applicato e la pressione del gas (noto come *campo elettrico ridotto*). Esiste una serie di processi che può intaccare il segnale prodotto andando a ridurre la quantità di cariche prodotte nel rivelatore. I più importanti sono la ricombinazione, nella quale elettrone e ione si legano di nuovo, e l'attaccamento, che porta gli atomi del gas a catturare gli elettroni liberi formati [18].

Per campi elettrici molto elevati, invece, gli elettroni acquistano un'energia sufficiente a ionizzare altre molecole del gas; le cariche prodotte possono essere poi accelerate affinché producano un'ulteriore ionizzazione, in un processo detto di moltiplicazione a valanga. È opportuno applicare una tensione che faccia funzionare il rivelatore nella zona proporzionale, ossia in un intervallo in cui all'aumentare della tensione aumenta proporzionalmente la carica raccolta e in cui gli elettroni hanno sufficiente energia per ionizzare altre molecole del gas, amplificando dunque il segnale.

2.1.2 Camere a proiezione temporale

La camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*, TPC) è un sistema di rivelazione che basa il suo funzionamento sui meccanismi della ionizzazione, della deriva e dell'amplificazione degli elettroni. Consiste essenzialmente in un tracciatore tridimensionale capace di fornire informazioni sulle tracce delle particelle unite ad informazioni sulla perdita specifica di energia delle stesse [19]. Il rivelatore consta di una camera riempita di gas con alle estremità due elettrodi ai quali viene applicata una differenza di potenziale e tutt'attorno una serie di fili equipotenziali tali da mantenere il campo elettrico uniforme. Un estremo della camera costituisce il piano di raccolta dove viene raccolta ed amplificata la carica. Solitamente si raccoglie il segnale prodotto dagli elettroni poiché questi hanno una maggiore mobilità

rispetto agli ioni. Il piano di raccolta è normalmente segmentato, per permettere la ricostruzione bidimensionale delle tracce rivelate. La terza coordinata, lungo l'asse parallelo allo spostamento, si può ricavare dal tempo di deriva degli elettroni prodotti per ionizzazione [20]. Solitamente la regione di deriva è separata dalla regione di amplificazione e raccolta dalla cosiddetta *griglia di Frisch*. Questa griglia è posta ad un potenziale intermedio e serve ad impedire l'induzione di carica sugli elettrodi di raccolta da parte degli elettroni nella fase di deriva. L'ampiezza del segnale all'anodo fornisce informazioni su dE/dx della particella, dal momento che la carica raccolta all'estremità è proporzionale alla sua perdita di energia nel mezzo.

2.1.3 Rivelatore ACTAR-TPC

Il sistema di rivelazione *Active TARget and Time Projection Chamber* (ACTAR-TPC) [21] è il progetto di una collaborazione europea sviluppato a GANIL (*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*) e consiste in un sistema di rivelazione di ultima generazione che consta di una camera a proiezione temporale con bersaglio attivo. Un bersaglio attivo (anche detto *active target*) utilizza un materiale che espleta la funzione sia di bersaglio, solitamente gassoso, sia di rivelatore a tracciamento. Ciò consente l'utilizzo di uno spessore consistente di target, anche in combinazione con fasci di bassa intensità (minori di 10^6 pps), consentendo di misurare la posizione del vertice di interazione e di conseguenza l'energia effettiva a cui è avvenuta la reazione [22].

L'anodo della TPC è segmentato in 16348 (128 x 128) pad quadrati di lato 2 mm. Questa configurazione permette il tracciamento delle particelle in due dimensioni. Inoltre ogni pad è letto in maniera indipendente e da ogni segnale è possibile estrarre informazioni di tempo e carica depositata. Questo permette la ricostruzione tridimensionale dell'evento e dell'energia rilasciata dalle particelle lungo la loro traiettoria.

Dalla misura della posizione del vertice si può stimare l'energia dissipata dal nucleo all'interno del rivelatore ed è quindi possibile ottenere una misura accurata, evento

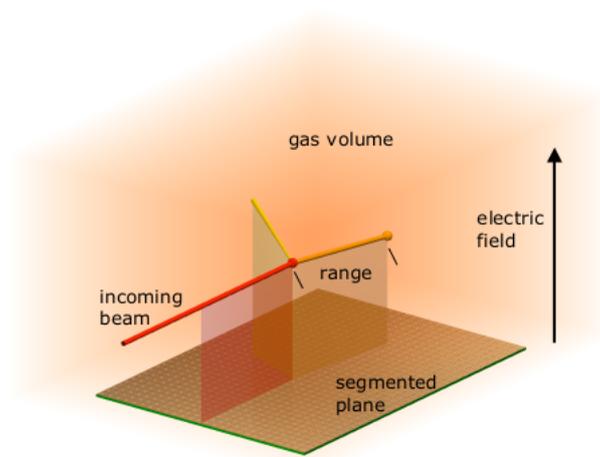


Figura 3: Configurazione di un detector a bersaglio attivo.

per evento, dell'energia effettiva della reazione. Il rivelatore è stato costruito per avere una risoluzione spaziale inferiore ai 2mm, un tempo di risoluzione di 20 ns, una risoluzione energetica del 2% ed un'efficienza maggiore del 90% [22].

2.2 L'esperimento

Per indagare più a fondo la discrepanza tra le misure della sezione d'urto della reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, descritte nel paragrafo 1.4, viene proposto un nuovo esperimento che sfrutta le capacità di tracciamento della camera ACTAR-TPC. In particolare, utilizzando un fascio di ${}^8\text{Li}$ ad energia $E_{lab}=1,2$ MeV/nucleone e di intensità pari a 10^4 pps prodotto da SPIRAL 1 [23], presso i laboratori di GANIL, viene studiata la reazione in questione utilizzando il metodo della cinematica inversa su target spesso [24]. Questo approccio sperimentale è conveniente quando si fa uso di fasci instabili di bassa intensità, tali per cui la misura di una funzione di eccitazione con approccio tradizionale richiederebbe tempi troppo lunghi. In aggiunta la tecnica della cinematica inversa su target spesso permette di misurare la funzione di eccitazione in un ampio range energetico senza variare l'energia del fascio incidente [25]. Siccome nella cinematica inversa utilizzata il fascio di ioni ha massa maggiore del bersaglio, gli angoli di deflessione degli ioni pesanti nel sistema di riferimento del laboratorio sono piccoli per conservazione dell'energia e del momento. La dinamica del Litio

diffuso elasticamente e quella del Boro prodotto negli eventi anelastici si svilupperanno dunque prettamente in avanti. La pressione del gas all'interno della camera verrà impostata in maniera tale da avere condizioni di rivelazione ottimali all'energia di $E_{CM}=1.05$ MeV, dove il disaccordo tra le precedenti misure è più marcato. In particolare si farà in modo che tale valore venga raggiunto all'incirca al centro della camera di ACTAR-TPC. Procedendo ad una precisa ricostruzione del vertice d'interazione e delle particelle emesse dalla reazione, si sarà in grado di contare gli ioni di ^{11}B prodotti e di compiere una misura indipendente della sezione d'urto nell'intervallo energetico $E_{CM}=0.5-1.5$ MeV.

Il vantaggio nell'utilizzo di ACTAR-TPC rispetto agli esperimenti precedenti (e.g. ref. [16]) sta nella sua miglior risoluzione spaziale [22]. In figura 4 sono mostrate le perdite di energia per pad della reazione $^8\text{Li}(^4\text{He},n_0)^{11}\text{B}_{g.s}$ ad un'energia $E_{CM}<1.05$ MeV per le due soluzioni cinematiche del ^{11}B che esce a 0° . La risoluzione spaziale di 2 mm di ACTAR consente di ottenere più punti sperimentali rispetto all'MSTPC, avente risoluzione spaziale pari a 11 mm. Ciò consente ad ACTAR di ricostruire in maniera migliore la perdita di energia del Boro e rende superflua la misura del neutrone in coincidenza per ricostruire la cinematica della reazione. Tale controllo risulta invece imprescindibile nella misura di MSTPC.

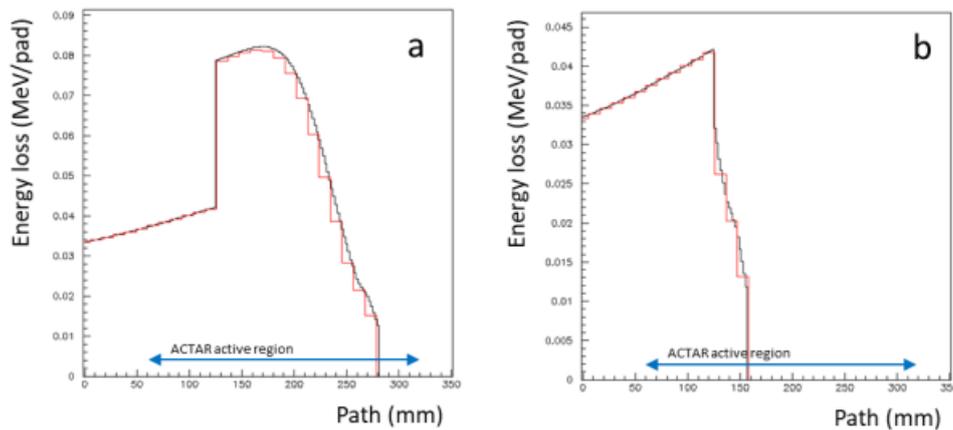


Figura 4: Energia persa per pad della reazione $^8\text{Li}(^4\text{He},n_0)^{11}\text{B}_{g.s}$ ad energia $E_{CM}<1.05$ MeV per Boro-11 ad alta energia (destra) e a bassa energia (sinistra) che esce a 0° . Figura tratta da

Dal punto di vista quantitativo, quindi, ACTAR-TPC presenta una risoluzione geometrica migliore di un fattore 5 rispetto a MSTPC. Ciò è estremamente utile per distinguere tra eventi elastici ed eventi che avvengono in condizioni cinematiche

sfavorevoli, come ad esempio l'emissione di particelle ad angoli molto piccoli.

Le tracce del Boro allo stato fondamentale, emesso a basse energie e a 0° , verranno inoltre individuate recuperando la curva di energia persa per pad (dE/pad) misurata lungo ≈ 15 pads, a differenza dei ≈ 3 pads nel caso di MSTPC. Lo scattering elastico, a parità di vertice, sarà individuato come una traccia lunga fino al termine della camera con una perdita di energia diversa dal caso precedente [15]. Alla pressione di 140 Torr, prevista per la misura, la risoluzione energetica nel centro di massa corrispondente a 2 pad (4 mm) è circa 20 keV, dunque migliore di un fattore 5 rispetto al sistema di rivelazione utilizzato nelle due misure eseguite utilizzando la MSTPC [16, 13].

3 Simulazione

Prima di procedere con l'esperimento proposto, è necessario verificare la fattibilità della misura e stimare la risposta dell'apparato sperimentale. Per prima cosa ci si concentra sui calcoli analitici della cinematica della reazione e delle perdite di energia dei diversi ioni all'interno del gas. Per la cinematica si è sfruttato il pacchetto (kinematics) del programma LISE++ [26], mentre per le perdite di energia si sono sfruttati i database di sezioni d'urto di Ziegler [27], confrontando le stime fornite dal programma SRIM [28] e dal pacchetto *Physical Calculator* di LISE++. In un secondo momento sono state studiate le stesse quantità utilizzando il programma di simulazione ActarSim [29], basato sul pacchetto GEANT4 (*GEometry ANd Tracking 4*) [30]. Questo codice simula l'interazione radiazione-materia tracciando la traiettoria dello ione all'interno della geometria fornita, permettendo di tenere conto degli effetti statistici della perdita di energia degli ioni di interesse all'interno del gas. I risultati vengono quindi confrontati con quelli ottenuti con metodi analitici.

3.1 Simulazione mediante LISE++ e SRIM

I codici di calcolo SRIM e LISE++ implementano delle funzioni di interpolazione che, a partire da un database di perdite di energia fornito, permettono di stimare la perdita di energia in materiali solidi o gassosi da parte di ioni carichi. Entrambi i codici si basano sui lavori di Ziegler [27] per gli ioni pesanti a bassa energia. Mentre per SRIM questo è l'unico database disponibile, in LISE++ è stata opportunamente selezionata l'opzione "*low energy ions*" (non default) per imporre al codice l'utilizzo del database corretto. Per prima cosa si è stimata la perdita di energia del fascio di ^8Li prima dell'ingresso nel rivelatore. Il fascio prodotto da SPIRAL 1 viene accelerato del ciclotrone e raggiunge l'apparato sperimentale dopo aver attraversato una serie di rivelatori ed assorbitori passivi che fanno sì che l'energia finale, all'arrivo alla camera, sia degradata al valore medio di 6.5 MeV. L'interfaccia tra il tubo a vuoto della linea di fascio ed il volume di gas del rivelatore ACTAR TPC è costituita da uno

strato di Mylar (polietilene tereftalato) di 3 μm di spessore. Questo fa sì che il fascio perda ulteriormente energia fino ad un valore di 5.5 MeV. Questo è il dato di partenza considerato per tutti i calcoli descritti successivamente. Al fine di questo lavoro assumiamo inoltre che questo valore sia esatto e che lo straggling energetico dovuto al passaggio attraverso tali assorbitori sia trascurabile. Si discutono ora i risultati ottenuti per il calcolo delle perdite di energia degli ioni nel rivelatore ACTAR TPC e la cinematica dei canali di uscita principali (elastico e anelastico) prodotti a seguito della reazione di interesse: ${}^8\text{Li}+{}^4\text{He}$. All'energia del fascio all'ingresso della camera (5.5 MeV) corrisponde un'energia di 1.4 MeV nel sistema di riferimento del centro di massa.

Per la misura della sezione d'urto della reazione, ACTAR verrà riempito con una miscela di gas composta da ${}^4\text{He}$ al 90%. Mediante SRIM sono state calcolate le curve di perdita di energia del ${}^8\text{Li}$, del ${}^{11}\text{B}$ e delle particelle α all'interno della camera. Il programma SRIM permette di distinguere il contributo elettronico alla perdita di energia, dovuto all'interazione della particella di interesse con gli elettroni del mezzo, e quello nucleare, dovuto invece all'interazione con i nuclei, ed è stata poi riportata la somma dei due nelle figure 5 e 6. L'apporto nucleare contribuisce in maniera non trascurabile solo alle basse energie (curva azzurra), progressivamente con l'aumento dell'energia invece domina quello elettronico (curva rossa), che va a costituire esclusivamente il totale dell'energia persa (curva nera).

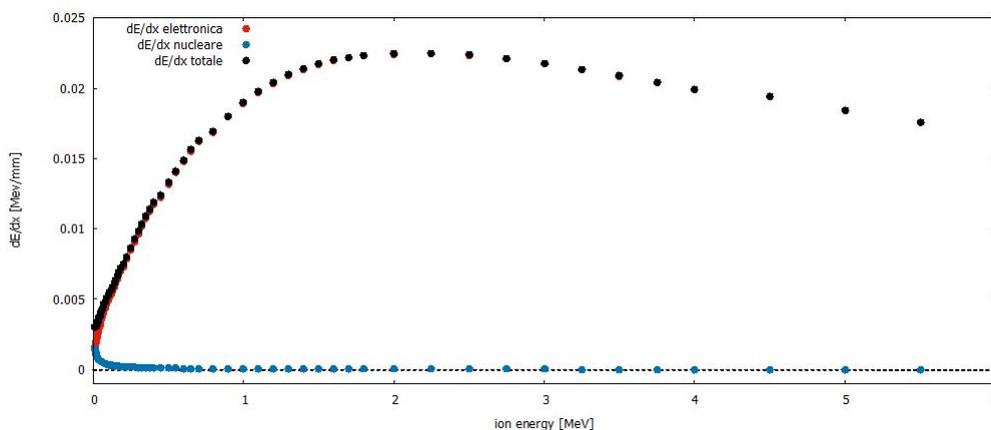


Figura 5: Perdita di energia del ${}^8\text{Li}$ nella miscela di gas alla densità di $6.129 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$.

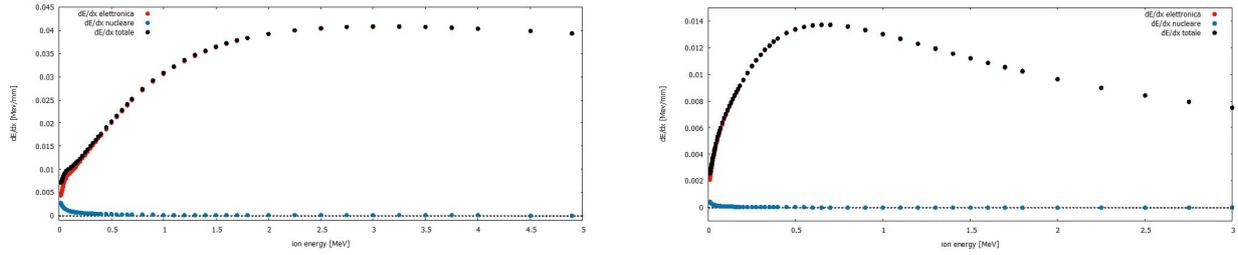


Figura 6: Perdita di energia del ^{11}B (sinistra) e delle particelle α (destra) nella miscela di gas alla densità di $6.129 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$.

Il valore della pressione e della densità del gas durante l'esperimento dovranno essere impostate in maniera tale da permettere al Litio, il cui *range* dipende chiaramente dalla sua perdita di energia nel mezzo, di attraversare la zona attiva e di essere rivelato da un rivelatore posto a valle del volume attivo di ACTAR, costituito da uno scintillatore di plastica o da un rivelatore al silicio. Questo rivelatore sarà usato in un primo momento per misurare la perdita di energia del ^8Li nella miscela di gas ed in un secondo momento verrà utilizzato in anticoincidenza, come rivelatore di veto, allo scopo di rimuovere dal trigger di ACTAR le particelle del fascio che non hanno dato luogo a reazioni di interesse all'interno della zona sensibile del rivelatore. Per determinare che pressione e densità nella camera soddisfino tali requisiti, è stata calcolata, mediante SRIM, l'energia del fascio di Litio in funzione del suo percorso all'interno della camera. Si nota che ad una densità pari a $6.129 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$, corrispondente ad una pressione di circa 140 Torr, il fascio di ^8Li esce dalla zona sensibile di ACTAR TPC e raggiunge il rivelatore a 0° . In questa configurazione si raggiunge l'energia di fascio di interesse a circa metà della camera ($E=3 \text{ MeV}$, che corrisponde ad $E_{CM}=1.05 \text{ MeV}$). Abbassando la densità del gas (curva verde e azzurra di figura 7) il percorso del fascio all'interno della camera aumenta. Per valori di pressione pari a circa 150 mbar e 170 mbar e corrispondenti alle densità $5.552 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ e $5.210 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$, il fascio attraversa interamente la zona attiva e raggiunge il rivelatore a 0° con energia sufficiente per essere rivelato. La pressione e la densità ottimali verranno definite sperimentalmente all'inizio della misura a partire da questi valori calcolati.

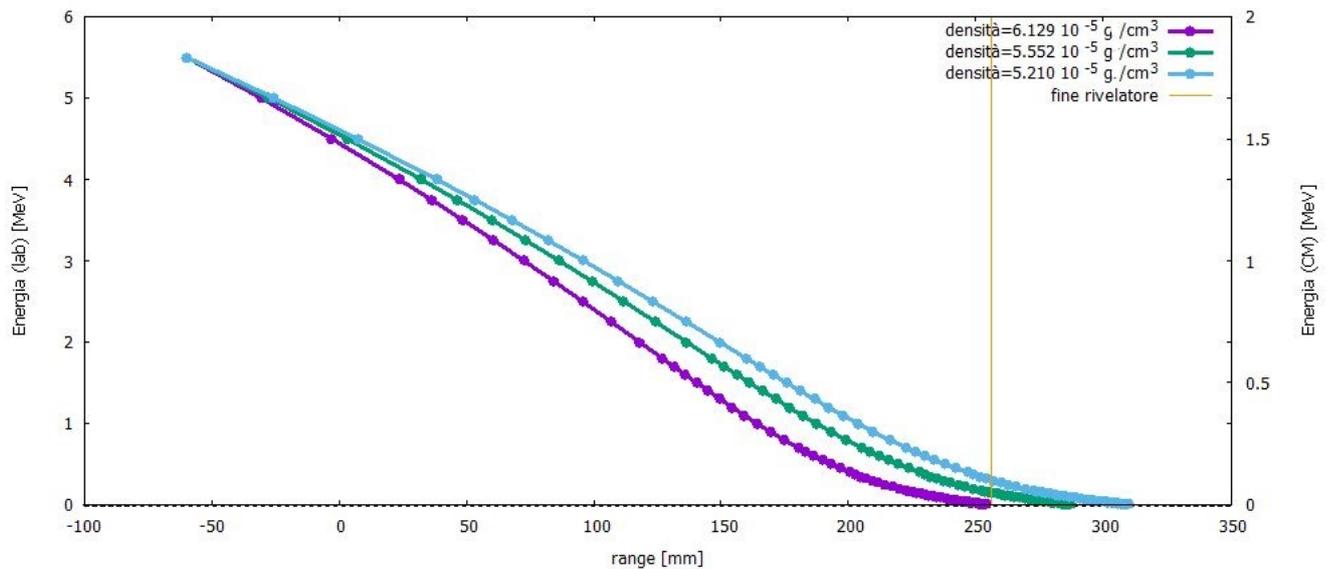


Figura 7: Range del ^8Li all'interno di ACTAR calcolato a tre diverse densità con energie espresse nel sistema di riferimento del laboratorio (asse sinistro) e del centro di massa (asse destro).

Mediante l'utilizzo di LISE++ si è poi proceduto al calcolo della cinematica della reazione a $E_{CM}=1.05$ MeV. Nel caso dello scattering elastico abbiamo che le particelle di Litio vengono deflesse ad un angolo massimo di circa 30° , con energie comprese tra 400 keV e 3.2 MeV e le loro curve cinematiche permettono di discriminarle dalle particelle di Litio non interagenti. Per quanto riguarda invece la reazione che coinvolge lo stato fondamentale del ^{11}B e tutti i suoi stati eccitati, abbiamo che le particelle di ^{11}B escono dal vertice della reazione con energie comprese tra circa 300 keV e 4,9 MeV, con un angolo di uscita massimo pari a 35° , nel sistema di riferimento del laboratorio, come si osserva dalla figura 8. Dalle energie massime e minime del ^{11}B fornite dalle curve cinematiche, è possibile, mediante SRIM, calcolare il suo range a tali energie nella miscela di gas al 90% di elio e al 10% di anidride carbonica, ottenendo un range compreso tra circa 28 mm e 160 mm. Le tracce del ^{11}B saranno dunque tutte contenute all'interno della regione attiva di ACTAR per l'intero range angolare. Il valore massimo di energia di uscita del Boro ricavato è stato scelto per troncare la curva della sua perdita di energia nel gas.

È stata calcolata anche la cinematica delle corrispondenti particelle α , che escono ad energie differenti dipendentemente dal livello di eccitazione occupato dal Boro, ad ampi angoli lungo la direzione di volo del Litio, contenuti in un range da 0° a 180° .

Queste curve di energia differiscono da quella dello scattering elastico e consentono dunque di discriminare tra le due classi di eventi. La misura della loro energia alle diverse ampiezze angolari permette quindi, nei limiti della risoluzione, di escludere dal calcolo della sezione d'urto della reazione gli eventi elastici, non di interesse.

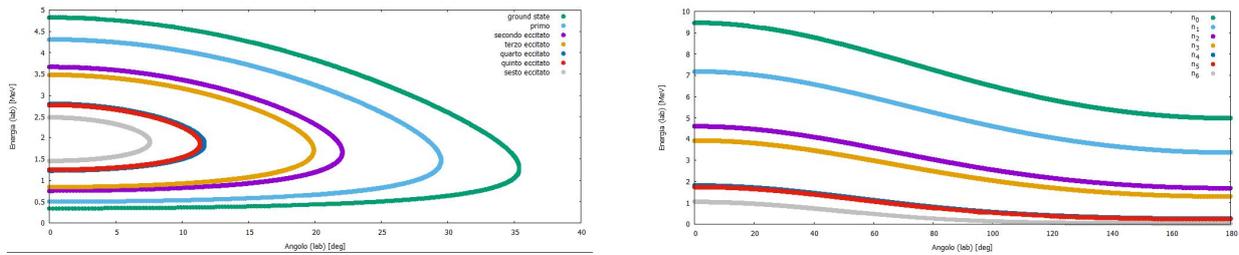


Figura 8: Cinematica della reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ad energia nel centro di massa pari a 1.05 MeV per il ${}^{11}\text{B}$ nello stato fondamentale e negli stati eccitati (sinistra) e cinematica dei corrispondenti neutroni (destra).

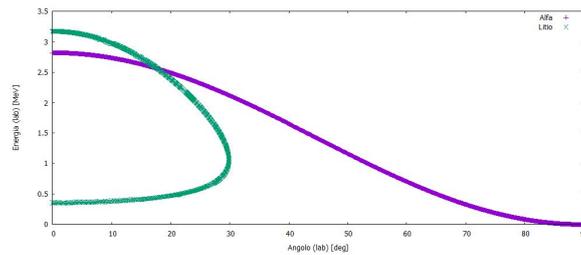


Figura 9: Cinematica dell'urto elastico tra Litio e particelle α

3.2 Simulazione con Geant4

Discutiamo ora i risultati ottenuti con la simulazione ActarSim per le stesse quantità calcolate nel paragrafo precedente. Le densità considerate sono leggermente diverse rispetto al calcolo in SRIM a causa di una diversa stima numerica della densità finale di una miscela di gas da parte di GEANT4. La discrepanza è dell'ordine di una parte su mille e può essere considerata trascurabile ai fini della presente applicazione.

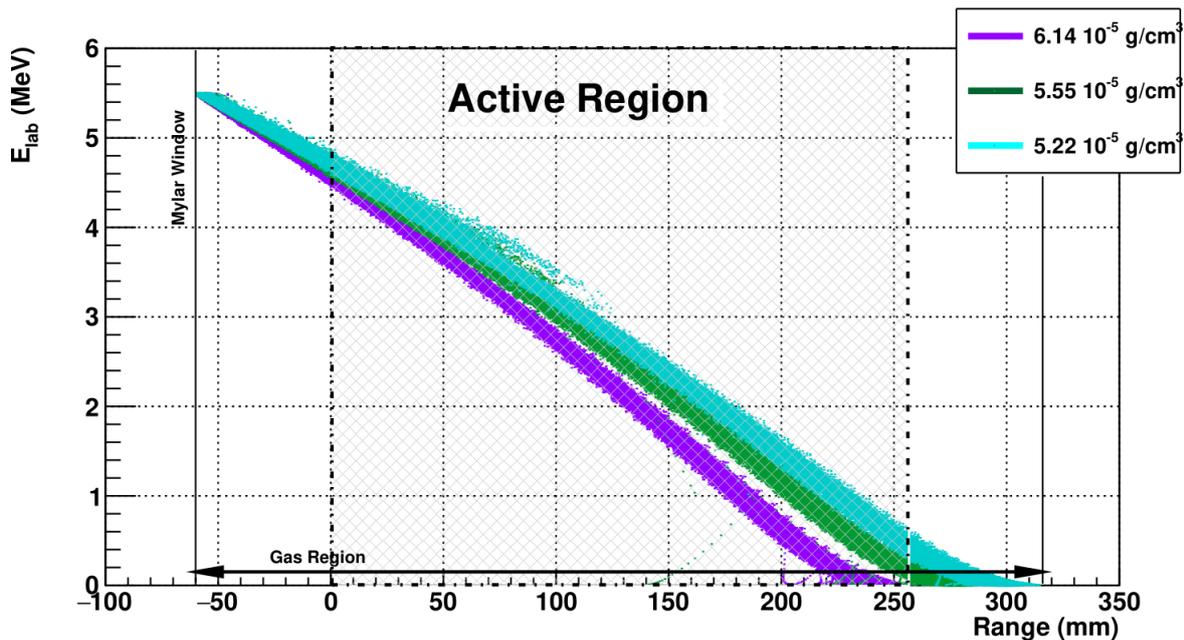


Figura 10: Range del ^8Li all'interno di ACTAR simulato con ActarSim a tre diverse densità con energie espresse nel sistema di riferimento del laboratorio .

Il risultato fornito da ActarSim è consistente con quello trovato mediante i calcoli in SRIM e conferma i valori di pressione massimi per cui il fascio è completamente fermato all'interno della zona sensibile di ACTAR TPC. Si nota, inoltre, che la simulazione fornisce una stima dello straggling energetico del fascio. Le curve mostrate in figura 10, infatti, sono delle distribuzioni la cui larghezza mostra chiaramente l'effetto statistico della perdita di energia all'interno del volume di gas. Rispetto ai calcoli mostrati nel paragrafo precedente risulta quindi che nella situazione intermedia (densità pari a $6.14 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$) la coda della distribuzione rischia di cadere sul bordo, se non all'interno della zona attiva. Le soluzioni a $5.55 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ e a $5.22 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ forniscono quindi condizioni di lavoro più adeguate.

Partendo dalla simulazione dell'urto elastico tra Litio ed elio, sono state ricavate le curve cinematiche delle due particelle (figura 12). Le distribuzioni risultano coerenti con quanto già calcolato analiticamente e anche in questo caso la simulazione mostra che lo straggling atteso a causa della perdita di energia nel gas non impedisce di distinguere tra i diversi canali cinematici. Insieme alla cinematica è stata

anche ottenuta una visualizzazione delle tracce, distinte per colore per il Litio e per le α , nelle quali si possono effettivamente notare gli angoli di uscita delle particelle e l'uscita delle ultime dalla camera. Per tutte le simulazioni è stato scelto di fissare il vertice della reazione all'intorno di 60 mm, dove, come già detto, il fascio raggiunge l'intervallo energetico di maggiore interesse.

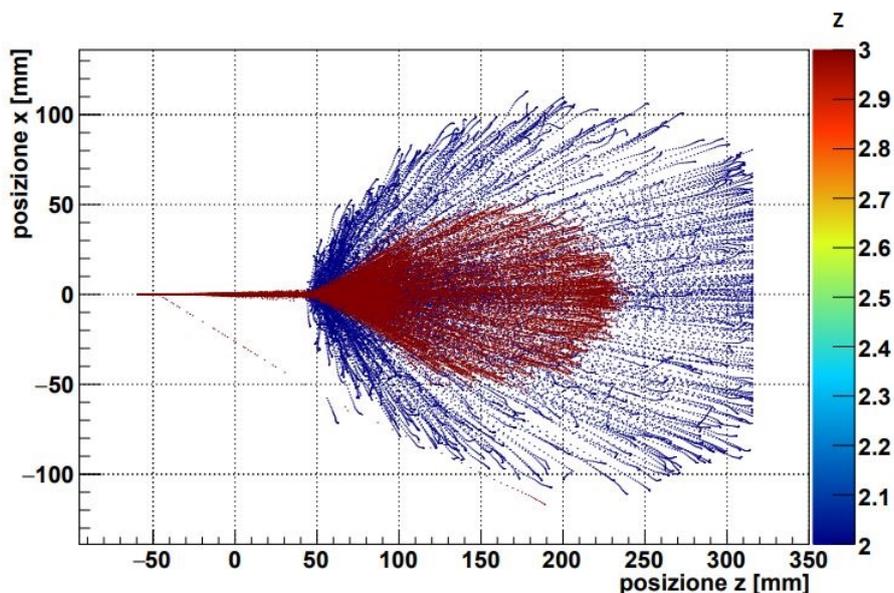


Figura 11: Visualizzazione delle tracce delle particelle dell'urto elastico, in rosso gli ioni di Litio e in blu le particelle α .

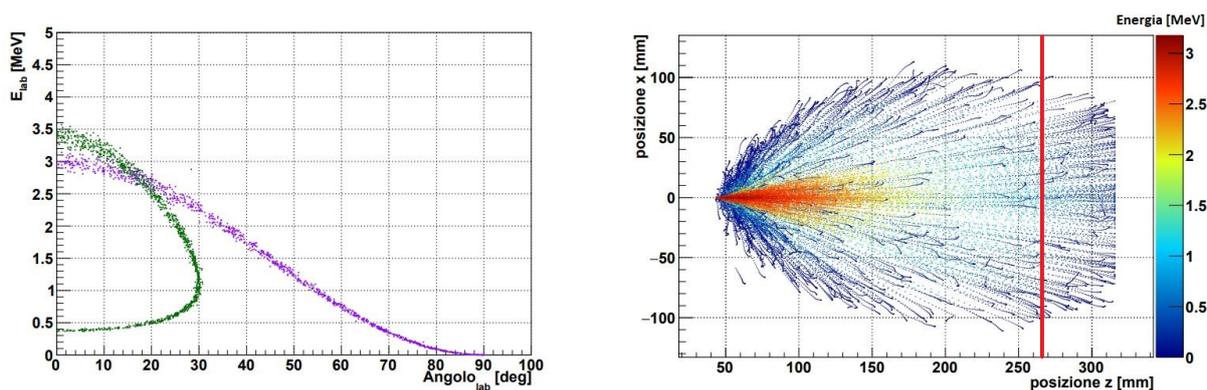


Figura 12: Curve cinematiche dello scattering elastico (sinistra), in verde quella relativa al Litio e in viola quella delle α , e visualizzazione delle tracce delle particelle di ^8Li nell'urto elastico (destra), colorate dipendentemente dalla loro energia.

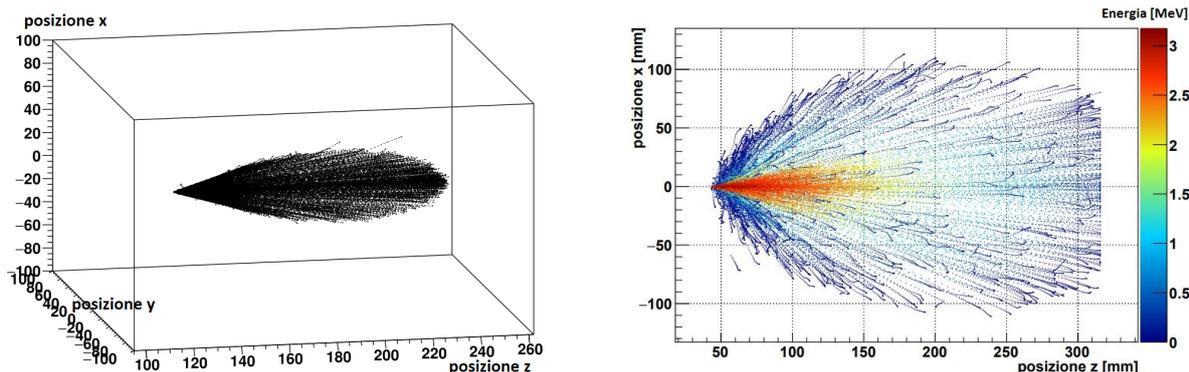


Figura 13: Visualizzazione tridimensionale dello scattering elastico del ^8Li (sinistra) e tracce delle particelle α nell'urto elastico (destra), colorate dipendentemente dalla loro energia.

Anche per quanto riguarda le curve cinematiche dei diversi livelli eccitati del ^{11}B vi è corrispondenza tra i calcoli operati da LISE++ e dalla simulazione con ActarSim, sempre nei limiti dell'allargamento statistico delle curve prodotte da quest'ultimo. Dalla figura 14 si evince che le particelle di ^{11}B si fermano tutte all'interno della camera, confermando i calcoli del suo *range* svolti mediante SRIM.

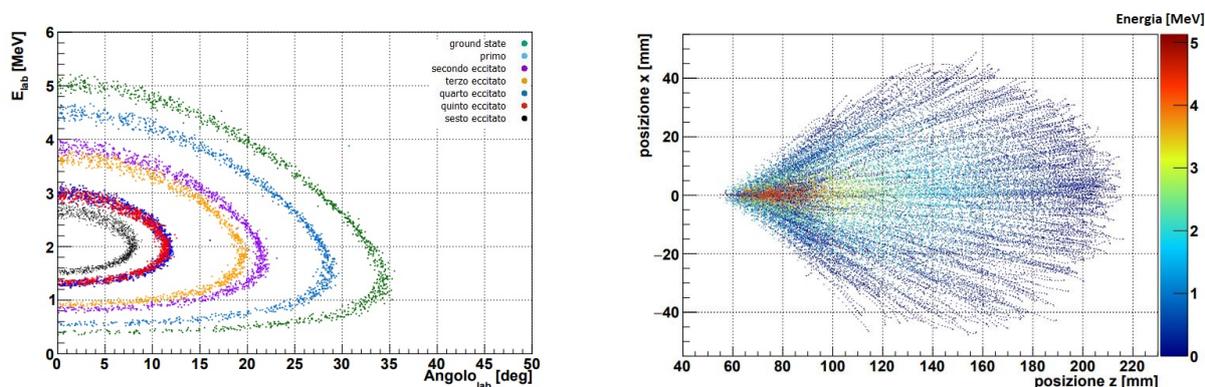


Figura 14: Curve cinematiche dei vari livelli eccitati del ^{11}B (sinistra) e visualizzazione delle tracce all'interno della camera dello stato fondamentale (destra).

4 Conclusioni

Nell'elaborato si è trattata la rilevanza e la difficoltà nella determinazione della sezione d'urto della reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$. L'esigenza di un suo accurato studio è giustificata dal momento che questa fa parte di una trama di reazioni che rivestono un ruolo fondamentale nella nucleosintesi primordiale degli elementi. Riuscire a comprendere la natura delle discrepanze dei risultati ottenuti mediante le diverse metodologie sperimentali potrebbe condurre ad un più corretto studio della reazione. Per tale motivo è stata proposta una nuova misura della sezione d'urto utilizzando il rivelatore ACTAR-TPC mediante la tecnica della cinematica inversa su target spesso. In questo lavoro di tesi sono state analizzate le condizioni sperimentali allo scopo di verificare se tale misura fosse possibile o meno. L'accordo tra i due risultati, da una parte i calcoli analitici ottenuti con i programmi LISE++ e SRIM e dall'altra la simulazione Geant4 ActarSim, suggeriscono che la misura della sezione d'urto della reazione ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ sia possibile alle condizioni richieste. Sono stati ricavati dei valori dei parametri del rivelatore quali pressione e densità nell'intorno dei quali verranno poi scelti, in sede di misura, quelli sperimentali. Tali scelte, unite alle caratteristiche di tracciamento di ACTAR, dovrebbero garantire delle ottimali condizioni di rivelazione nella regione energetica di interesse, in maniera tale da operare una misura indipendente della sezione d'urto e permettere di comprendere le ragioni delle attuali discrepanze sperimentali.

Riferimenti bibliografici

- [1] J. A. Peacock et al. *Physics of the Early Universe*. CRC Press, 1990.
- [2] N. A. Bahcall. «Hubble's Law and the expanding universe». In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 112.11 (2015), pp. 3173–3175. DOI: 10.1073/pnas.1424299112. URL: <https://www.pnas.org/content/112/11/3173>.
- [3] Joseph Weber. *General Relativity and gravitational waves*. Courier Corporation, 2004.
- [4] D. N. Spergel et al. «The age of universe». In: *PNAS* 94 (giu. 1997).
- [5] S. Shibagaki. «Relative contributions of the weak, main, and fission-recycling r-process». In: *The Astrophysical Journal* (gen. 2016), pp. 816–879.
- [6] A. Coc et al. «Primordial nucleosynthesis». In: *International Journal of Modern Physics E* 26 (2017). DOI: 10.1142/S0218301317410026.
- [7] S. M. Wagh et al. «Inhomogeneous Big Bang Cosmology». In: *Central India Research Institute* (nov. 2002).
- [8] Y. Luo et al. «Big Bang Nucleosynthesis with an Inhomogeneous Primordial Magnetic Field Strength». In: *The Astrophysical Journal* 872 (feb. 2019).
- [9] R. Nakamura et al. «Constraint on Heavy Element Production in Inhomogeneous Big-Bang Nucleosynthesis from the Light Element Observations». In: *Hindawi Publishing Corporation Journal of Astrophysics* 2013 (lug. 2013).
- [10] T. Paradellis et al. «Astrophysical S(E) factor of $^8\text{Li}(\alpha, n_0)^{11}\text{B}$ and inhomogeneous Big Bang nucleosynthesis». In: *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* 337 (1990), pp. 211–220.
- [11] R. N. Boyd et al. «Measurement of the $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction cross section at energies of astrophysical interest». In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (9 mar. 1992), pp. 1283–1286. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.1283. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1283>.
- [12] X. Gu et al. «The $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction and primordial nucleosynthesis». In: *Physics Letters B* 343 (gen. 1995), pp. 31–35.
- [13] H. Ishiyama et al. «A new measurement of the astrophysical $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction». In: *Physics Letters B* 640 (set. 2006), pp. 82–85. DOI: 10.1016/j.physletb.2006.07.036.

- [14] M. La Cognata et al. «SOLVING THE LARGE DISCREPANCY BETWEEN INCLUSIVE AND EXCLUSIVE MEASUREMENTS OF THE ${}^8\text{Li}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B}+n$ REACTION CROSS SECTION AT ASTROPHYSICAL ENERGIES». In: *The Astrophysical Journal* 706 (dic. 2009), pp. 251–255.
- [15] M. G. Pellegriti et al. «Li-Alpha - Measurement of ${}^8\text{Li}(\alpha,n){}^{11}\text{B}$ cross section with ACTAR». In: *Letter of Intent for GANIL Proposal Advisory Committee* ().
- [16] S. Das et al. «New measurement of the $\text{Li}8(\alpha,n)\text{B}11$ reaction in a lower-energy region below the Coulomb barrier». In: *Physical Review C* 95 (mag. 2017). DOI: 10.1103/PhysRevC.95.055805.
- [17] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010.
- [18] A. Syed. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. Elsevier, 2014.
- [19] M. Breese et al. *Nuclear Instrument and Methods B*. Vol. 268, 2010.
- [20] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [21] B. Mauss et al. «MICROMEGAS calibration for ACTAR TPC». In: *EPJ Web Conf.* 174 (2018). A cura di S. Dalla Torre et al., p. 01010. DOI: 10.1051/epjconf/201817401010.
- [22] ACTAR Collaboration. «ACTAR CDR». In: ().
- [23] URL: <http://www-cs-faculty.stanford.edu/~uno/abcde.html>.
- [24] E. Pollacco et al. «MUST II: Large solid angle light charged particle telescope for inverse kinematics studies with radioactive beams». In: *AIP Conference Proceedings* 680 (ago. 2003). DOI: 10.1063/1.1619724.
- [25] J. Walshe et al. «The thick target inverse kinematics technique with a large acceptance silicon detector array». In: *J. Phys.: Conf. Ser.* 569 (2014).
- [26] URL: <http://lise.nsl.msui.edu/documentation.html>.
- [27] J. P. Biersack J. F. Ziegler. *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Solids*. 1985.
- [28] URL: <http://www.srim.org/>.
- [29] URL: <https://github.com/ActarSimGroup/Actarsim>.
- [30] URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.