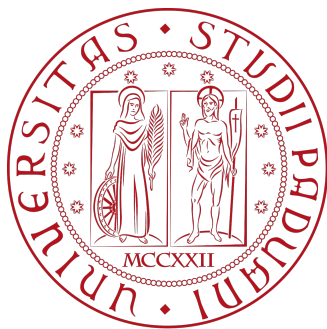




UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Caratterizzazione di un sistema di rivelazione gamma

per lo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Relatore

Prof. Antonio Caciolli

Laureanda

Ilaria Segala

Anno Accademico 2025/2026

Indice

Introduzione	1
1 Motivazione astrofisica	2
1.1 Evoluzione stellare e nucleosintesi	2
1.2 Il bruciamento del carbonio	4
1.3 Stato attuale della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	5
2 Setup sperimentale	7
3 Analisi dati	9
3.1 Concetti fondamentali per l'astrofisica nucleare	9
3.2 Calibrazione in energia	11
3.3 Efficienza di rivelazione	13
3.4 Studio del fondo per la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	18
Conclusioni	23

Introduzione

La reazione di fusione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ rappresenta uno dei processi nucleari più importanti nelle fasi avanzate dell'evoluzione stellare. Essa innesca il bruciamento del carbonio, fase che può avvenire nei nuclei di stelle massicce dopo l'esaurimento dell'elio, cruciale per la nucleosintesi di elementi intermedi come ^{20}Ne , ^{23}Na e ^{24}Mg . La reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ è inoltre rilevante per comprendere l'evoluzione delle stelle massicce e l'occorrenza e gli esiti delle supernove di tipo Ia.

Nonostante il suo ruolo cruciale nell'astrofisica nucleare, la misura diretta della sezione d'urto a energie di interesse astrofisico risulta estremamente complessa. A queste energie, al di sotto della barriera coulombiana, il *rate* della reazione diminuisce rapidamente e, combinato alla presenza di fondo sperimentale, costituisce un limite per le misure dirette. Ad oggi, tali misure non sono riuscite a raggiungere energie inferiori a circa 2.1 MeV nel sistema del centro di massa.

Il lavoro di tesi si inserisce nell'ambito delle attività della collaborazione LUNA (*Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics*) presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, dove la Ion Beam Facility “Bellotti” offre un ambiente sotterraneo a basso fondo adatto per lo studio di reazioni di fusione nucleare di interesse astrofisico, come la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. La tesi si focalizza sulla caratterizzazione del setup sperimentale previsto per future misure della sezione d'urto della reazione, con particolare attenzione al rivelatore HPGe (High Purity Germanium) impiegato per la rivelazione dei raggi gamma prodotti. Più precisamente, è stata effettuata un'analisi dell'efficienza del sistema di rivelazione e del fondo ambientale in presenza di schermature, con l'obiettivo di valutare la compatibilità del fondo con la sensibilità necessaria per poter estendere le misure dirette verso energie più vicine alla regione astrofisica di interesse.

I risultati ottenuti forniscono importanti informazioni per la futura ottimizzazione dell'esperimento dedicato allo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ presso LUNA, contribuendo allo sviluppo di misure dirette a energie progressivamente più basse.

La tesi è organizzata come segue. Nel Capitolo 1 vengono brevemente descritti i principali aspetti dell'evoluzione stellare e della nucleosintesi, con particolare attenzione al bruciamento del carbonio e alla reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Nel Capitolo 2 viene presentato il setup sperimentale utilizzato per la caratterizzazione del sistema di rivelazione. Il Capitolo 3 riporta l'analisi e i risultati, che comprendono calibrazione, efficienza e studio del fondo nelle regioni di interesse.

Capitolo 1

Motivazione astrofisica

Per la maggior parte della loro esistenza, le stelle si trovano in una condizione di *equilibrio idrostatico*: la forza di gravità, diretta verso il centro, è bilanciata dal gradiente di pressione interna, sostenuto dall'energia prodotta dalle reazioni nucleari che avvengono nel nucleo. Le reazioni nucleari rivestono quindi un ruolo fondamentale nell'evoluzione stellare, determinandone struttura e composizione chimica interna. Le reazioni nucleari sono infatti importanti anche per la nucleosintesi, cioè l'insieme dei processi attraverso i quali si formano i nuclei atomici. L'idrogeno e la maggior parte dell'elio presenti nell'Universo hanno origine dalla nucleosintesi primordiale, avvenuta nelle fasi immediatamente successive al Big Bang. Elementi più pesanti sono invece prodotti principalmente all'interno delle stelle o durante eventi esplosivi, come le supernovae, legati alle fasi finali della loro evoluzione.

Il capitolo presenta una breve descrizione generale dell'evoluzione stellare e della nucleosintesi, approfondendo in particolare il bruciamento del carbonio, fase raggiunta solo da stelle massicce. La trattazione dell'evoluzione stellare e dei principali processi di fusione fino al bruciamento del carbonio si basa principalmente su [1]. Infine, viene discussa la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, con riferimento al suo ruolo astrofisico e allo stato attuale delle misure sperimentali.

1.1 Evoluzione stellare e nucleosintesi

Una stella nasce dal collasso gravitazionale di una nube composta soprattutto da idrogeno ed elio. Quando la temperatura centrale della stella raggiunge alcuni milioni di kelvin, questa inizia a fondere l'idrogeno di cui è composta in elio. La stella entra così nella fase chiamata *sequenza principale*, la fase più stabile e longeva del ciclo vitale stellare. L'equilibrio idrostatico è mantenuto costante e la stella brilla con luminosità pressoché invariata. Durante la sequenza principale, il bruciamento dell'idrogeno avviene prevalentemente attraverso due processi: la catena protone-protone e il ciclo CNO. Entrambi questi processi, i cui schemi sono rappresentati nelle Figure 1.1 e 1.2, hanno come risultato la fusione di quattro nuclei di ^1H in un nucleo di ^4He . La prevalenza di un meccanismo sull'altro dipende fortemente dalla temperatura del nucleo della stella. Nelle stelle con una massa minore di $M \approx 1.5M_{\odot}$, dove il nucleo non supera i 20 milioni di Kelvin, domina la catena protone-protone. A masse superiori, le temperature del

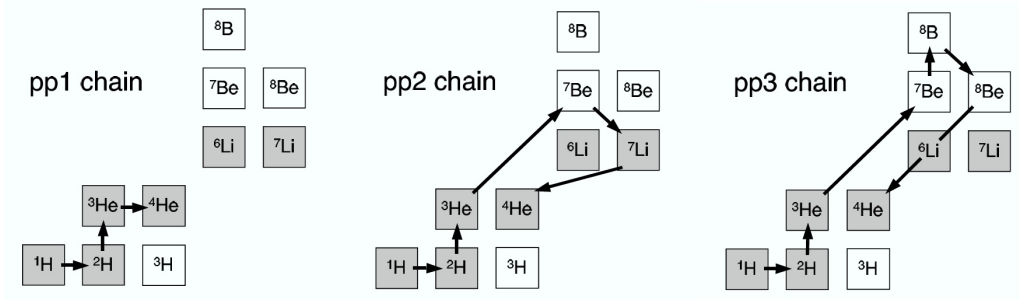


Figura 1.1: Rappresentazione dei tre rami della catena protone-protone nella carta dei nuclidi, ognuno dei quali ha come risultato la fusione di quattro protoni in in un nucleo di ^4He . Figura tratta da [1].

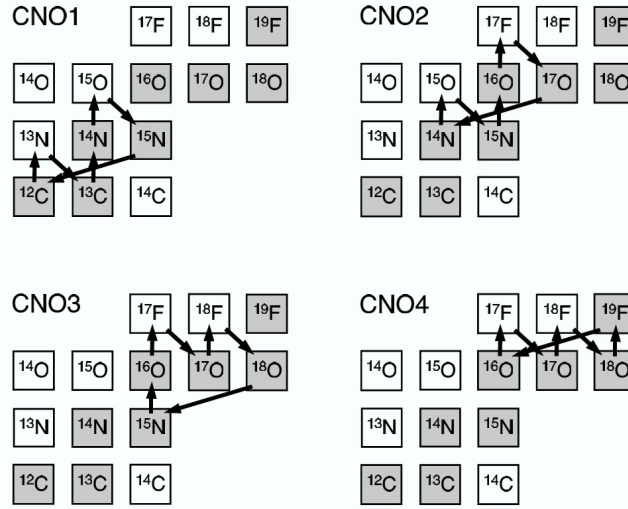


Figura 1.2: Rappresentazione dei quattro rami del ciclo CNO nella carta dei nuclidi. I nuclei di carbonio, azoto e ossigeno fungono da catalizzatori nella fusione dell'idrogeno in elio. Figura tratta da [1].

nucleo più elevate favoriscono il ciclo CNO. Quest'ultimo, tuttavia, necessita di una significativa abbondanza di nuclei di carbonio, azoto e ossigeno, che partecipano alle reazioni come catalizzatori. Quando l'idrogeno nel nucleo si esaurisce, la stella non è più in equilibrio stabile: il nucleo si contrae e aumenta di temperatura, mentre la fusione dell'idrogeno prosegue in un guscio attorno al nucleo. A una temperatura di circa 100 milioni di Kelvin, inizia la combustione dell'elio, che produce prevalentemente ^{12}C e ^{16}O . Il bruciamento dell'elio avviene principalmente tramite il *processo triplo-alfa*, che prevede la fusione di tre particelle alfa, passando attraverso ^8Be , che vanno a formare un nucleo di ^{12}C . Questo può successivamente catturare un'altra particella alfa e formare un nucleo di ^{16}O .

Una volta esaurito l'elio nel nucleo, l'evoluzione della stella dipende fortemente dalla sua massa iniziale. Le stelle con una massa $M \lesssim 9 M_{\odot}$ evolvono in modo relativamente pacato, espellendo gli strati più esterni e lasciando una *nana bianca*, generalmente composta di ossigeno e carbonio. Le stelle con una massa compresa tra $9-11 M_{\odot}$ possono proseguire la fusione nucleare attraverso il bruciamento del carbonio, ma il residuo finale può ancora essere una *nana bianca* composta di ossigeno e neon. Per stelle di massa $M \gtrsim 11 M_{\odot}$ l'evoluzione procede attraverso fasi successive di bruciamento: carbonio, neon, ossigeno e silicio, fasi in cui vengono prodotti elementi sempre più pesanti. Tali stelle contribuiscono in modo significativo alla produzione di elementi con

numero di massa $A \approx 16 - 64$ (dove A è il numero di massa).

La produzione di energia tramite fusione si ferma in prossimità del *picco del ferro*, caratterizzato da nuclei con numero di massa $A \sim 60$. In questa regione, infatti, i nuclei hanno la massima energia di legame per nucleone. Di conseguenza, la fusione di questi nuclei è un processo endoergonico, cioè richiede energia per avvenire. Quando la stella non è più in grado di produrre energia tramite la fusione nucleare, la sua pressione interna non è più sufficiente a contrastare la gravità. Quest'ultimo collassa, mentre gli strati esterni vengono espulsi in una *supernova*. Il residuo compatto che rimane può evolvere in una *stella di neutroni* oppure, se la massa residua è sufficientemente grande, in un *buco nero*.

1.2 Il bruciamento del carbonio

Il bruciamento del carbonio è la prima fase avanzata dell'evoluzione stellare ed è successiva al bruciamento dell'elio. Quando quest'ultima termina, il nucleo della stella è composto principalmente da ^{12}C e ^{16}O . Dopo l'esaurimento dell'elio, il nucleo si contrae, la temperatura aumenta e diventa possibile innescare nuove reazioni di fusione. Le reazioni possibili sono $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ e $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Quella che si attiva per prima è la fusione tra due nuclei di ^{12}C , in quanto è quella con la barriera coulombiana più bassa. La reazione fondamentale per la combustione del carbonio è quindi proprio $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, prima reazione nelle fasi dell'evoluzione stellare in cui entrambi i nuclei nel canale iniziale sono particelle pesanti. Questa fusione porta inizialmente alla formazione di un nucleo composto di ^{24}Mg in uno stato eccitato a energie elevate. L'energia in eccesso viene rilasciata soprattutto tramite l'emissione di particelle leggere. In particolare, i canali principali sono i seguenti:

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na} \quad Q = 2.241 \text{ MeV} \quad (1.1)$$

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne} \quad Q = 4.671 \text{ MeV} \quad (1.2)$$

Questi sono i canali che dominano la fusione del carbonio e sono approssimativamente equiprobabili. Un altro canale possibile è $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$ con $Q = -2.599 \text{ MeV}$, ma è meno importante in quanto è una reazione endoergonica: può avvenire solo sopra una soglia energetica di circa $E_{\text{cm}} = 2.6 \text{ MeV}$. Successivamente, i protoni, le particelle α e i neutroni prodotti vengono rapidamente catturati da altri nuclei, innescando una serie di reazioni secondarie. Per esempio, le particelle α possono essere catturate da nuclei di ^{16}O , formando altro ^{20}Ne .

Il bruciamento del carbonio, oltre a rappresentare una fase evolutiva avanzata per le stelle, modifica in modo significativo la composizione chimica del nucleo. Alla fine del bruciamento del carbonio, i nuclei più abbondanti sono ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na e ^{24}Mg . Questa composizione diventa il punto di partenza per le fasi di bruciamento successive, cioè di neon e ossigeno, per stelle massicce ($M \gtrsim 11 M_{\odot}$). Ad energie astrofisiche, la sezione d'urto della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ è estremamente bassa e incerta. Una sua determinazione permetterebbe di acquisire maggiori informazioni sull'evoluzione stellare, per esempio i limiti di massa che separano le diverse fasi evolutive delle stelle massicce.

1.3 Stato attuale della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

La reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ è una reazione di fusione nucleare che, a energie astrofisiche, presenta tuttora una significativa incertezza nel *rate* di reazione. A queste energie, inferiori alla barriera coulombiana, la sezione d'urto diminuisce rapidamente, rendendo molto complicata una sua misura diretta.

I principali canali attraverso i quali avviene la reazione sono $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Le misure dirette vengono effettuate tramite spettroscopia di particelle, rivelando i protoni e le particelle α emesse, oppure tramite spettroscopia gamma. In quest'ultimo caso, si rivelano i raggi gamma emessi dai nuclei residui prodotti, spesso popolati in stati eccitati. In particolare, le transizioni gamma di riferimento sono quelle a 440 keV per il primo canale e a 1634 keV per il secondo.

Il basso *rate* di reazione alle energie di interesse costituisce un limite per le misure dirette. I dati sperimentali, infatti, non si estendono oltre i 2.1 MeV di energia nel sistema del centro di massa. Lo stato attuale delle conoscenze sulla reazione è riassunto in Figura 1.3, tratta da [2]. La figura mostra diversi S-factor modificati S^* per la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, una quantità direttamente legata alla sezione d'urto (una sua definizione più dettagliata verrà data nel Capitolo 3). Gli S-factor mostrati sono relativi sia a dati sperimentali diretti sia a modelli teorici o risultati ottenuti da metodi indiretti, indicati in figura rispettivamente con punti e curve. Dalla figura si osserva che,

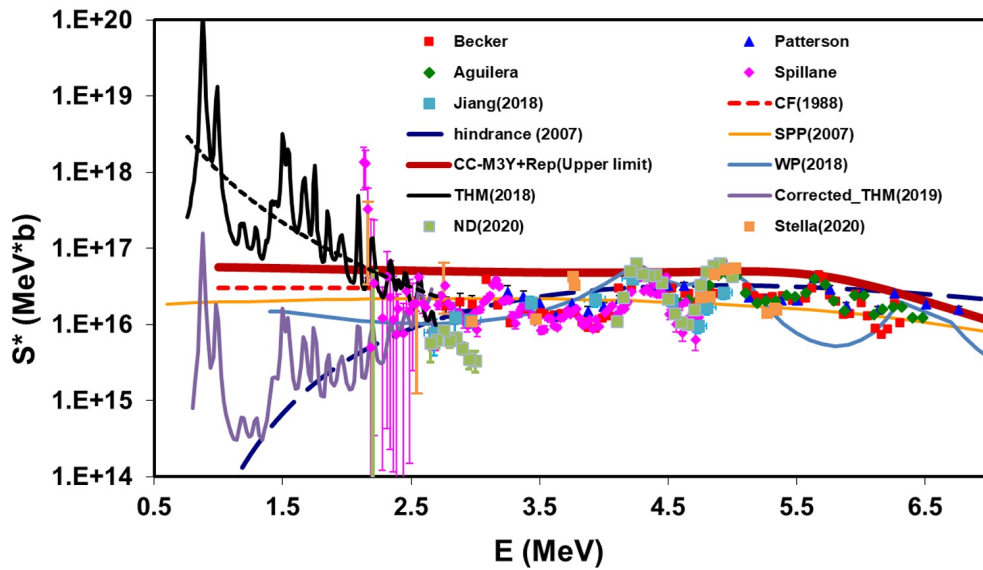


Figura 1.3: Fattore astrofisico modificato S^* per la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in funzione dell'energia nel centro di massa. I punti rappresentano diversi set di dati sperimentali diretti, mentre le curve mostrano modelli teorici e risultati ottenuti tramite metodi indiretti. Figura tratta da [2].

per energie superiori a 3 MeV, i diversi set di dati sperimentali mostrano un andamento piuttosto simile, mentre ad energie inferiori l'accordo diventa meno chiaro e aumentano le incertezze.

Tra i risultati mostrati in figura, di particolare interesse sono la curva denominata “THM” e i dati sperimentali “Spillane”. La curva THM corrisponde a un metodo indiretto, il *Trojan Horse Method* [3], che permette di ricavare informazioni sulla reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ad energie fino a 0.8

MeV, suggerendo un aumento del fattore S^* verso le basse energie¹. I dati Spillane et al. [4], invece, costituiscono un importante riferimento sperimentale diretto, arrivando a un'energia di circa 2.1 MeV, attuale limite raggiunto dalle misure dirette.

La curva THM e i dati sperimentali di Spillane et al. verranno utilizzati nel presente lavoro di tesi per l'analisi del fondo del setup sperimentale descritto nel Capitolo 2, che sarà impiegato nella futura campagna sperimentale a LUNA per lo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. L'ambiente sotterraneo dei LNGS, insieme alle schermature previste per il setup fondamentale, permetterà di ridurre significativamente il fondo ambientale. Ciò potrebbe consentire di estendere le misure dirette della reazione sotto l'attuale soglia di 2.1 MeV, contribuendo a chiarire il comportamento di S^* nella regione energetica di interesse astrofisico.

¹In figura è riportata anche una versione corretta, denominata "Corrected_THM", che mantiene l'andamento ma predice valori più bassi di S^* . Tuttavia, l'interpretazione dei risultati non è ancora chiara: si tratta infatti di un metodo che dipende da diverse assunzioni teoriche e non è ancora validato da misure dirette sperimentali.

Capitolo 2

Setup sperimentale

Il presente lavoro di tesi si focalizza sulla caratterizzazione di un rivelatore gamma al germanio, studiandone in particolare l'efficienza e la sensibilità al fondo ambientale. In questo capitolo, viene fornita una descrizione del setup sperimentale utilizzato, corrispondente alla configurazione impiegata riportata in [5], che costituisce una fase preliminare della futura campagna LUNA dedicata allo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. L'apparato è installato presso la Ion Beam Facility "Bellotti" dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), in cui si trova l'acceleratore elettrostatico da 3.5 MV della collaborazione LUNA. La struttura è situata in un ambiente sotterraneo, consentendo una significativa riduzione del contributo dovuto ai muoni cosmici, adatta a misure di spettroscopia gamma a basso fondo. Per lo studio del fondo sono state effettuate acquisizioni prive di fascio e di bersaglio. Per la futura campagna sperimentale sono invece previsti intensi fasci di $^{12}\text{C}^+$ e $^{12}\text{C}^{2+}$ e bersagli di ^{12}C .

Il rivelatore utilizzato è GePD2, un rivelatore al germanio iperpuro coassiale di tipo p prodotto da AMETEK Ortec in configurazione low-background. Il rivelatore ha un'efficienza relativa pari a circa il 157% ed è dotato di un endcap in rame dello spessore di 1.5 mm e diametro 108 mm. Il cristallo di germanio ha dimensioni nominali di 94.8 mm in lunghezza e 92.0 mm in diametro. Il rivelatore GePD2 è stato inserito all'interno di una schermatura passiva costituita da uno strato esterno di piombo dello spessore di 15 cm e da uno strato interno di rame dello spessore di 5 cm. La funzione del piombo è quella di attenuare la radiazione gamma ambientale, dovuta principalmente a radionuclidi provenienti dalle catene di decadimento di ^{238}U e ^{232}Th e dal ^{40}K . Lo strato di rame interno, invece, riduce la radioattività proveniente dal piombo stesso, limitando l'emissione di raggi X secondari verso il cristallo di germanio. L'accesso alla parte interna avviene tramite una porta frontale della schermatura di piombo, movimentata verticalmente, e tramite una porta removibile della scatola di rame. Una vista del setup all'interno della schermatura passiva è riportata in Figura 2.1. Un ulteriore elemento della configurazione è il *nitrogen flushing*, che consiste in un flusso di azoto povero di radon all'interno della schermatura passiva, proveniente dall'evaporazione dell'azoto liquido contenuto nel dewar dell'HPGe¹. Il

¹Il dewar è un contenitore criogenico riempito di azoto liquido, utilizzato per mantenere il rivelatore a basse temperature.

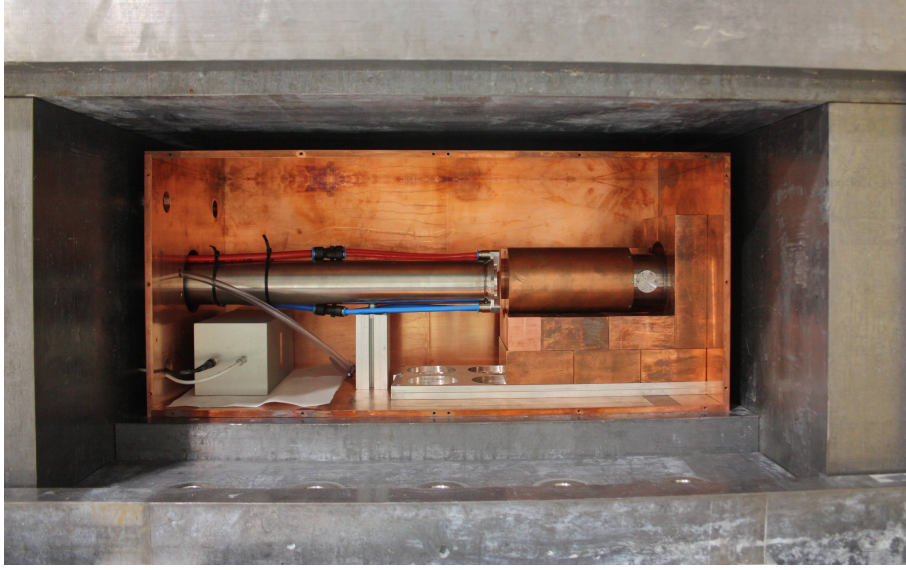


Figura 2.1: Vista interna nella schermatura passiva del setup sperimentale. La struttura grigia esterna corrisponde alla schermatura in piombo, mentre la struttura interna è la schermatura in rame. La parte terminale della linea di fascio entra da sinistra, allineata con il rivelatore GePD2, contenuto nel cilindro visibile sulla destra.

nitrogen flushing limita la presenza di ^{222}Rn e dei suoi prodotti di decadimento, come gli isotopi di ^{214}Pb e ^{214}Bi , che potrebbero introdurre righe gamma negli spettri di fondo.

La linea di fascio termina in una camera di interazione molto vicina al rivelatore HPGe, così da massimizzare l'efficienza. La camera di interazione è una camera a vuoto in acciaio inossidabile collegata alla *beamline* tramite un soffietto retrattile. Il vuoto nella camera è mantenuto da una pompa scroll e da una pompa criogenica, con pressione prevista dell'ordine di 10^{-7} mbar. La camera di interazione permette inoltre il collegamento meccanico tra la linea di fascio, il supporto del bersaglio, il sistema di pompaggio e i componenti criogenici. Nella regione di interazione, in particolare vicino alla zona del bersaglio, si trova una *cold trap*, un tubo di rame raffreddato alla temperatura dell'azoto liquido, con la funzione di catturare o condensare molecole residue presenti nel vuoto, migliorando la pulizia della camera nella regione in cui passa il fascio. La *cold trap* è collegata a un dewar di azoto liquido posto all'esterno della schermatura.

Nella configurazione finale dell'apparato per la futura campagna sperimentale dedicata allo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sono inoltre previste le seguenti modifiche: un aumento dello spessore della schermatura in piombo da 15 cm a 20 cm e l'installazione di un array di rivelatori NaI(Tl). Quest'ultima ha l'obiettivo di ridurre il continuo Compton presente nel fondo degli spettri gamma.

Capitolo 3

Analisi dati

In questo capitolo viene presentata l'analisi dati, la quale si concentra inizialmente sulla caratterizzazione del rivelatore gamma HPGe, comprendente la calibrazione in energia e lo studio dell'efficienza, e poi sull'analisi del fondo come preparazione per la futura campagna dedicata alle misure sperimentali della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Prima di procedere con l'analisi dati, vengono introdotti alcuni concetti fondamentali in astrofisica nucleare richiamati nel capitolo.

3.1 Concetti fondamentali per l'astrofisica nucleare

In questa sezione vengono descritti brevemente alcuni concetti fondamentali per l'astrofisica nucleare, tratti principalmente da [1] e utilizzati nell'analisi successiva.

Sezione d'urto e *rate* di reazione

La sezione d'urto σ è una misura quantitativa della probabilità che una reazione nucleare avvenga ed è una quantità che dipende fortemente dall'energia. Nel plasma stellare, le particelle non hanno tutte la stessa velocità, ma seguono una distribuzione di Maxwell-Boltzmann. Per questo motivo, è utile introdurre il *rate* di reazione, il quale tiene conto della distribuzione delle velocità relative delle particelle. Nel caso di plasma in equilibrio termodinamico, il *rate* di reazione risulta pari a:

$$r_{01} = \frac{N_0 N_1 \langle \sigma v \rangle_{01}}{1 + \delta_{01}} \quad \langle \sigma v \rangle \propto \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (3.1)$$

dove 0 e 1 indicano i nuclei dei reagenti, N_0 e N_1 sono le rispettive densità numeriche dei nuclei, $\langle \sigma v \rangle_{01}$ è il *rate* di reazione per coppia di particelle e $1 + \delta_{01}$ è un termine che tiene conto delle particelle identiche. $\langle \sigma v \rangle_{01}$ è la quantità che considera la distribuzione di velocità.

S-factor (o fattore astrofisico)

Nelle stelle, l'energia cinetica delle particelle è mediamente inferiore alla barriera coulombiana. Le reazioni, di conseguenza, avvengono principalmente per effetto tunnel. Il risultato è una drastica diminuzione della sezione d'urto, che decresce esponenzialmente con l'energia. Per separare questa forte dipendenza dall'energia legata alla barriera coulombiana, si introduce il

fattore astrofisico $S(E)$, definito come:

$$S(E) = \sigma E e^{2\pi\eta} \quad (3.2)$$

dove η è il parametro di Sommerfeld, una quantità legata all'intensità della barriera coulombiana. La sezione d'urto può allora essere scritta come:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta} \quad (3.3)$$

Il termine $e^{-2\pi\eta}$ è chiamato fattore di Gamow e rappresenta la probabilità di attraversare la barriera. L'S-factor ha il grande vantaggio di variare molto più lentamente con l'energia rispetto alla sezione d'urto, facilitando l'estrapolazione di dati sperimentali verso le basse energie di interesse astrofisico.

Nel caso della $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, viene spesso utilizzato l'S-factor modificato $S^*(E)$ per una migliore rappresentazione dei dati sperimentali. A partire da $S(E)^*$, si calcola la sezione d'urto tramite la seguente equazione [4]:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)^*}{E} \exp(-87.21E^{-1/2} - 0.46E) \quad (3.4)$$

Stopping power

Lo stopping power descrive la perdita di energia di una particella carica che attraversa un mezzo. Lo stopping power lineare è definito come:

$$\varepsilon(E)_{\text{lin}} = -\frac{dE}{dx} \quad (3.5)$$

dove dE/dx indica la variazione di energia della particella per unità di lunghezza. Considerando anche la densità numerica N degli atomi del materiale attraversato, si può dare un'ulteriore definizione di stopping power:

$$\varepsilon(E) = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad (3.6)$$

Nel seguito, con il termine stopping power si farà riferimento a questa seconda definizione, normalizzata alla densità numerica del materiale.

Yield

Lo yield è definito come il rapporto tra il numero totale di reazioni nucleari N_R e il numero totale di particelle incidenti N_b . Sperimentalmente, lo yield viene calcolato come:

$$Y = \frac{N_R}{N_b} = \frac{N_{\text{conteggi}}}{N_b \eta b W} \quad (3.7)$$

dove N_{conteggi} sono il numero di conteggi netti misurati, η è l'efficienza del rivelatore, b il branching ratio e W è una correzione angolare, la quale risulta pari a 1 se si assume un'emissione isotropa.

Lo yield è inoltre legato alla sezione d'urto. Per un fascio di energia E_0 che attraversa un

bersaglio, lo yield può essere calcolato come:

$$Y(E_0) = \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE \quad (3.8)$$

dove $\varepsilon(E)$ è lo stopping power e ΔE è l'energia persa dal fascio attraversando il bersaglio.

3.2 Calibrazione in energia

La calibrazione in energia consente di convertire la posizione dei picchi nello spettro, espressa in canali, nella corrispondente energia dei raggi gamma. A tale scopo, sono state utilizzate sorgenti radioattive di ^{137}Cs e di ^{60}Co e i raggi gamma prodotti dalla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ in corrispondenza della risonanza a $E_p^{\text{lab}} = 278$ keV. In particolare, per la calibrazione sono stati considerati gli spettri acquisiti con distanza tra rivelatore e sorgente, o bersaglio nel caso della reazione, pari a 1 mm.

Il ^{137}Cs è una sorgente monoenergetica ed emette un singolo raggio gamma a 662 keV. Il ^{60}Co emette invece due raggi gamma in cascata: il primario a 1173 keV e il secondario a 1332 keV. I raggi gamma associati alla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ sono prodotti dalla diseccitazione del nucleo composto ^{15}O che, nel caso della risonanza a 278 keV, popola uno stato di energia pari a 7556 keV. Il nucleo ^{15}O può decadere direttamente nello stato fondamentale oppure emettendo due raggi gamma in cascata, passando attraverso stati intermedi. Lo schema dei livelli e delle principali transizioni è riportato in Figura 3.1. Nello spettro della reazione si osservano infatti

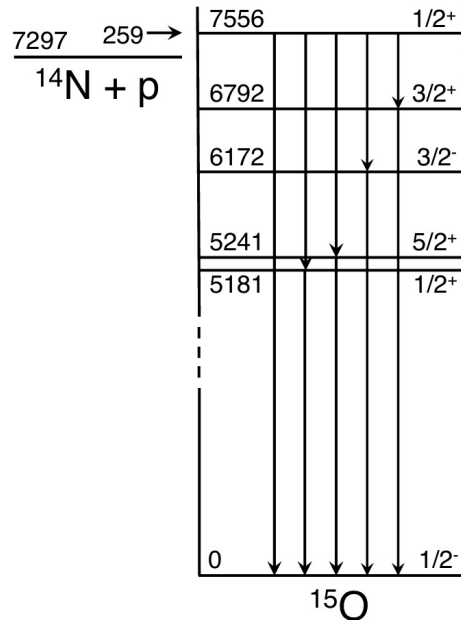


Figura 3.1: Schema delle principali transizioni gamma della reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ nel caso della risonanza a $E_p^{\text{lab}} = 278$ keV (o $E_{\text{cm}} = 259$ keV). Figura tratta da [6].

sia i raggi gamma primari, emessi nella transizione dallo stato risonante verso livelli eccitati o direttamente verso lo stato fondamentale, sia i raggi gamma secondari, emessi nella successiva diseccitazione dei livelli intermedi. Un esempio dello spettro acquisito è mostrato in Figura 3.2.

I raggi gamma associati a questa reazione permettono di ampliare l'intervallo energetico per la calibrazione.

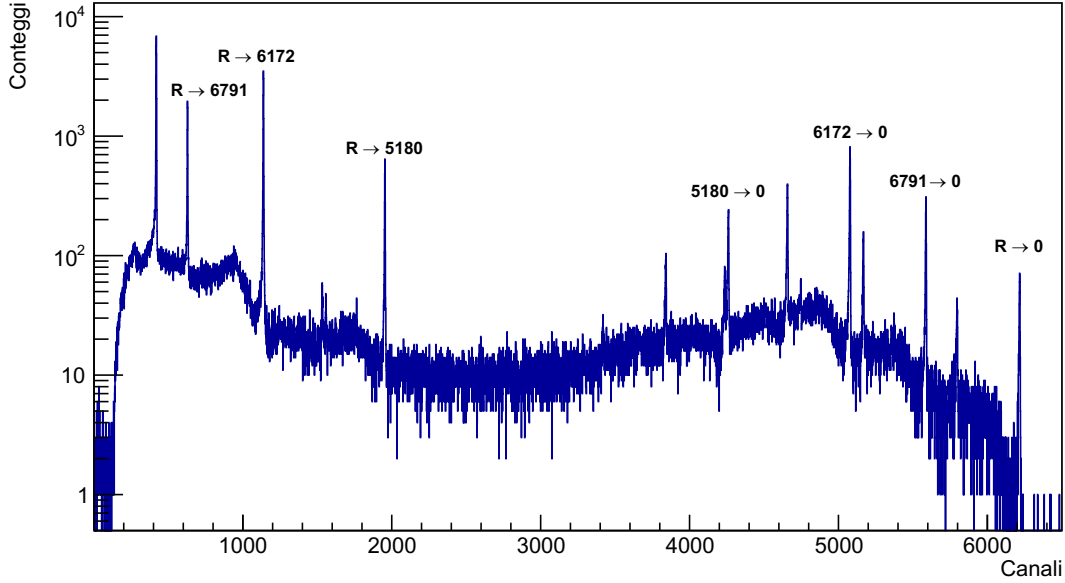


Figura 3.2: Spettro gamma della reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ acquisito alla risonanza a $E_p^{\text{lab}} = 278$ keV. R indica lo stato risonante del ^{15}O a 7556 keV.

Per la procedura di calibrazione, sono stati selezionati i picchi gamma associati alle sorgenti e alla reazione, determinando per ciascuno di essi il canale del centroide mediante un fit gaussiano. I valori ottenuti sono riportati in Tabella 3.1. Tra i picchi utilizzati è stato incluso anche il picco a 511 keV, dovuto all'annichilazione dei positroni prodotti nel decadimento β^+ del ^{15}O . I positroni, quando interagiscono con gli elettroni del mezzo, annichilano e producono due raggi gamma da 511 keV.

Per i picchi gamma associati alla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, è stato inoltre considerato l'effetto Doppler dovuto al moto del nucleo di ^{15}O durante l'emissione del raggio gamma. Di conseguenza, le energie osservate nel sistema del laboratorio differiscono dalle energie di riferimento delle transizioni. La correzione è stata effettuata utilizzando la seguente relazione:

$$E_{\gamma, \text{oss}} = E_{\gamma}(1 + \beta \cos \theta), \quad (3.9)$$

dove E_{γ} è l'energia della transizione, $E_{\gamma, \text{oss}}$ è l'energia osservata nel sistema del laboratorio, θ è l'angolo tra la direzione del moto del nucleo ^{15}O e la direzione di emissione del raggio gamma, e β è il rapporto tra la velocità del nucleo emittente e la velocità della luce. In questo caso è stato assunto $\cos \theta = 1$ e, dalla cinematica della reazione, si ottiene $\beta \simeq 1.6 \cdot 10^{-3}$.

I centroidi ricavati sono stati poi utilizzati per determinare la relazione tra l'energia dei raggi gamma $E_{\gamma, \text{oss}}$ e il numero di canali dello spettro C attraverso un fit lineare:

$$C = a + bE_{\gamma, \text{oss}} \quad (3.10)$$

I risultati del fit sono riportati in Tabella 3.2; il grafico e i rispettivi residui sono riportati in

Origine	E_γ [keV]	$E_{\gamma,\text{oss}}$ [keV]	C [canali]
e^+e^-	511	511	418.83(1)
^{137}Cs	661.657(3)	661.657(3)	542.771(3)
$R \rightarrow 6791$	764.8(6)	766.0(6)	628.59(2)
^{60}Co	1173.228(3)	1173.228(3)	963.154(7)
^{60}Co	1332.492(4)	1332.492(4)	1094.050(7)
$R \rightarrow 6172$	1384.3(6)	1386.6(6)	1138.43(2)
$R \rightarrow 5180$	2375.8(6)	2379.7(6)	1954.27(5)
$5180 \rightarrow 0$	5180.4(3)	5188.8(3)	4261.3(1)
$6172 \rightarrow 0$	6171.9(4)	6182.0(4)	5077.63(5)
$6791 \rightarrow 0$	6791.4(3)	6802.5(3)	5587.69(8)
$R \rightarrow 0$	7556.2(5)	7568.5(5)	6217.8(3)

Tabella 3.1: Energie dei picchi gamma utilizzati per la calibrazione e corrispondenti centroidi C , determinati mediante fit gaussiano. E_γ è l'energia della transizione, $E_{\gamma,\text{oss}}$ è l'energia utilizzata nel fit di calibrazione. Per i picchi associati alla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, le cui energie E_γ sono tratte da [6], $E_{\gamma,\text{oss}}$ include la correzione Doppler, calcolata assumendo $\cos \theta = 1$ e $\beta \simeq 1.6 \cdot 10^{-3}$. R indica lo stato risonante del ^{15}O a 7556 keV.

Figura 3.3. Si può notare come i residui della calibrazione mostrino scarti generalmente piccoli

a [canali]	b [canali/keV]	χ^2/dof
-0.842(5)	0.821615(6)	89.6

Tabella 3.2: Risultati del fit lineare $C = a + bE_{\gamma,\text{oss}}$ per la calibrazione del rivelatore.

rispetto alla retta di fit. Anche alle energie più elevate, dove gli scarti risultano maggiori, i residui rimangono infatti dell'ordine di un canale o inferiori. L'elevato valore del χ^2 ridotto è riconducibile principalmente a una sottostima delle incertezze statistiche oppure a sistematiche non considerate. Una possibilità è la semplificazione adottata per la trattazione dell'effetto Doppler. Ciononostante, i residui risultano contenuti nell'intervallo energetico considerato; la calibrazione può quindi essere ritenuta sufficientemente accurata e adeguata per l'analisi successiva.

3.3 Efficienza di rivelazione

L'efficienza del rivelatore è stata determinata utilizzando, analogamente a quanto fatto per la calibrazione, le sorgenti di ^{137}Cs e di ^{60}Co , e i raggi gamma prodotti dalla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ in corrispondenza della risonanza a $E_p^{\text{lab}} = 278$ keV. Per ciascun caso, sono stati considerati gli spettri acquisiti con distanza tra rivelatore e sorgente, o bersaglio nel caso della reazione, pari a 1 mm, 4 cm e 8 cm.

L'efficienza considerata è l'efficienza di fotopicco, definita come la probabilità che un raggio gamma emesso dalla sorgente venga rivelato nel fotopicco, depositando quindi tutta la propria energia nel rivelatore. L'efficienza di fotopicco può essere calcolata come:

$$\eta_{ph} = \frac{N}{A \Delta t b} \quad (3.11)$$

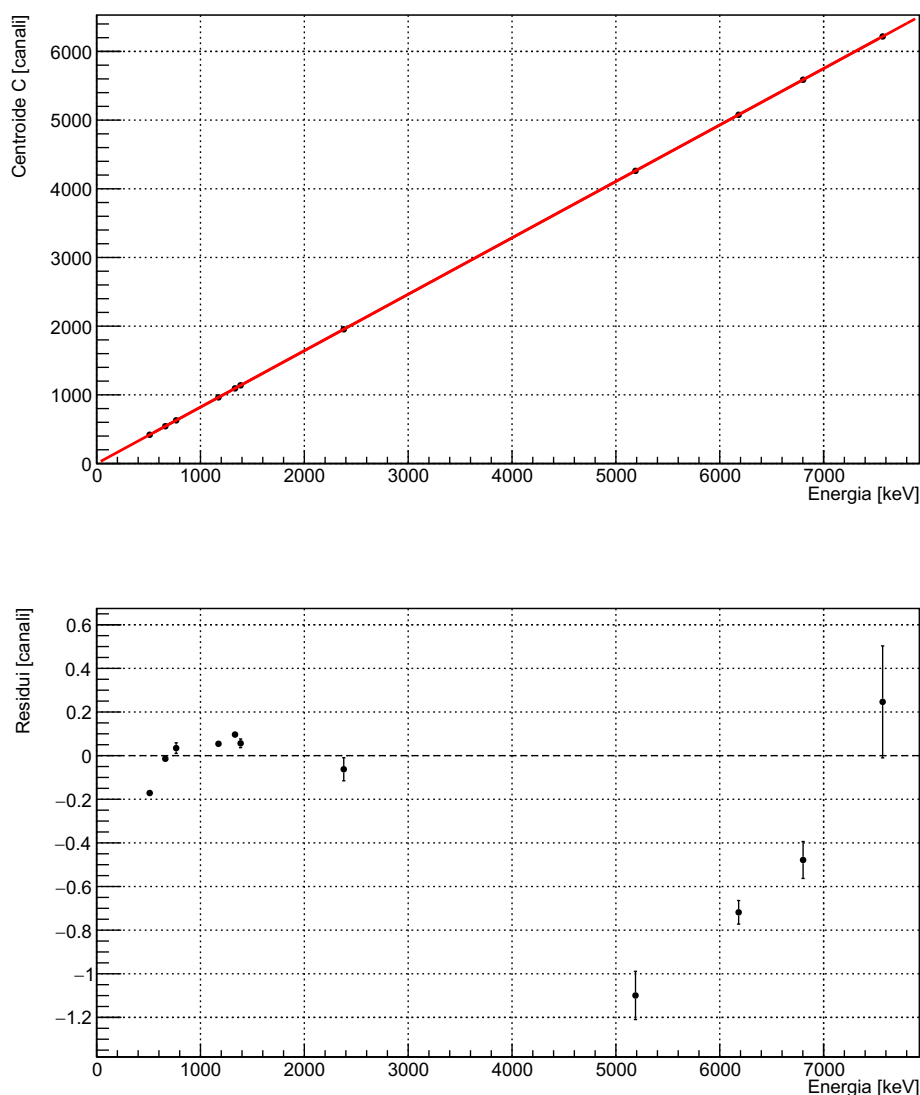


Figura 3.3: In alto: fit lineare per la calibrazione del rivelatore. In basso: residui del fit.

dove N è l'area netta del fotopicco di interesse (cioè il numero di conteggi che appartengono al fotopicco escluso il fondo), Δt è il tempo di acquisizione, A è l'attività della sorgente e b è il *branching ratio* del raggio gamma.

Questa procedura può essere applicata direttamente alla sorgente di ^{137}Cs , che emette una singola riga gamma principale a 662 keV. Per il ^{60}Co e per i raggi gamma prodotti dalla reazione, è necessario considerare il *true-coincidence summing*, effetto che si verifica quando due raggi gamma emessi in cascata vengono registrati dal rivelatore come un unico evento. Questo può succedere perché le vite medie degli stati eccitati coinvolti nei decadimenti o nelle diseccitazioni nucleari sono tipicamente molto più brevi del tempo caratteristico di risposta dell'elettronica del rivelatore. Di conseguenza, due fotoni emessi in coincidenza potrebbero non essere distinti come eventi separati e potrebbero essere registrati come un unico impulso, con energia pari alla somma delle energie depositate nel rivelatore.

Il *true-coincidence summing* produce principalmente due effetti [7]:

- *Summing out*: un fotone che avrebbe contribuito al fotopicco viene rivelato in coincidenza con un altro fotone della cascata. L'evento viene registrato a un'energia diversa da quella del singolo fotone, causando una perdita di conteggi nel fotopicco di interesse.
- *Summing in*: due fotoni emessi in coincidenza depositano entrambi tutta la loro energia nel rivelatore. In questo caso, compare nello spettro un picco di energia pari alla somma delle energie dei due fotoni.

Entrambi gli effetti dipendono fortemente dalla geometria del sistema di rivelazione. In particolare, risultano più probabili a piccole distanze tra sorgente e rivelatore e diminuiscono all'aumentare della distanza.

Calcolare l'efficienza utilizzando direttamente la formula 3.11 per i raggi gamma del ^{60}Co e della reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ porterebbe a una sottostima dell'efficienza reale, a causa della perdita nei conteggi nei fotopicchi di interesse dovuta al *summing out*. Per questo motivo, l'efficienza è stata determinata mediante un fit multiparametrico basato sulla minimizzazione di una funzione χ^2 . Questo approccio confronta i conteggi sperimentali osservati nei fotopicchi con i conteggi attesi calcolati tramite un modello che tiene conto sia dell'efficienza di fotopicco sia dell'efficienza totale, cioè la probabilità di rivelare il raggio gamma ovunque nello spettro. La funzione da minimizzare è definita come:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{N_{\text{obs},i} - N_{\text{exp},i}}{\sigma_{\text{obs},i}} \right)^2 \quad (3.12)$$

dove la somma è estesa a tutti i fotopicchi considerati. $N_{\text{obs},i}$ e $\sigma_{\text{obs},i}$ sono rispettivamente il numero di conteggi del fotopicco senza considerare il fondo, cioè l'area netta sperimentale, e la relativa incertezza, mentre N_{exp} è il corrispondente numero di conteggi attesi.

L'efficienza di fotopicco e l'efficienza totale utilizzate nel modello sono parametrizzate in funzione dell'energia del raggio gamma E_γ e della distanza tra sorgente e rivelatore d :

$$\eta_{ph}(d, E_\gamma) = D(d, E_\gamma) \exp[a + b \ln(E_\gamma) + c \ln^2(E_\gamma)] \quad (3.13)$$

$$\ln \left(\frac{\eta_{ph}}{\eta_{tot}} \right) = k_1 + k_2 \ln(E_\gamma) + k_3 \ln^2(E_\gamma) \quad (3.14)$$

dove a , b , c , k_1 , k_2 e k_3 sono parametri liberi del fit. La funzione $D(d, E_\gamma)$ descrive la dipendenza geometrica dell'efficienza ed è legata soprattutto all'angolo solido sotteso dal rivelatore:

$$D(d, E_\gamma) = \frac{1 - \exp \left(- \frac{d+d_0}{d_1+d_2\sqrt{E_\gamma}} \right)}{(d+d_0)^2} \quad (3.15)$$

dove d_0 , d_1 e d_2 sono parametri liberi associati alla geometria del sistema di rivelazione (formule tratte da [8]).

Il ^{60}Co , in quasi tutti i decadimenti, emette due raggi gamma in cascata, con energia pari a 1173 keV per il primario e a 1332 keV per il secondario. Chiamando le energie rispettivamente $E_{\gamma,1}$

e $E_{\gamma,2}$, i conteggi attesi nei due fotopicchi possono essere scritti come:

$$\begin{aligned} N(E_{\gamma,1}) &= N_{\text{dec}} b_1 \eta_{ph}(d, E_{\gamma,1}) (1 - b_2 \eta_{tot}(d, E_{\gamma,2})) \\ N(E_{\gamma,2}) &= N_{\text{dec}} b_1 b_2 \eta_{ph}(d, E_{\gamma,2}) (1 - \eta_{tot}(d, E_{\gamma,1})) \end{aligned} \quad (3.16)$$

dove $N_{\text{dec}} = A\Delta t$ è il numero di decadimenti della sorgente durante l'acquisizione e b_1 e b_2 sono i branching dei due raggi gamma. Il termine $\eta_{ph}(E_{\gamma,1})$ può essere interpretato come la probabilità che il raggio gamma primario sia rivelato, mentre il termine $\eta_{ph}(E_{\gamma,1})\eta_{tot}(E_{\gamma,2})$ come la probabilità che il raggio primario sia rivelato nel fotopicco e il secondo ovunque nello spettro. Questa rappresenta la correzione per il summing out: un evento viene rimosso dal fotopicco considerato se il secondo fotone della cascata viene rivelato, anche solo in parte, nello stesso evento.

Circa nel 0.01% dei casi, il ^{60}Co decade emettendo un singolo raggio gamma a 2505 keV, cioè a energia circa pari a $E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2}$. Il picco a 2505 keV è soggetto all'effetto del *summing in*, pertanto, chiamando $E_{\gamma,3}$ l'energia del picco somma, i conteggi attesi possono essere scritti come:

$$N(E_{\gamma,3}) = N_{\text{dec}} (b_3 \eta_{ph}(E_{\gamma,3}) + b_1 b_2 \eta_{ph}(E_{\gamma,1}) \eta_{ph}(E_{\gamma,2})) \quad (3.17)$$

Il primo termine descrive il contributo della transizione diretta a energia $E_{\gamma,3}$, mentre il secondo termine descrive il contributo dovuto alla rivelazione in coincidenza dei due raggi gamma della cascata.

Una trattazione analoga può essere applicata alla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$. In corrispondenza della risonanza a 278 keV, sono presenti tre cascate principali, $R \rightarrow 6791 \rightarrow 0$, $R \rightarrow 6172 \rightarrow 0$ e $R \rightarrow 5180 \rightarrow 0$, e la transizione diretta $R \rightarrow 0$, dove R è lo stato risonante a 7556 keV. Per ciascuna cascata è stato assunto che, una volta emesso il raggio gamma primario, il secondario verso lo stato fondamentale venga emesso con il 100% di probabilità. Chiamando $E_{\gamma,1}$ e $E_{\gamma,2}$ rispettivamente l'energia del raggio gamma primario e l'energia del raggio gamma secondario della cascata i -esima, i conteggi attesi possono essere calcolati come:

$$\begin{aligned} N(E_{\gamma,1}^{(i)}) &= N_R b_i \eta_{ph}(d, E_{\gamma,1}^{(i)}) \left[1 - \eta_{tot}(d, E_{\gamma,2}^{(i)}) \right] \\ N(E_{\gamma,2}^{(i)}) &= N_R b_i \eta_{ph}(d, E_{\gamma,2}^{(i)}) \left[1 - \eta_{tot}(d, E_{\gamma,1}^{(i)}) \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

dove $N_R = R\Delta t$ è il numero di reazioni avvenute durante l'acquisizione, con R rate della reazione, lasciato come parametro libero nel fit multiparametrico.

Il picco associato alla transizione $R \rightarrow 0$ può ricevere anche contributi di *summing in* dalle tre cascate; pertanto, chiamando $E_{\gamma,0}$ l'energia del raggio gamma emesso nella transizione diretta, i conteggi attesi possono essere scritti come:

$$N(E_{\gamma,0}) = N_R \left[b_0 \eta_{ph}(d, E_{\gamma,0}) + \sum_i b_i \eta_{ph}(d, E_{\gamma,1}^{(i)}) \eta_{ph}(d, E_{\gamma,2}^{(i)}) \right] \quad (3.19)$$

dove la somma è estesa alle tre cascate considerate.

Per determinare i conteggi sperimentali N_{obs} , è stata calcolata l'area netta dei fotopicchi sot-

traendo al numero totale di conteggi nella regione del picco una stima del fondo sottostante, assunto lineare [7]. Siano L e U i canali che delimitano la regione del picco rispettivamente a sinistra e a destra, e sia n il numero di canali compresi in tale intervallo. La somma dei conteggi nei n canali fornisce l'area totale del picco. Per stimare il fondo, si considerano m_1 canali a sinistra e m_2 canali a destra del picco, utilizzati per calcolare il fondo medio nelle due regioni adiacenti al picco. I conteggi sperimentali, quindi l'area netta del fotopicco, vengono poi calcolati come:

$$N_{\text{obs}} = \sum_{i=L}^U C_i - \frac{n}{2} \left(\frac{\sum_{i=L-m_1}^{L-1} C_i}{m_1} + \frac{\sum_{i=U+1}^{U+m_2} C_i}{m_2} \right) \quad (3.20)$$

L'incertezza sui conteggi σ_{obs} viene calcolata come:

$$\sigma_{\text{obs}} = \sqrt{\sum_{i=L}^U C_i + \frac{n^2}{4} \left(\frac{\sum_{i=L-m_1}^{L-1} C_i}{m_1^2} + \frac{\sum_{i=U+1}^{U+m_2} C_i}{m_2^2} \right)} \quad (3.21)$$

In Tabella 3.3 sono riportati i dati utilizzati nel fit parametrico, comprendenti conteggi di fotopicco stimati e branching per ogni riga gamma considerata. Le attività delle sorgenti sono $A = (5.21 \pm 0.06)$ kBq per il ^{137}Cs e $A = (2.65 \pm 0.02)$ kBq per il ^{60}Co . Le curve di efficienza ottenute sono riportate in Figura 3.4 e i relativi parametri del fit in Tabella 3.4.

Origine	E_γ [keV]	branching	N_{obs} (1 mm)	N_{obs} (4 cm)	N_{obs} (8 cm)
^{137}Cs	661.657(3)	0.851(2)	132690(370)	178120(430)	47230(220)
^{60}Co	1173.228(3)	0.9985(3)	21050(190)	31321(180)	35535(190)
^{60}Co	1332.228(4)	0.999826(6)	29660(180)	29650(180)	33435(190)
^{60}Co	2505.692(5)	$2.0(4) \cdot 10^{-8}$	1427(39)	547(24)	258(16)
$R \rightarrow 6791$	764.8(6)	0.230(3)	6646(97)	13910(130)	13360(130)
$R \rightarrow 6172$	1384.3(6)	0.583(3)	13390(120)	28220(170)	27459(170)
$R \rightarrow 5181$	2375.8(6)	0.169(4)	2767(58)	5798(82)	5861(80)
$5180 \rightarrow 0$	5180.4(3)	0.169(4)	1373(50)	3047(67)	3075(70)
$6172 \rightarrow 0$	6171.9(4)	0.583(3)	4323(72)	9310(100)	8962(100)
$6791 \rightarrow 0$	6791.4(3)	0.230(3)	1525(44)	3461(62)	3183(60)
$R \rightarrow 0$	7556.2(5)	0.0150(3)	453(22)	428(23)	313(19)

Tabella 3.3: Conteggi sperimentali N_{obs} per ogni fotopicco considerato nel fit multiparametrico. E_γ e branching sono tratti da [6].

d_0 [cm]	5.9(2)	k_1	-1.14(4)
d_1 [cm]	0.9(3)	k_2	-1.6(1)
d_2 [cm/ $\sqrt{\text{keV}}$]	1.7(1)	k_3	0.11(5)
a	0.42(2)	R [s^{-1}]	2920(20)
b	-0.274(8)	χ^2/dof	8.92
c	-0.225(4)		

Tabella 3.4: Parametri ottenuti dal fit multiparametrico della curva di efficienza.

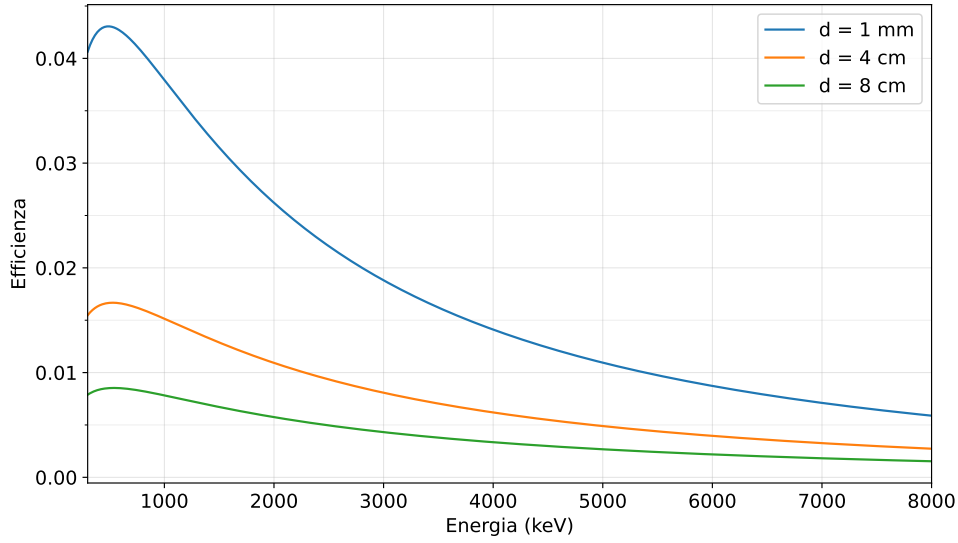


Figura 3.4: Curve di efficienza ottenute dal fit parametrico a distanza tra rivelatore e sorgente pari a 1 mm, 4 cm e 8 cm.

3.4 Studio del fondo per la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Come visto nel Capitolo 2, il setup sperimentale utilizzato per la caratterizzazione del rivelatore GePD2 e per lo studio del fondo prevede una schermatura passiva, costituita da uno strato esterno di piombo di 15 cm e da uno strato interno di rame di 5 cm. Il piombo ha lo scopo di attenuare la radiazione gamma proveniente dall'ambiente circostante, dovuta principalmente ai radionuclidi naturali presenti nei materiali del laboratorio e nelle rocce, come gli elementi delle catene di decadimento di ^{238}U e ^{232}Th e il ^{40}K . Lo strato interno di rame serve invece a schermare il rivelatore dalla radioattività proveniente dal piombo stesso. Oltre alla schermatura passiva, è stato utilizzato il *nitrogen flushing*, cioè un flusso di azoto povero di radon all'interno della schermatura. Questa tecnica ha l'obiettivo di ridurre la quantità di radon presente che può accumularsi vicino al rivelatore. Il ^{222}Rn e i suoi prodotti di decadimento, in particolare ^{214}Pb e ^{214}Bi , possono infatti emettere raggi gamma e contribuire al fondo dello spettro.

In Figura 3.5 sono mostrati gli spettri del fondo acquisiti in diverse configurazioni sperimentali a partire dai dati riportati in [5]. Gli spettri riportati in nero, blu e arancione si riferiscono al rivelatore al germanio GePD2 utilizzato nell'ambiente sotterraneo dei LNGS, rispettivamente senza schermatura, con schermatura passiva di rame e piombo, e con l'aggiunta del *nitrogen flushing*. Lo spettro grigio, riportato a scopo di confronto, corrisponde a un'acquisizione effettuata in superficie da un altro rivelatore HPGe, di dimensioni ed efficienza relativa comparabili. La differenza tra lo spettro nero e lo spettro grigio mostra l'effetto dell'ambiente sotterraneo: oltre i 2600 keV circa, la componente di fondo proveniente dai muoni cosmici risulta fortemente soppressa. Questo rappresenta uno dei principali vantaggi dei laboratori LNGS.

Tra i diversi picchi osservabili nello spettro, sono stati selezionati cinque picchi numerati da 1 a 5 nella Figura 3.5. Questi costituiscono un insieme di righe gamma identificate, utili per valutare

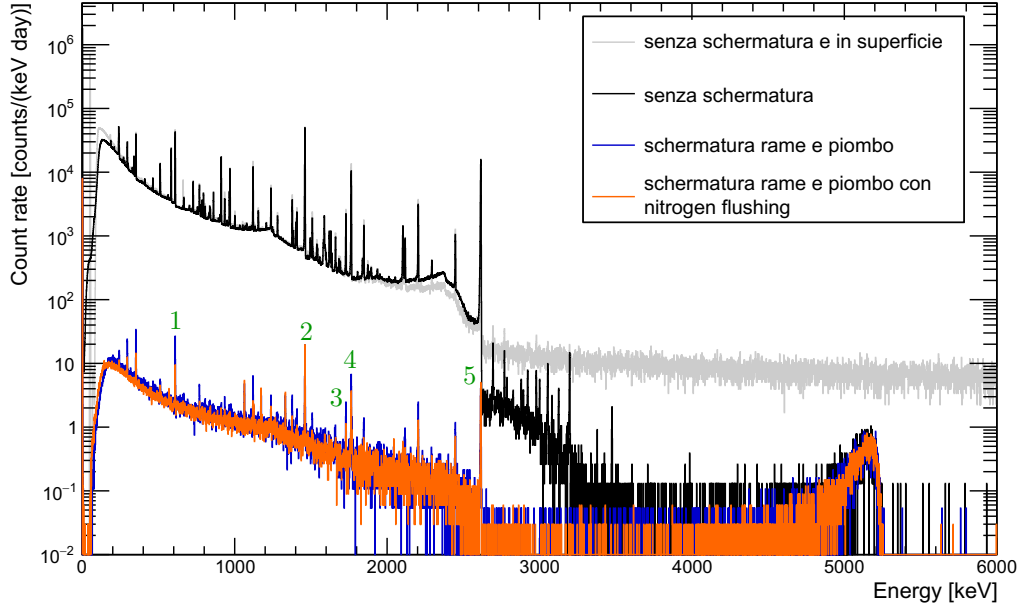


Figura 3.5: Spettri di fondo acquisiti in diverse configurazioni sperimentali. Gli spettri nero, blu e arancione si riferiscono al rivelatore GePD2, rispettivamente senza schermatura, con schermatura passiva in piombo/rame e con schermatura passiva con l'aggiunta del *nitrogen flushing*. Lo spettro grigio, acquisito in superficie con un altro rivelatore HPGe di caratteristiche comparabili, è riportato a scopo di confronto. I picchi numerati sono quelli selezionati nella valutazione del fondo e le cui caratteristiche sono riportate in Tabella 3.5.

l'effetto delle diverse configurazioni sperimentali sul fondo. Per ciascun picco, sono riportati nella Tabella 3.5 l'energia della riga gamma, il radionuclide di origine e il *count rate* nelle tre configurazioni considerate per il rivelatore GePD2.

#	E_γ [keV]	Origine	R_{nero} [d^{-1}]	R_{blu} [d^{-1}]	R_{arancio} [d^{-1}]
1	609.3	^{214}Bi	94170(130)	75.2(23)	20.7(11)
2	1460.8	^{40}K	144970(140)	56.9(19)	55.6(14)
3	1729.6	^{214}Bi	5993(35)	6.23(73)	2.42(38)
4	1764.5	^{214}Bi	33030(70)	22.8(13)	9.74(75)
5	2614.5	^{208}Tl	58600(90)	17.87(99)	18.21(75)

Tabella 3.5: *Count rate* dei picchi di fondo selezionati per le diverse configurazioni sperimentali del rivelatore GePD2.

Quello che si osserva è una forte riduzione del *count rate* per ciascuno dei picchi considerati nel passaggio dalla configurazione non schermata a quella con schermatura di rame e piombo. Si tratta di un risultato atteso che conferma l'efficacia della schermatura nel ridurre il fondo gamma. L'effetto è particolarmente evidente nella regione a basse energie. Un'altra significativa riduzione del *count rate* si osserva nella configurazione schermata con *nitrogen flushing*, in particolare per i picchi 1, 3 e 4, associati a righe gamma del ^{214}Bi . Questo comportamento è coerente con l'origine di tali righe: il ^{214}Bi è infatti un prodotto di decadimento del ^{222}Rn , la cui presenza all'interno della schermatura è ridotta dal flusso di azoto. Al contrario, gli altri due picchi associati al ^{40}K e al ^{208}Tl non mostrano una significativa riduzione nella configurazione con l'aggiunta del

nitrogen flushing. Questi radionuclidi, infatti, non sono direttamente legati al radon presente all'interno della schermatura.

Lo studio del fondo ha lo scopo di valutare la sensibilità raggiungibile nelle regioni energetiche di interesse per la futura campagna sperimentale dedicata alla reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a energie astrofisiche. L'obiettivo è estendere le misure a energie inferiori a circa 2.1 MeV (nel centro di massa). Come già discusso nel Capitolo 1, i due canali principali attraverso i quali avviene la reazione sono $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$, identificati rispettivamente dai raggi gamma di energia $E_\gamma = 440$ keV e $E_\gamma = 1634$ keV emessi nella diseccitazione dei primi stati eccitati dei nuclei residui.

L'idea alla base dell'analisi di sensibilità è stimare, a partire dal fondo misurato nelle regioni di interesse e dalle caratteristiche del fascio, lo yield minimo rivelabile necessario affinché il segnale proveniente dalla reazione sia distinguibile dalle fluttuazioni statistiche del fondo. Confrontando lo yield minimo con lo yield sperimentale atteso dalla reazione, calcolato a partire da diverse parametrizzazioni dell'S-factor, si può determinare fino a che energia sia possibile effettuare le misure della reazione per la futura campagna sperimentale.

Prendendo come riferimento lo spettro relativo alla configurazione sperimentale con la schermatura di rame e piombo e il *nitrogen flushing*, il *count rate* nelle due ROI di interesse risulta pari a $b_{440} = 3.61(7) \text{ keV}^{-1} \text{ d}^{-1}$ e $b_{1634} = 0.44(3) \text{ keV}^{-1} \text{ d}^{-1}$ rispettivamente per le righe a 440 keV e a 1634 keV. Come larghezza energetica delle ROI si assume la FWHM dei picchi più vicini, pari a $\Delta E_{440} = 2.4(8) \text{ keV}$ e $\Delta E_{1634} = 2.8(4) \text{ keV}$. Il numero atteso di conteggi del fondo è dato da:

$$B = b\Delta E\Delta t \quad (3.22)$$

dove Δt è il tempo di acquisizione che, nel caso dello spettro considerato, è pari a 33.6 giorni. In prima approssimazione, si può calcolare il numero minimo di conteggi netti attribuibili alla reazione affinché sia possibile distinguere il segnale dal fondo come $N_{\min} = 3\sqrt{B}$, cioè assumendo $N_{\min}$ pari a una fluttuazione di 3σ del fondo. Lo yield minimo viene poi ottenuto dal calcolo seguente:

$$Y_{\min} = \frac{3\sqrt{B}}{\Delta t N_p} \quad (3.23)$$

dove N_p è il numero di particelle incidenti al giorno, che risulta pari a $N_p = 1.075 \cdot 10^{20} \text{ d}^{-1}$ assumendo un fascio di $^{12}\text{C}^+$ con una corrente elettrica di 200 μA . Per le righe gamma di interesse, lo yield minimo risulta $Y_{\min,440} \simeq 1.4 \cdot 10^{-20}$ e $Y_{\min,1634} \simeq 5 \cdot 10^{-21}$.

Lo yield minimo ottenuto viene poi confrontato con le curve dello yield sperimentale atteso dalla reazione. In quest'analisi sono state considerate le parametrizzazioni dell'S-factor modificato $S(E)^*$ proposte da [3] e [4], indicate in seguito come Tumino e Spillane, che corrispondono rispettivamente alla curva "THM" e ai dati "Spillane" riportati in Figura 1.3. I dati di Spillane si estendono fino a 2.1 MeV, attuale limite sperimentale per le misure dirette. Ipotizzando che non siano presenti risonanze a energie inferiori, nella presente analisi è stato assunto un S^* costante al di sotto di tale energia. A partire da $S(E)^*$, il quale tiene già conto del branching

per entrambi i canali della reazione considerata, si ricava la sezione d'urto attraverso:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)^*}{E} \exp(-87.21E^{-1/2} - 0.46E) \quad (3.24)$$

dove E è l'energia nel centro di massa espressa in MeV. Assumendo un target di ^{12}C di spessore infinito, si può calcolare lo yield sperimentale attraverso il seguente integrale:

$$Y(E_0) = \eta_{ph}(E_\gamma) \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE \quad (3.25)$$

dove E_0 è l'energia iniziale del fascio nel sistema del centro di massa, $\varepsilon(E)$ è lo stopping power (fornito da SRIM) e $\eta_{ph}(E_\gamma)$ è l'efficienza di fotopicco corrispondente alla riga gamma considerata. L'integrale è stato risolto numericamente tramite il metodo dei trapezi, ottenendo le curve dello yield sperimentale in funzione di E_{cm} . Le efficienze di fotopicco per $E_\gamma = 440$ keV e $E_\gamma = 1634$ keV, ricavate dalle curve di efficienza riportate in Figura 3.4, risultano pari a $\eta_{ph}(440) = 4.3(2) \cdot 10^{-2}$ e $\eta_{ph}(1634) = 3.0(2) \cdot 10^{-2}$, considerando la distanza tra sorgente e rivelatore pari a 1 mm. Il fattore $\eta_{ph}(E_\gamma)$ nell'Equazione 3.25 permette di confrontare direttamente le curve dello yield sperimentale con lo yield minimo stimato precedentemente.

Le Figure 3.6 e 3.7 mostrano le curve dello yield ottenute dalle parametrizzazioni di S^* di Tumino e Spillane, confrontate con lo yield minimo rivelabile rispettivamente per i canali $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. L'intersezione fra le curve e lo yield minimo fornisce una stima dell'energia minima raggiungibile nella futura campagna sperimentale. Dal confronto si osserva che, per il

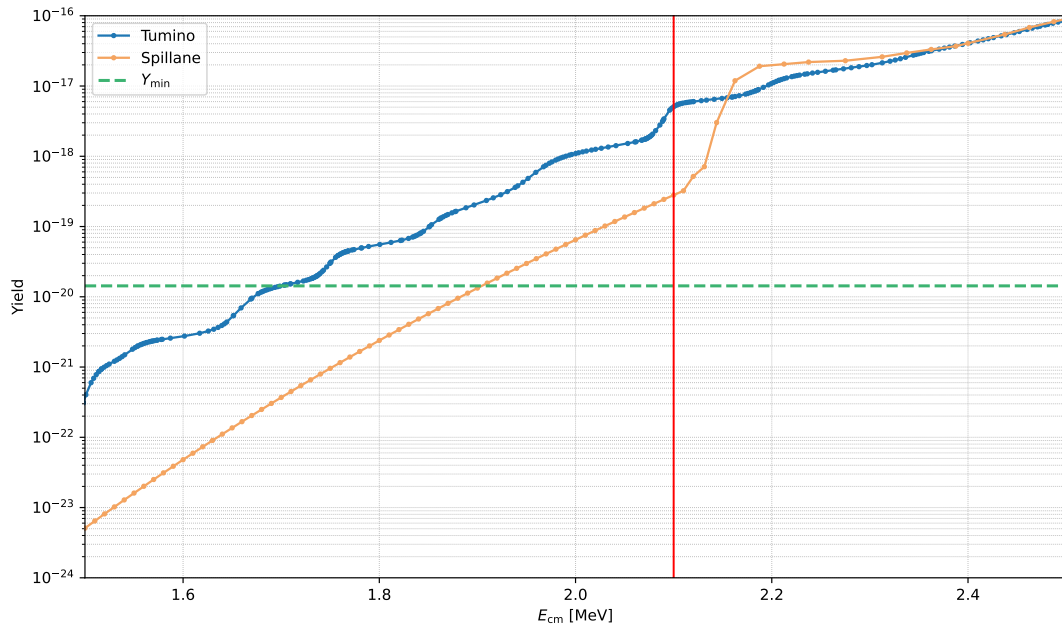


Figura 3.6: Confronto tra lo yield osservabile ricavato attraverso le parametrizzazioni dell'S-factor di Tumino e Spillane con lo yield minimo rivelabile per il canale $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$. Lo yield minimo, legato alla sensibilità del fondo a 440 keV, è mostrato come una linea orizzontale verde. La linea verticale rossa rappresenta il limite sperimentale attuale.

canale associato alla riga a $E_\gamma = 440$ keV, le soglie energetiche raggiungibili sono di circa 1.7 MeV e 1.9 MeV, rispettivamente per le parametrizzazioni di Tumino e di Spillane. Per il canale

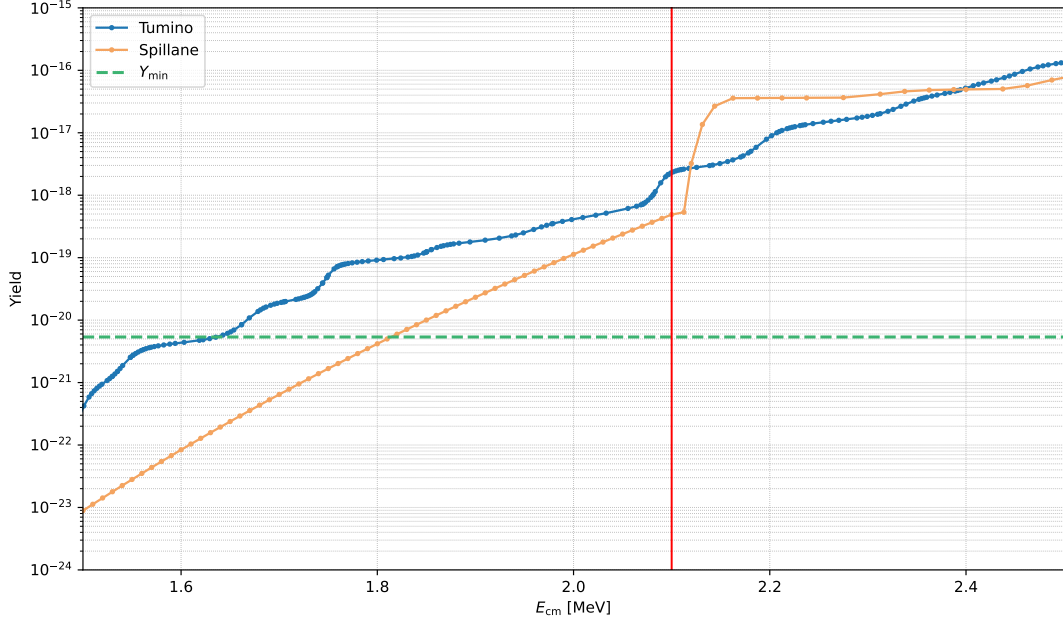


Figura 3.7: Confronto tra lo yield osservabile ricavato attraverso le parametrizzazioni dell'S-factor di Tumino e Spillane con lo yield minimo rivelabile per il canale $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Lo yield minimo, legato alla sensibilità del fondo a 1634 keV, è mostrato come una linea orizzontale verde. La linea verticale rossa rappresenta il limite sperimentale attuale.

associato alla riga a $E_\gamma = 1634$ keV, le soglie corrispondenti risultano pari a circa 1.6 MeV e 1.8 MeV. In entrambi i casi, i valori di energia stimati risultano al di sotto dell'attuale limite delle misure dirette, pari a 2.1 MeV. Questo indica la possibilità di estendere le misure dirette verso energie inferiori nella futura campagna sperimentale per lo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ che si terrà a LUNA. Inoltre, nella configurazione sono previsti un aumento dello spessore della schermatura di piombo di 5 cm e l'aggiunta di un array di scintillatori NaI(Tl), che agirà da schermatura attiva per ridurre il continuo Compton nello spettro. Le due modifiche dovrebbero portare a una riduzione del fondo, permettendo potenzialmente di raggiungere soglie energetiche ancora più basse.

Conclusioni

La reazione di fusione nucleare $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ è un processo chiave nelle fasi avanzate dell'evoluzione stellare. La determinazione della sua sezione d'urto alle energie di interesse astrofisico è tuttavia particolarmente complessa: al di sotto della barriera coulombiana, il *rate* di reazione diminuisce drasticamente e il segnale atteso diventa difficile da distinguere dal fondo sperimentale. La riduzione del fondo è quindi un aspetto essenziale per estendere le misure dirette verso energie inferiori all'attuale limite sperimentale, pari a circa $E_{\text{cm}} = 2.1$ MeV.

In questa tesi è stata presentata la caratterizzazione di un sistema di rivelazione gamma basato su un rivelatore HPGe, nell'ambito della futura campagna sperimentale LUNA dedicata allo studio della reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ presso i LNGS. L'analisi ha riguardato la calibrazione in energia, la determinazione dell'efficienza di rivelazione e studio del fondo gamma nelle regioni energetiche di interesse per la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

La calibrazione e l'efficienza sono state determinate utilizzando le sorgenti radioattive di ^{137}Cs e ^{60}Co , insieme ai raggi gamma prodotti dalla reazione $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ in corrispondenza della risonanza a $E_{\text{p}}^{\text{lab}} = 278$ keV. L'utilizzo di questa reazione ha permesso di estendere la calibrazione e l'efficienza fino a energie di alcuni MeV. L'efficienza di rivelazione è stata determinata tramite un fit multiparametrico, includendo gli effetti del *true-coincidence summing*, particolarmente rilevanti a piccole distanze tra sorgente e rivelatore.

Lo studio del fondo ha mostrato una forte riduzione del *count rate* nel passaggio dalla configurazione non schermata a quella con schermatura di rame e piombo. Inoltre, l'aggiunta del *nitrogen flushing* ha comportato un'ulteriore riduzione nelle righe associate ai prodotti di decadimento del radon. A partire dallo spettro acquisito in quest'ultima configurazione, è stato stimato lo yield minimo rivelabile nelle due regioni di interesse della reazione, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, corrispondenti alle righe gamma a 440 keV e 1634 keV. Queste identificano i due canali principali della reazione, rispettivamente $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Lo yield minimo è stato poi confrontato con lo yield atteso dalla reazione, calcolato a partire da due diverse parametrizzazioni di S^* , indicate come Tumino e Spillane. Dal confronto è emerso che, per il canale associato a 440 keV, le energie potenzialmente raggiungibili sono $E_{\text{cm}} \simeq 1.7$ MeV nel caso della parametrizzazione Tumino e $E_{\text{cm}} \simeq 1.9$ MeV nel caso della parametrizzazione Spillane. Per il canale associato a 1634 keV, le soglie corrispondenti risultano $E_{\text{cm}} \simeq 1.6$ MeV e $E_{\text{cm}} \simeq 1.8$ MeV. In entrambi i casi, le stime ottenute indicano la possibilità di estendere le misure dirette al di sotto dell'attuale limite sperimentale.

Bibliografia

- [1] Christian Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 2007.
- [2] Xiaodong Tang e Longhui Ru. “The $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reaction at stellar energies”. In: *EPJ Web of Conferences* 260 (2022), p. 01002. DOI: 10.1051/epjconf/202226001002.
- [3] A. Tumino et al. “An increase in the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion rate from resonances at astrophysical energies”. In: *Nature* 557 (2018), pp. 687–690. DOI: 10.1038/s41586-018-0149-4.
- [4] T. Spillane et al. “Study of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reactions near the Gamow energy”. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), p. 122501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.122501.
- [5] R. M. Gesuè, S. Turkat, J. Skowronski et al. “Detector characterization for a new $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaction study at LUNA”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 52 (2025), p. 105103. DOI: 10.1088/1361-6471/ade0dc.
- [6] S. Daigle et al. “Measurement of the $E_r^{c.m.} = 259$ keV resonance in the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaction”. In: *Physical Review C* 94 (2016), p. 025803. DOI: 10.1103/PhysRevC.94.025803.
- [7] Gordon R. Gilmer. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. John Wiley & Sons, 2008.
- [8] J. Skowronski. “Complete Study of Proton Capture on Carbon Isotopes at Astrophysical Energies”. Ph.D. thesis. University of Padova, 2023. URL: <https://hdl.handle.net/11577/3504676>.