



Dipartimento
di Fisica
e Astronomia
Galileo Galilei

Università degli studi di Padova
Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”
Corso di laurea magistrale in Astronomia

Studio della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ a energie astrofisiche

Relatore: Ch.ma prof.ssa Paola Marigo
Correlatore: Dr. Carlo Brogini

Laureanda: Denise Piatti

Padova, A.A. 2014-2015

Premessa

Il giorno del mio compleanno, camminando per i corridoi del dipartimento di Astronomia, la mia attenzione viene catturata da un foglio tra gli altri in bacheca. Leggendo scopro che la prof.ssa Marigo e il dr. Brogгинi propongono un lavoro di tesi sullo studio underground della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, reazione di grande impatto astrofisico. Decido di contattarli senza sapere che sarebbe stato un incredibile regalo di compleanno. Il dr. Brogгинi mi accoglie contento nel suo ufficio e mi indica un libro: *Couldrons in the Cosmos* di C.E. Rolfs e W.S. Rodney. Colgo subito il consiglio e tra le prime pagine che leggo trovo un capoverso che in italiano suona così: “Vediamo, dunque, come l’evoluzione dei nuclei è associata all’evoluzione delle stelle stesse. Nei processi nucleari che avvengono nelle stelle sono prodotti i componenti basilari dei materiali del nostro mondo di tutti i giorni. Le stelle sono fornaci (calderoni cosmici) nelle quali sono stati forgiati tutti gli elementi dell’universo.” Avevo trovato quella punta di magia in quanto già avevo imparato durante la triennale, proprio dalla prof.ssa Marigo. Eccomi, dunque, in partenza per i laboratori del Gran Sasso dove si trova l’apparato sperimentale per lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Qui passerò circa un mese a collaborare con il fantastico gruppo di LUNA, a imparare le arti del mestiere e a raccogliere dati. Nei laboratori underground svolgo compiti disparatissimi imparando da ciascuno di essi, fronteggio insieme a tutto il gruppo di LUNA gli imprevisti che un esperimento si porta dietro e raccolgo dati utili alla mia tesi. A Padova mi attende un articolato lavoro di analisi assistito dall’aiuto prezioso di Antonio Cacioli e Rosanna Depalo che mi insegneranno moltissimo. Al termine dell’analisi si vedono i primi risultati, preliminari certo ma significativi come si evince dal confronto con i dati in letteratura e con quanto trovato da un precedente esperimento condotto al Gran Sasso. Risultati che spero, una volta definitivi, si mostreranno importanti per chi li utilizzerà nell’indagine astrofisica.

Indice

1	Motivazione astrofisica	9
1.1	Definizione generali	9
1.2	Il ciclo neon-sodio	15
1.2.1	Stelle AGB	16
1.2.2	Novae	21
1.2.3	Supernovae	24
1.3	La $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$: stato dell'arte	27
2	Lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ a LUNA	33
2.1	Apparato sperimentale	33
2.1.1	L'acceleratore e la sorgente	34
2.1.2	La linea di fascio	35
2.1.3	Il bersaglio gassoso e la camera	36
2.1.4	Il calorimetro	37
2.1.5	Il rivelatore e il sistema di acquisizione	39
2.2	Fondo	43
2.2.1	Fondo naturale	43
2.2.2	Fondo indotto dal fascio	44
3	Analisi e risultati	47
3.1	Caratterizzazione preliminare dell'apparato	47
3.1.1	Profilo di pressione	47
3.1.2	Profilo di temperatura	50
3.1.3	Calibrazione del calorimetro	50
3.1.4	Calibrazione in energia del BGO	53
3.2	Analisi delle risonanze	55
3.2.1	Le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV	56
3.2.2	Limiti superiori per le risonanze a 71 keV e a 105 keV	59

4	$^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ <i>reaction rate</i>	63
4.1	Calcolo della <i>reaction rate</i>	63
4.2	Impatto sui modelli di stelle AGB	68
	Bibliografia	75

Introduzione

L'astrofisica nucleare nasce nel 1920, quando Sir A. S. Eddington, per primo, riconosce nelle reazioni termonucleari la sorgente di energia delle stelle. A partire da questo momento si aprono nuove questioni e nuovi orizzonti nello studio dell'evoluzione e della nucleosintesi stellari. Questi due aspetti vanno in simbiosi nelle stelle, la cui evoluzione si può approssimare a una successione di fasi di stabilità, durante le quali elementi sempre più pesanti vengono prodotti per fusione di elementi più leggeri, intervallate da periodi di contrazione gravitazionale. Il materiale stellare, dunque, si arricchisce ad ogni fase degli elementi prodotti dalle reazioni termonucleari.

Il gran numero di dati sulle abbondanze isotopiche superficiali di cui disponiamo rappresenta una sfida per gli astrofisici, i quali si dedicano alla costruzione di modelli teorici in grado di dar conto delle osservazioni riportandole all'interno del quadro evolucionistico delle stelle. Per costruire modelli accurati devono essere determinati con precisione i parametri di input, tra cui la *reaction rate*.

La misura diretta della *rate* risulta complessa, il principale problema è il debole segnale delle reazioni che spesso sparisce nel fondo. Diversi studi hanno cercato di ovviare al problema derivando le quantità utili per la stima della *reaction rate*. La misura diretta, tuttavia, rimane di gran lunga la preferibile.

Una svolta in questo senso è rappresentata dal primo esperimento per lo studio di una reazione termonucleare presso i laboratori di LUNA, *Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics*. Qui 1400 m di roccia del Gran Sasso forniscono una naturale schermatura dai raggi cosmici che ha permesso di recente uno studio a basse energie della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, oggetto anche del presente lavoro. Questa è coinvolta nel bruciamento dell'idrogeno ad alte temperature e in particolare fa parte del ciclo NeNa che risulta attivo in diversi scenari astrofisici. In particolare, la reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è quella che attualmente influenza

maggiormente l'accuratezza sulle abbondanze prevista dai modelli degli isotopi dal ^{20}Ne al ^{24}Mg a causa delle grandi incertezze sulla misura della sua *reaction rate*. Origini di tali incertezze è la scarsa conoscenza del contributo delle molte risonanze alle energie di interesse astrofisico. Il recente studio sulla $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ condotto a LUNA ha permesso di misurare il contributo alla *rate* di tre risonanze mentre per altre due si è potuto solo calcolare un nuovo limite superiore. Nel presente lavoro un nuovo apparato sperimentale ad alta efficienza è stato utilizzato per indagare proprio queste ultime due risonanze di grande impatto astrofisico ma di ancora dubbia esistenza. L'obiettivo è di determinare con precisione la forza delle due risonanze o di stimare un più accurato limite superiore in modo da sancire definitivamente il contributo delle due risonanze alla *rate* e rendere trascurabili le incertezze sulla *reaction rate* stessa.

In dettaglio la tesi si struttura come segue: il capitolo 1 comprende una trattazione dell'importanza astrofisica del ciclo neon-sodio e della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, sezioni 1.2 e 1.3. Le definizioni generali di sezione d'urto, forza di una risonanza e *reaction rate* sono riportate nella sezione 1.1. Il capitolo 2 è dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale e del fondo a LUNA. I risultati dell'esperimento sono presentati nel capitolo 3 e nel capitolo 4 vengono mostrati i loro risvolti astrofisici.

Capitolo 1

Motivazione astrofisica

Le reazioni termonucleari non solo provvedono al sostentamento energetico delle stelle, ma sono responsabili anche della produzione di nuovi elementi. Ricostruire l'intera rete di reazioni e i meccanismi responsabili dei valori di abbondanza che si osservano è uno degli obiettivi dei modelli astrofisici.

Nell'attuale panorama della ricerca astrofisica esistono numerosi modelli di evoluzione stellare che cercano di spiegare le molteplici osservazioni a disposizione [Bressan et al., 2012, Feiden, 2015, Cristallo et al., 2015, Groh, 2015]. Ciascuno di essi si caratterizza per le ipotesi di partenza, gli algoritmi usati e i parametri di input. Fra questi ultimi compare la *rate* delle reazioni termonucleari stellari da cui le previsioni dei modelli dipendono sensibilmente, come dimostrato in [Iliadis et al., 2002, Izzard et al., 2007, Parikh et al., 2013].

Prima di mostrare su quali modelli astrofisici ha maggiore influenza la *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ e a quale punto sia lo studio di quest'ultima, nel paragrafo che segue vengono introdotte definizioni e strumenti utili per la comprensione dell'analisi successiva.

1.1 Definizione generali

Una reazione nucleare può essere schematizzata come:

$$x + A \rightarrow y + B, \quad (1.1)$$

oppure ancora più brevemente $A(x, y)B$.

A e B rappresentano, nel sistema del laboratorio, rispettivamente i nuclei reagente e prodotto, x è il proiettile mentre y corrisponde a eventuali particelle o fotoni prodotti nella reazione. Se si considerano le masse del

canale di entrata, M_A ed M_x , e le masse del canale di uscita, M_B ed M_y , la legge di conservazione dell'energia porta alla definizione del Q -valore (Q), ossia l'energia liberata dalla reazione:

$$Q = (M_A + M_x - M_B - M_y)c^2. \quad (1.2)$$

Se il Q -valore è positivo la reazione si dice esotermica e si ha una produzione netta di energia, altrimenti si parla di reazione endotermica e deve esser fornita energia affinché avvenga il processo.

Insieme al Q -valore un'altra quantità importante per la comprensione della produzione di energia nelle stelle è la probabilità che una reazione avvenga.

Se si pensa ad una reazione nucleare come un urto a due corpi, si lega la probabilità di reazione all'area geometrica combinata del nucleo reagente e del proiettile, chiamata sezione d'urto σ . Nella realtà la sezione d'urto è più complessa e dipende dall'energia ($\sigma(E)$) o dalla velocità relativa tra proiettile e bersaglio ($\sigma(v)$).

Nelle stelle l'energia cinetica, nel sistema del centro di massa, delle particelle interagenti è molto minore della barriera coulombiana e dunque la reazione nucleare avviene solo per effetto tunnel. La sezione d'urto risulta fortemente soppressa e si esprime con il seguente formalismo:

$$\sigma = \frac{1}{E} S(E) \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E}} Z_A Z_x e^2\right) = \frac{1}{E} S(E) e^{-2\pi\eta}, \quad (1.3)$$

dove E corrisponde all'energia cinetica delle particelle coinvolte, $E = \mu v^2/2$, $Z_A \cdot e$ e $Z_x \cdot e$ rappresentano rispettivamente le cariche del nucleo bersaglio e del proiettile, $S(E)$ viene chiamato fattore astrofisico, μ è la massa ridotta ed $e^{-2\pi\eta}$, con $\eta = \frac{Z_A Z_x e^2}{\hbar v}$, il fattore di Gamow. $S(E)$ raccoglie tutti gli effetti strettamente nucleari, mentre il fattore di Gamow deriva dall'espressione approssimata, in caso di energie molto inferiori alla barriera coulombiana, per la probabilità dell'effetto tunnel [Rolfs and Rodney, 1988]:

$$P(E) = \exp\left\{-2KR_c \left(\frac{\arctan(R_c/r_n - 1)^{1/2}}{(R_c/r_n - 1)^{1/2}} - \frac{r_n}{R_c}\right)\right\}, \quad (1.4)$$

dove $K = \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E_c - E) \right]^2$, E_c ed E corrispondono rispettivamente all'altezza della barriera di Coulomb e all'energia del proiettile, mentre R_c e r_n sono rispettivamente il raggio di inversione per repulsione dalla barriera di Coulomb e il raggio nucleare, vedi figura 1.1.

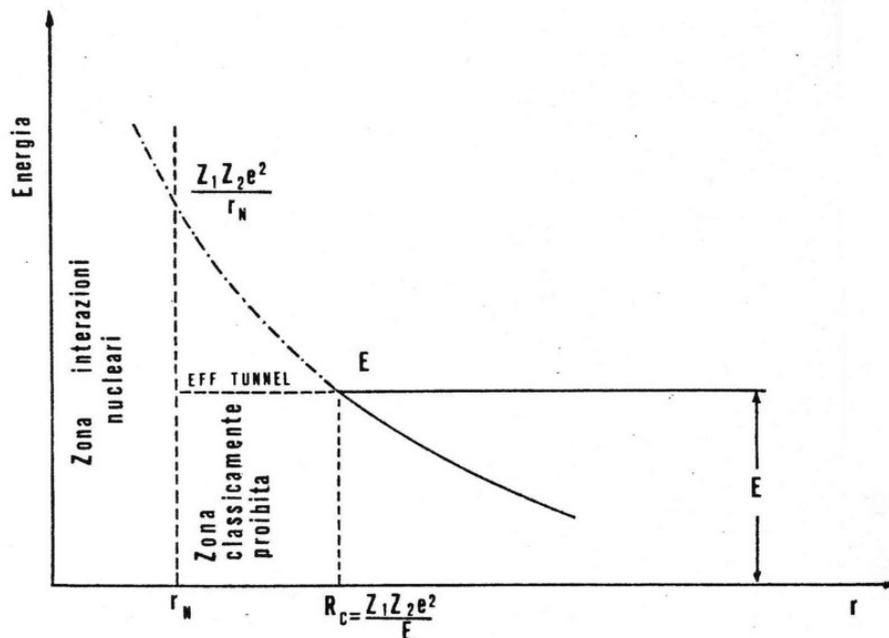


Figura 1.1: Rappresentazione schematica dell'energia potenziale coulombiana in funzione della distanza dal nucleo r . E è l'energia del proiettile e vengono indicati: il punto d'inversione classico e l'effetto tunnel quantistico. Immagine da <https://astrofisica.altervista.org>.

Se si considera il gas stellare con densità n_A di nuclei di tipo A e n_x di proiettili x con velocità relativa v , allora l'area effettiva per la reazione, F , vista dai proiettili sarà uguale alla sezione d'urto per un singolo nucleo moltiplicata per il numero di nuclei su centimetro cubo: $F = \sigma(v)n_A$. F rappresenta l'area vista da ciascun proiettile, quindi il numero totale di reazioni dovrà essere moltiplicato per il flusso delle particelle x : $J = n_x v$. Nel materiale stellare la velocità delle particelle varia su un grande intervallo di valori, perciò il prodotto $\sigma(v)v$ dovrà essere moltiplicato per la distribuzione di velocità, integrata su tutte le velocità, ottenendo una media ($\langle \sigma v \rangle$). In particolare il gas stellare è tipicamente in condizione non degenera, i nuclei si muovono non relativisticamente e si ha equilibrio termodinamico dunque la distribuzione delle velocità si descrive con la Maxwell-Boltzmann approssimabile a:

$$\phi(E) \propto E \exp(-E/kT), \quad (1.5)$$

ove E sta per l'energia cinetica del gas, T la sua temperatura e infine k corrisponde alla costante di Boltzmann ($8.6173324 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$).

Combinando le quantità trovate si può finalmente definire la *reaction rate*, r , cioè il numero di reazioni per unità di tempo e di volume:

$$r = n_A n_x \langle \sigma(v)v \rangle. \quad (1.6)$$

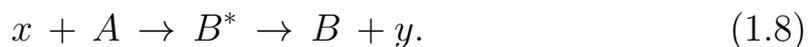
Inserendo nella definizione (1.6) le espressioni (1.3) e (1.5), per sezione d'urto e distribuzione di velocità, e ponendoci nel sistema del centro di massa si ottiene:

$$r = n_A n_x \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT} dE. \quad (1.7)$$

L'integrando nella (1.7) ha il suo massimo in una finestra energetica chiamata *Gamow peak* che dipende da massa e carica dei nuclei interagenti nonché dalla temperatura del gas stellare. All'interno di questa finestra energetica avvengono le reazioni termonucleari, infatti a energie inferiori la barriera di Coulomb domina le interazioni, mentre a energie maggiori la distribuzione di Maxwell si riduce a una coda trascurabile, come visibile in figura 1.2.

In corrispondenza delle energie del picco di Gamow risulta necessario misurare con precisione le quantità relative alle reazioni termonucleari.

Nel caso la reazione proceda anche attraverso risonanze strette, come per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, lo scenario cambia. Inizialmente viene a formarsi uno stato eccitato (E_r) del nucleo prodotto e questo successivamente decade ai livelli inferiori. Schematicamente:



Il processo di risonanza avviene solo se si soddisfa la seguente condizione:

$$E_R = E_r - Q, \quad (1.9)$$

ove E_R è l'energia del proiettile nel centro di massa.

La sezione d'urto in questo caso è proporzionale alla probabilità combinata che venga a formarsi lo stato eccitato e che questo decada. Espri-

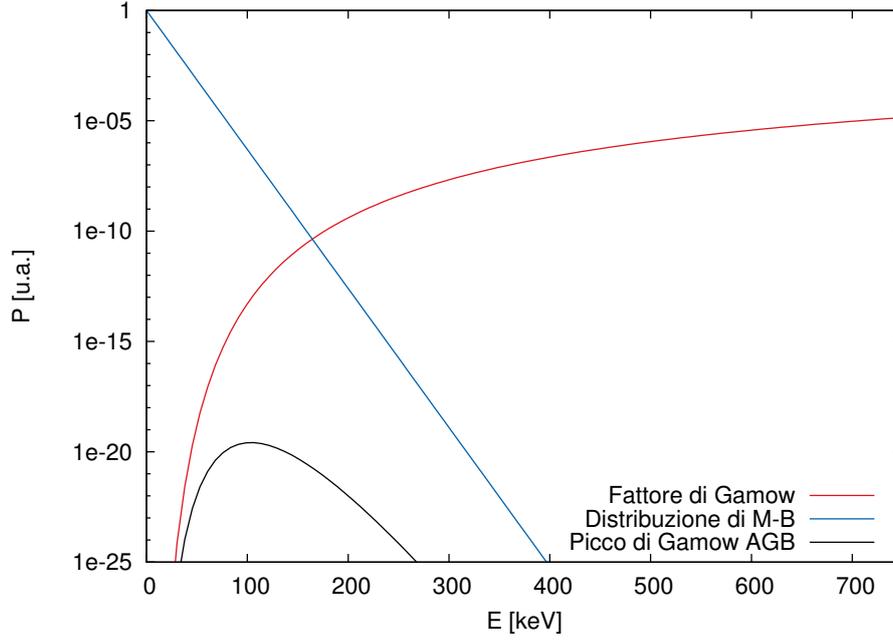


Figura 1.2: In nero rappresentazione grafica del picco di Gamow per una stella AGB con $T = 0.8$ GK, espresso come probabilità di reazione, P , in funzione dell'energia. In rosso e in blu rispettivamente la probabilità che avvenga l'effetto tunnel, proporzionale a $e^{-2\pi\eta}$ e la distribuzione delle velocità, approssimabile a $e^{-E/kT}$.

mendo le probabilità in termini di larghezze parziali, Γ_i , si scriverà [Rolfs and Rodney, 1988]:

$$\sigma \propto \Gamma_a \Gamma_b, \quad (1.10)$$

ove Γ_a e Γ_b indicano rispettivamente la probabilità che si formi lo stato eccitato, o anche indicato come stato iniziale, e che esso decada allo stato finale. La sezione d'urto dipenderà anche dalla statistica del momento angolare totale dei nuclei interagenti (J_a) e (J_b) e dello stato eccitato (J), raccolti nel fattore statistico ω :

$$\sigma \propto \omega = \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)}. \quad (1.11)$$

Nella (1.11) bisogna moltiplicare per un termine $(1 + \delta_{ab})$, poiché la sezione d'urto aumenta di un fattore due in caso di particelle identiche in entrata, e per il fattore $\pi\lambda^2$, massima sezione d'urto raggiungibile.

Infine per analogia con l'espressione per la risposta di un oscillatore smorzato, esempio di sistema risonante, la sezione d'urto comprenderà anche un termine dipendente dall'energia del tipo:

$$\sigma \propto \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1.12)$$

dove Γ rappresenta la somma delle larghezze parziali di tutti i canali di decadimento concessi.

Combinando la (1.10), la (1.11) e la (1.12) si ottiene finalmente l'espressione per la sezione d'urto in caso di risonanza stretta, detta formula di Breit-Wigner:

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)} (1 + \delta_{ab}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (1.13)$$

Ricavando nuovamente il termine $\langle \sigma v \rangle$ in presenza di risonanza stretta:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma_{\text{BW}}(E) E \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) dE. \quad (1.14)$$

Il termine relativo alla Maxwell-Boltzmann, $E \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$, cambia molto poco nella regione energetica della risonanza e può essere portato fuori dall'integrale ponendo $E = E_R$:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E_R \exp\left(\frac{-E_R}{kT}\right) \int_0^\infty \sigma_{\text{BW}}(E) dE. \quad (1.15)$$

L'integrale della sezione d'urto Breit-Wigner, assumendo una dipendenza minima delle larghezze parziali e totale dall'energia, si può scrivere:

$$\int_0^\infty \sigma_{\text{BW}}(E) dE = 2\pi^2 \lambda^2 \omega \gamma, \quad (1.16)$$

ove $\omega \gamma$ è detta forza della risonanza ed è definita come segue:

$$\omega \gamma = \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)} (1 + \delta_{ab}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}. \quad (1.17)$$

Confrontando la (1.17) con la (1.13) si comprende che la $\omega \gamma$ si riferisce alla sezione d'urto integrata. Quest'ultima nel caso stellare risulta dell'ordine dei nb o dei fb ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Nel presente lavoro di tesi è riportata la misura della forza di risonanza di due risonanze della $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$, di grande impatto per gli scenari astrofisici dove questa

è attiva. Questi sono descritti nella sezione seguente, mentre lo stato dell'arte per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ viene presentato in sezione 1.3.

1.2 Il ciclo neon-sodio

La $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è una delle reazioni del ciclo neon-sodio (NeNa). Si tratta di una catena addizionale alla CNO per il bruciamento dell'idrogeno ad alte temperature. Esso entra in gioco nelle stelle di seconda generazione, ossia stelle formatesi da materiale interstellare già processato e arricchito di elementi pesanti. Il ciclo NeNa non fornisce un importante contributo dal punto di vista energetico a causa dell'alta barriera di Coulomb coinvolta nelle reazioni. Tuttavia è responsabile della nucleosintesi di tutti gli isotopi dal ^{20}Ne al ^{24}Mg , da quest'ultimo elemento si innesca un ulteriore ciclo (MgAl) che produce gli isotopi fino all' ^{27}Al , si veda figura 1.3.

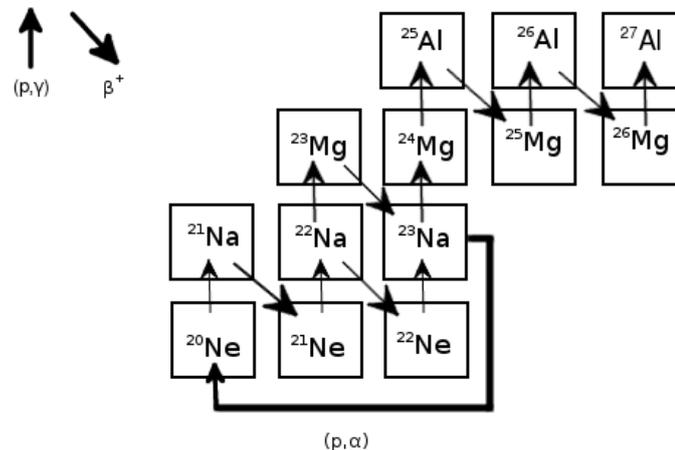


Figura 1.3: Rappresentazione schematica delle reazioni che compongono i cicli NeNa e MgAl.

Il ciclo NeNa è attivo in diversi scenari astrofisici. Nella sezione 1.2.1 si discute l'attivazione del ciclo NeNa in stelle AGB massicce, evidenziando alcune recenti problematiche ad esso connesse. Il ciclo Ne-Na nelle Novae e nelle Supernovae è oggetto delle sezioni 1.2.2 e 1.2.3 rispettivamente.

1.2.1 Stelle AGB

La fase di Ramo Asintotico delle Giganti (AGB) è sperimentata da stelle di massa piccola ed intermedia (con massa iniziale $0.8M_{\odot} \leq M_i \leq 6 - 8M_{\odot}$). Al termine dell'bruciamento nucleare dell'elio la struttura della stella è costituita da un nucleo degenere di C-O, due shell in cui sono attivi i bruciamenti di H ed He, ed un profondo (in raggio) involucro convettivo. La fase AGB viene suddivisa in due fasi, la prima fase denominata *Early AGB Phase*, E-AGB, durante la quale la principale fonte di energia per la stella è il bruciamento dell'He. Al termine dell'He a disposizione comincia la fase denominata *Thermal Pulses Phase*, TP-AGB. Questa è caratterizzata da un processamento dell'H instabile e interrotto da periodici *Thermal Pulses* a seguito dei quali il bruciamento di idrogeno si ferma e il guscio si espande raffreddandosi. L'espansione del guscio permette allo strato convettivo superiore di penetrare e portare poi in superficie i prodotti della nucleosintesi (*Third Dredge Up*, TDU). Dopo la fase quiescente di interpulso le stelle con massa $M \geq 4M_{\odot}$ nello strato alla base del guscio convettivo esterno raggiungono temperature tra i 0.06 GK e i 100 GK attivando il bruciamento dell'H ad alte temperature, *Hot Bottom Burning* (HBB). L'HBB avviene tramite i cicli CNO, NeNa e MgAl e i loro prodotti raggiungono la superficie grazie all'azione dell'involucro convettivo più esterno. Gli strati superficiali arricchiti vengono poi immessi nel mezzo interstellare durante la fase di contrazione del nucleo che terminerà con la formazione di una nana bianca CO. L'azione contaminante delle AGB è di fondamentale importanza per l'evoluzione chimica delle galassie e dunque poter modellizzare la nucleosintesi nelle AGB, in particolare dell'HBB, ha un enorme impatto astrofisico. Attualmente un ambito in cui il ruolo giocato dalla nucleosintesi nelle AGB risulta di grande interesse sono gli ammassi globulari. Nell'ambito del presente lavoro il recente interesse per questo ambito astrofisico è importante poichè, come si vedrà, un grande ruolo è rivestito dalla reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$.

Fra i capisaldi dell'astrofisica stava, fino a qualche decennio fa, l'idea che gli ammassi globulari rappresentassero un gruppo di stelle di composizione ed età omogenee. Diversi studi hanno dimostrato che esistono, invece, numerose disomogeneità nella composizione superficiale delle stelle di un ammasso globulare, [Smith, 1987, Kraft, 1994]. Le prime anomalie osservate sono le anticorrelazioni Na-O, Mg-Al e C-N nelle

stelle dell'ammasso che stanno attraversando la fase *Red Giant Branch* (RGB) [Kraft et al., 1997]. In un recente articolo [Carretta et al., 2010] l'anticorrelazione Na-O viene associata alla definizione stessa di ammasso globulare, in virtù del fatto che si dimostra essere una proprietà universale degli ammassi globulari [Carretta et al., 2006].

Le anticorrelazioni osservate sono prova della simultanea azione dei cicli CNO, NeNa e MgAl per il bruciamento di H ad alta temperatura. In particolare, per quanto concerne l'anticorrelazione Na-O, l'ossigeno viene distrutto nel ciclo CNO, effetto amplificato se si riduce la sezione d'urto della $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ (come di recente trovato da LUNA [Marta et al., 2011]), quest'ultima è la reazione più lenta del ciclo e quindi ne determina la *rate* complessiva e, dunque, se la temperatura è sufficientemente alta l'ossigeno viene bruciato e praticamente non riciclato. L'ossigeno, d'altra parte viene prodotto nella fase di bruciamento dell'elio dalla reazione $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Il sodio risulta dalla reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ mentre è distrutto dai due canali $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ e $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ [Ventura and D'Antona, 2006], fig. 1.3. Delle suddette reazioni la più incerta risulta la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Determinare con precisione la *rate* di quest'ultima, alle energie astrofisiche, contribuirebbe alla comprensione di quali siano i responsabili delle disomogenità negli ammassi globulari. Inizialmente, infatti, le anomalie nelle abbondanze sono state spiegate semplicemente come l'azione dell'evoluzione delle stesse RGB. Queste sono stelle che stanno attraversando la fase di transizione tra il bruciamento dell'H e quello dell'He. Il primo rimane attivo in uno strato sottile, mentre il secondo si attiverà nel nucleo. Man mano che il nucleo si contrae gli strati esterni si espandono e l'inviluppo convettivo più esterno riesce a portare in superficie energia e prodotti del bruciamento dell'H (*first dredge-up*), che avviene attraverso il ciclo CNO e addizionali.

Recenti osservazioni hanno portato alla luce variazioni da stella a stella dell'anticorrelazione Na-O non compatibili con il solo contributo dell'evoluzione delle RGB, ma piuttosto esplicabili ammettendo che gli ammassi sono formati da due generazioni diverse di popolazioni stellari [Carretta et al., 2009].

Due ipotesi avanzate per spiegare le abbondanze superficiali negli ammassi globulari sono proprio l'azione inquinante di stelle, di massa intermedia, che hanno attraversato la fase (AGB) [Ventura et al., 2001] e il contributo di massa espulsa da stelle massive ad alta velocità di rotazione [Decressin et al., 2007]. Il ruolo delle prime è stato messo alla prova nello

studio [Ventura et al., 2001], qui infatti le previsioni sulle abbondanze del materiale espulso sono state confrontate con le osservazioni. Sotto alcuni aspetti previsioni e osservazioni concordano ma per altri è necessario avere stime più precise per le *rates* delle reazioni decisive del bruciamento dell'H ad alte temperature. A una simile conclusione giunge anche un altro recente studio [Izzard et al., 2007]. Gli autori hanno calcolato per diversi modelli il cambiamento nelle abbondanze previste per alcuni isotopi al variare delle *rates* di reazioni d'interesse. Dallo studio è emerso il ruolo chiave della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ sulla determinazione delle abbondanze degli isotopi con $20 \leq A \leq 24$. In tabella 1.1 sono riportati i risultati dello studio per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$.

In [Ventura and D'Antona, 2006] è descritto un ulteriore studio lampante per la comprensione dell'importanza dell'utilizzo di precisi valori di *rate* nei modelli. Qui l'evoluzione dell'abbondanza superficiale di Na viene ricalcolata alla luce dei valori rivisti, [Hale et al., 2004], per le reazioni del ciclo NeNa. Il primo dato che emerge è l'incompatibilità dell'abbondanza ricalcolata del ^{23}Na con le osservazioni. Per questo motivo in successive analisi gli autori usano il limite inferiore per la *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, valore simile a quello riportato nei cataloghi precedenti. Per spiegare l'anticorrelazione Na-O si deve indagare anche la $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ per cui la sezione d'urto richiesta per avere corrispondenza con le osservazioni è di un fattore ~ 2 inferiore al valore raccomandato. Quanto si può dedurre dai risultati trovati in [Ventura and D'Antona, 2006] è la necessità di valori più precisi per la *rate* di alcune reazioni del ciclo NeNa per potere comprendere non solo la nucleosintesi nelle AGB ma anche le origini delle anomalie osservate nelle abbondanze superficiali negli ammassi globulari.

Per quanto riguarda l'ipotesi che siano le stelle rotanti massive a determinare le abbondanze osservate per gli ammassi globulari, secondo T. Decressin e colleghi [Decressin et al., 2007] il meccanismo responsabile dell'arricchimento del mezzo sarebbe il vento generato dalla rotazione che probabilmente causa la formazione di un disco di materiale uscente. Il materiale trasportato dal vento stellare è ricco dei prodotti del bruciamento dell'H di cui saranno più abbondanti le stelle che si formeranno in questo ambiente. Lo scenario descritto dagli autori viene caratterizzato in diversi modelli in base alle *rates* assunte per le reazioni chiave dei cicli CNO, NeNa e MgAl, in dettaglio i cataloghi presi a riferi-

mento sono [Angulo et al., 1999] e [Iliadis et al., 2001] [Hale et al., 2001] [Hale et al., 2004]. Questi modelli vengono usati per fare previsioni sulle abbondanze delle specie d'interesse nel materiale espulso, la composizione di quest'ultimo viene confrontata con le osservazioni per gli ammassi globulari. Si osserva che i modelli coprono l'intero intervallo di anticorrelazione osservato per O e Na, perciò risulta ben riprodotta da tutti i modelli nonostante le differenze dovute ai diversi valori per la *rate* delle reazioni chiave, ciò non aiuta a comprendere quale sia il valore corretto per la *rate* che deve essere ricavato indipendentemente e con estrema precisione. Per quanto riguarda l'anticorrelazione Mg-Al, invece, i modelli richiedono una *rate* per la reazione $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)$ aumentata di un fattore 1000 per temperature intorno ai $50 \cdot 10^6 K$.

Attualmente uno studio ha rivalutato il ruolo delle RGB. Quanto emerge dallo studio sono le differenze nell'anticorrelazione Na-O per le diverse parti del ramo orizzontale delle RGB [Gratton et al., 2012] che potrebbero spiegare le differenze nell'ammasso. Tale ipotesi, così come le altre proposte, per essere confermata, necessita una maggiore precisione per la *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ nei diversi stadi del ramo orizzontale.

Modello	Isotopo	Fattore moltiplicativo per le <i>yields</i> $r_{\text{ref}}/2, r_{\text{ref}} \times 2000$
4,0.0001	^{20}Ne	1.0 – 1.46
	^{22}Ne	0.17 – 1.0
	^{23}Na	0.62 – 106.3
	^{24}Mg	1 – 1.41
5,0.0001	^{20}Ne	0.95 – 5.50
	^{22}Ne	0.14 – 1.01
	^{23}Na	0.53 – 41.3
	^{24}Mg	0.94 – 5.27
5,0.004	^{20}Ne	1.0 – 1.11
	^{22}Ne	0.18 – 1.0
	^{23}Na	0.80 – 41.6
	^{24}Mg	-
5,0.008	^{20}Ne	-
	^{22}Ne	0.20 – 1.0
	^{23}Na	0.95 – 21.3
	^{24}Mg	-
5,0.02	^{20}Ne	-
	^{22}Ne	0.83 – 1.0
	^{23}Na	1 – 2.41
	^{24}Mg	-
6,0.0001	^{20}Ne	0.93 – 4.34
	^{22}Ne	0.17 – 1.01
	^{23}Na	0.56 – 32.6
	^{24}Mg	0.98 – 2.20
6,0.004	^{20}Ne	1.0 – 1.25
	^{22}Ne	0.17 – 1.01
	^{23}Na	0.67 – 26.7
	^{24}Mg	0.99 – 1.24
6,0.008	^{20}Ne	-
	^{22}Ne	0.18 – 1.0
	^{23}Na	0.89 – 17.9
	^{24}Mg	-
6,0.02	^{20}Ne	-
	^{22}Ne	0.33 – 1.0
	^{23}Na	1 – 6.21
	^{24}Mg	-

Tabella 1.1: Cambiamenti nelle abbondanze degli isotopi ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{23}Na e ^{24}Mg negli ammassi globulari. I cambiamenti sono relativi alle abbondanze ottenute prendendo per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ il valore indicato nel catalogo [Iliadis et al., 2001]. I cambiamenti sono prodotti dalla variazione della *rate* per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ entro l'intervallo d'incertezza indicato e preso dal catalogo [Iliadis et al., 2001]. I modelli vengono identificati da due numeri, il primo si riferisce alla massa e il secondo alla metallicità della stella.

1.2.2 Novae

Ci si riferisce con il termine nova ad un sistema binario composto da una nana bianca e una stella di sequenza principale. Quest'ultima riempie il proprio lobo di Roche (area di attrazione gravitazionale) e parte della sua massa ricca di H, passando per il punto lagrangiano interno, va a finire in un disco di accrescimento attorno alla nana bianca. La massa del disco aumentando e comprimendosi si surriscalda fino all'incorrere di un *thermonuclear runaway*, ossia di un rapido e instabile processamento dell'H a cui segue un episodio esplosivo. Il materiale immesso nel mezzo interstellare dall'esplosione è ricco dei prodotti della fusione dell'idrogeno, avvenuto ad alte temperature nello strato sottile esterno della nana bianca. Qui l'idrogeno viene processato secondo il ciclo CNO e addizionali, visto l'elevata temperatura e il consistente numero di catalizzatori. Questi sono gli elementi costituenti l'originaria nana bianca, quindi C, O e Ne, che ad un certo punto dell'evoluzione della nova si mischiano con il materiale ricco di H del disco di accrescimento [Iliadis et al., 2002].

Lo studio della nucleosintesi nelle novae è di interesse per svariati motivi, fornisce informazioni sulla composizione originaria della nana bianca, su quali condizione porre per le esplosioni e contribuisce a comprendere l'evoluzione chimica della Galassia. Nonostante la sua importanza, la nucleosintesi nelle novae e i modelli stessi di evoluzione delle novae presentano ancora problemi da risolvere. La composizione delle nane bianche coinvolte nelle novae non è ancora chiara, il meccanismo di mescolamento fra disco e materiale della nana bianca non viene riconosciuto universalmente, l'ammontare della massa espulsa è controverso e infine molte sezioni d'urto delle reazioni hanno incertezze elevate che si propagano sui modelli idrodinamici. Evidenziare le diverse influenze sui modelli dei parametri sopra elencati è l'obiettivo dello studio descritto in [José and Hernanz, 1998]. Qui vengono presi in considerazione, sia per le novae CO che per le novae ONe, modelli che differiscono l'uno dall'altro nei valori di parametri e quantità critiche nell'evoluzione delle novae. Per ogni modello vengono presentate le diverse fasi dell'evoluzione, dall'accrescimento fino all'esplosione e quindi viene calcolata l'abbondanza per gli isotopi di maggiore interesse. Due tra questi appartengono ai cicli NeNa e MgAl, sono l' ^{26}Al e ^{22}Na . Come si vede in figura 1.3 i canali di produzione di ^{26}Al e ^{22}Na risultano in competizione. Un ruolo chiave è giocato dalla $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, dal ^{23}Na si dipartono i due rami

$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ e $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$, il primo produrrà un arricchimento in ^{26}Al mentre il secondo favorirà la produzione di ^{22}Na . L'anticorrelazione $^{26}\text{Al} - ^{22}\text{Na}$ viene riconfermata dalle abbondanze calcolate nei diversi modelli, tuttavia, queste non sempre sono in accordo con le osservazioni. Uno dei motivi di tale discrepanza sono le incertezze sulle *rates* adottate per le reazioni di interesse. Quest'ultimo effetto è trattato più specificamente da un altro studio [Iliadis et al., 2002] che quantifica l'effetto sulla produzione di isotopi delle incertezze sulle *rates*.

Le *rates* di 175 reazioni, che rientrano nei modelli di nova, sono stati variati indipendentemente moltiplicando il valore indicato in [Iliadis et al., 2001] per i fattori riportati in tabella 1.2 e in tabella 1.3. Al variare delle *rates* sono stati analizzati i cambiamenti di abbondanza di 142 isotopi in relazione al valore di abbondanza ottenuto considerando le rate catalogate in [Iliadis et al., 2001]. Lo studio è stato condotto sia per le novae CO che ONe, dove tale denominazione si riferisce alla composizione della nana bianca.

Tra le reazioni più incerte coinvolte nel bruciamento dell'H nelle novae compare la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Quest'ultima nelle novae CO influenza l'abbondanza di tutti gli isotopi successivi fino all' ^{27}Al . La produzione di ^{24}Mg cambia di un fattore ≤ 70 nelle novae CO se si prendono diverse *rates* per le reazioni $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ e la successiva $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$. Le incertezze sulla $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ provocano un'indeterminazione nelle novae ONe di sei ordini di grandezza sull'abbondanza di ^{22}Ne . Il resto dei risultati, solo in relazione alla variazione della *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, sono riportati in tabella 1.2 per le novae CO e in tabella 1.3 per le novae ONe. Per quanto riguarda i diversi modelli che compaiono nella tabella basti sapere che differiscono per i valori di alcuni parametri relativi sia alla nana bianca sia al disco di accrescimento.

Appare chiaro il bisogno di una misurazione precisa della *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, non solo per comprendere le abbondanze di ^{22}Ne e di ^{23}Na ma anche perché la reazione è in competizione con la $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ e appare determinante anche per l'innesco dei cicli successivi. Le energie tipiche delle novae, alle quali si vuole una misura precisa della *rate*, variano tra 100 keV e 440 keV, esattamente l'intervallo di energie esplorato dall'acceleratore di LUNA.

Modello	Isotopo i	Fattore moltiplicativo per la <i>rate</i>				
		100	10	2	0.5	0.1
CO nova, JH1	²⁰ Ne	2.3	1.3	1.0	1.0	-
	²¹ Ne	2.3	1.3	1.0	1.0	-
	²² Ne	0.036	0.72	0.96	1.0	-
	²² Na	2.3	1.3	1.0	1.0	-
	²³ Na	5.9	6.9	1.9	0.56	-
	²⁴ Mg	6.3	6.7	1.8	0.54	-
	²⁵ Mg	2.3	1.3	1.0	0.98	-
	²⁶ Al	2.0	1.2	1.1	1.0	-
	²⁷ Al	1.2	1.0	1.0	1.0	-
CO nova, JH2	²⁰ Ne	4.3	2.1	1.1	0.92	0.86
	²¹ Ne	4.4	2.1	1.1	0.92	0.84
	²² Ne	0.0085	0.65	0.96	1.0	1.0
	²² Na	1.4	6.7	1.9	0.52	0.14
	²³ Na	1.4	6.2	1.8	0.51	0.13
	²⁴ Mg	5.2	2.6	1.2	0.92	0.80
	²⁵ Mg	4.8	2.1	1.1	0.94	0.87
	²⁶ Al	2.8	1.5	1.1	0.94	0.94
	²⁷ Al	3.2	1.5	1.1	0.97	0.95

Tabella 1.2: Cambiamenti nelle abbondanze degli isotopi i normalizzate all'abbondanza che si ricava prendendo la *rate* indicata nel catalogo [Iliadis et al., 2001] per elementi con $A = 20 - 40$. I cambiamenti sono prodotti dalla variazione della *rate* per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, tale variazione consiste nel moltiplicare la rate da catalogo per i fattori indicati nella seconda riga della terza colonna. In tabella vengono considerate solo le novae la cui nana bianca abbia una composizione principalmente di C e O. Per questo tipo di nova due sono i modelli e per ciascuno è stata condotta l'analisi sopra.

Modello	Isotopo i	Fattore moltiplicativo per la <i>rate</i>				
		100	10	2	0.5	0.1
ONe nova, P1	²² Ne	0.99	1.0	1.0	1.3	460
ONe nova, JCH1	²² Ne	0.0000064	0.0000071	0.13	2.8	6.4
ONe nova, JCH2	²² Ne	0.00014	0.00016	0.0035	19	22

Tabella 1.3: Cambiamenti nelle abbondanze degli isotopi i normalizzate all'abbondanza che si ricava prendendo la *rate* indicata nel catalogo [Iliadis et al., 2001] per elementi con $A = 20 - 40$. I cambiamenti sono prodotti dalla variazione della *rate* per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, tale variazione consiste nel moltiplicare la rate da catalogo per i fattori indicati nella seconda riga della terza colonna. In tabella vengono considerate solo le novae la cui nana bianca abbia una composizione principalmente di O e Ne. Per questo tipo di nova i modelli esistenti sono più di quelli riportati in tabella, ma solo per questi è stata condotta l'analisi sopra.

1.2.3 Supernovae

Si denominano Supernovae (SN) violente esplosioni stellari ad elevata energia, 10000 volte più luminose delle novae [Goobar and Leibundgut, 2011]. L'analisi spettrale delle SN permette di classificarle [Filippenko, 1997]. Le differenze nello spettro sono prodotte da meccanismi esplosivi e da progenitori distinti, dunque la classificazione spettrale diviene anche una classificazione fisica.

SN Ia: Le Supernova di tipo Ia devono la loro classificazione all'assenza delle righe di emissione dell'H e alla presenza della riga di assorbimento, spostata verso la regione blu dello spettro del SiII [Filippenko, 1997]. Un altro segno distintivo di questi oggetti è la curva di luce la cui calibrazione ha reso le SNIa degli ottimi indicatori di distanza, permettendo di comprendere che l'universo si espande accelerando [Riess et al., 1998]. Le SNIa si sono rivelati oggetti d'importanza cosmologica per lo studio sulla storia espansiva dell'universo e per quello sull'energia oscura [Astier et al., 2011, Blake et al., 2011]. Tra il gruppo di SNIa scoperte sono state osservate differenze che mettono in dubbio la convinzione di un unico possibile sistema progenitore. Una recente classificazione ha trovato che il 30% degli oggetti identificati come SNIa deviano dal gruppo omogeneo denominato delle SNIa normali. All'interno di questo gruppo minoritario altre due sottoclassi possono essere individuate [Li et al., 2011], dunque la ricerca e classificazione di questi oggetti rimane un campo aperto.

I modelli più promettenti per il gruppo delle SNIa normali includono: lo scenario a singolo sistema degenerare (una sola nana bianca in accrescimento grazie al materiale trasferito da una stella non degenerare) [Whelan and Iben, 1973], lo scenario a degenerazione doppia (due nane bianche si uniscono) [Iben and Tutukov, 1984] e lo scenario a massa inferiore al limite di Chandrasekhar (la nana bianca esplose prima di raggiungere per accrescimento la massa di Chandrasekhar) [Taam, 1980]. Questi modelli hanno rivelato una forte dipendenza della nucleosintesi, associata all'esplosione, dalla temperatura del picco, dalla composizione della nana bianca (in particolare le abbondanze di ^{12}C e ^{22}Ne), dalla densità raggiunta prima dell'esplosione, dalla quantità di energia liberata e dalla velocità del materiale espulso. Riprodurre, tenendo conto dei fattori sopra elencati, le abbondanze osservate negli spettri delle SNIa

rappresenta una delle prove critiche per i modelli di SNIa.

Un recente studio [Parikh et al., 2013] investiga la sensibilità della nucleosintesi al variare della *rate* delle reazioni termonucleari innescate dall'esplosione. A causa della fitta rete di reazioni corrispondenti all'esplosione lo studio è stato limitato a due modelli di SNIa, il modello DDT [Kasen et al., 2009] e il modello W7 [Nomoto et al., 1984]. L'obiettivo dello studio è quantificare l'impatto delle incertezze delle *reactions rates* sull'aspettata nucleosintesi nei modelli di una SNIa. Gli autori hanno uniformemente (a tutte le temperature stellari) variato di un fattore dieci (superiormente e inferiormente) le *rates* di 2305 reazioni adottate in [Iliadis et al., 2010]. Per evidenziare le reazioni di maggior impatto si considerano solo le specie che raggiungono un'abbondanza di $10^{-8} M_{\odot}$ e che deviano dall'abbondanza calcolata con la *rate* catalogata di almeno un fattore due. Solamente 53 delle 2305 reazioni può definirsi significativa secondo i suddetti parametri e da un'analisi più accurata si osserva che solo tre reazioni, $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)$, $^{20}\text{Ne}(\alpha,\gamma)$ e $^{22}\text{Ne}(\text{p},\gamma)$, sono responsabili delle abbondanze degli isotopi con $Z > 23$. Tra le più significative compare, dunque, la $^{22}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Na}$, la cui influenza sulla nucleosintesi viene presentata in tabella 1.4.

Modello	Isotopo i	Fattore moltiplicativo per la <i>rate</i>	
		10	0.1
W7	^{18}O	0.42	2.3
	^{23}Na	2.3	-
	^{24}Na	4.0	0.33
DDT	^{18}O	-	-
	^{23}Na	-	-
	^{24}Na	2.2	-

Tabella 1.4: Cambiamenti nelle abbondanze degli isotopi i normalizzate all'abbondanza che si ricava prendendo la *rate* indicata nei cataloghi [Iliadis et al., 2010, Cyburt et al., 2010]. I cambiamenti sono prodotti dalla variazione della *rate* per la $^{22}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Na}$, tale variazione consiste nel moltiplicare la *rate* da catalogo per i fattori indicati nella seconda riga della terza colonna. In tabella vengono considerati solo due degli esistenti modelli di SN Ia.

Un ulteriore analisi prende in considerazione anche il profilo di temperatura semplificato in quattro intervalli [Parikh et al., 2013]. Gli autori per ciascuna finestra termica variano le *rates* di un fattore due. La stessa procedura viene poi ripetuta facendo variare la *rate* entro le incertezze catalogate una finestra termica alla volta. Per il primo caso l'impatto più

significativo si osserva per variazioni delle *rates* nell'intervallo di temperature tra $1.5 - 2.0 GK$. Per il secondo caso si sono osservate differenze di diversi ordini di grandezza nelle *rates* in dipendenza dalla temperatura, nel caso della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ sopra i $4 GK$ i dati sperimentali fluttuano significativamente. Per avvicinarci a comprendere quale sia il modello più realistico per le SNIa proprio in quest'ultimo intervallo di temperatura si ha la necessità di più precisi valori per la *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$.

SN remnants: Contrariamente alle SNIa che dopo l'esplosione non lasciano alcun resto le SNII possono essere studiate indirettamente anche dopo la loro esplosione, avvenuta al termine della loro evoluzione per collasso gravitazionale del nucleo, grazie a ciò che rimane della stessa (*supernova remnant*, SNR). I SNRs sono formati principalmente del materiale espulso dalla stella nelle diverse fasi della sua evoluzione e dell'esplosione stessa, risultano quindi delle tracce dei processi di nucleosintesi avvenuti nell'esplosione. In un recente studio [Park et al., 2004] confrontando le abbondanze osservabili in diverse regioni del SNR G292.0+1.8 con quelle previste dalla nucleosintesi dei modelli si cerca di tracciare l'origine degli elementi osservati nella stella progenitrice. Fra i dati più significativi compare la sovrabbondanza di neon rispetto a quanto previsto dai modelli di collasso del nucleo. In questi ultimi si ottiene tipicamente che la massa espulsa di O è diverse volte più grande di quella di Ne [Thielemann et al., 1996], mentre quanto osservato per G292.0+1.8 prova che la massa espulsa di O e Ne è paragonabile. Il dato ottenuto in [Park et al., 2004] non determina la non validità del modello del collasso del nucleo poiché gli stessi autori evidenziano la mancanza di una precisa conoscenza della *rate* di alcune importanti reazioni del bruciamento dell'H nelle diverse condizioni durante l'esplosione. Uno studio intensivo sulla nucleosintesi nelle diverse fasi dell'esplosioni e con dati precisi per le *reactions rates* potrebbe aiutare nell'interpretazione di anomalie come quella di G292.0+1.8.

1.3 La $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$: stato dell'arte

Nelle sezioni precedenti si sono mostrati gli scenari astrofisici dove è attivo il ciclo NeNa e si è riportata l'influenza sui modelli delle incertezze relative alla *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Essa è dominata, alle energie d'interesse astrofisico, dalle risonanze. Proprio a causa della scarsa conoscenza del contributo delle molte risonanze presenti, come si può vedere dallo schema dei livelli riportato in figura 1.4, dove sono anche riportate le energie relative ai diversi scenari astrofisici, la *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ rimane incerta.

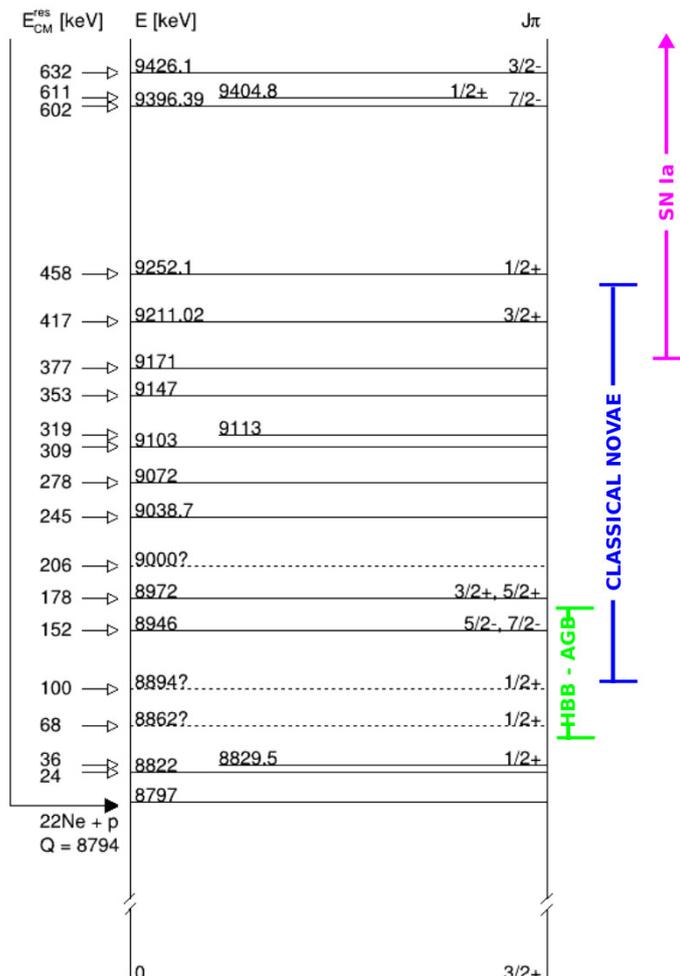


Figura 1.4: Rappresentazione parziale dei livelli del ^{23}Na . A destra vengono riportati gli intervalli energetici per i diversi scenari presentati nelle sezioni precedenti. A sinistra i canali di entrata $^{22}\text{Ne} + p$ con l'indicazione delle energie del fascio, nel sistema del centro di massa, corrispondenti alle risonanze catalogate.

Per la sua importanza astrofisica la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è stata indagata in

diversi esperimenti e con diverse tecniche, dirette e indirette. Il contributo alla *rate* delle risonanze a energie maggiori di 400 keV è stato ben studiato in passato con esperimenti diretti e recentemente sono state eseguite delle nuove misure sulla risonanza a 479 keV [Longland et al., 2010]. Le due risonanze a 436 keV e a 661 keV, di grande importanza per la determinazione della *rate* totale, presentavano una grande incertezza sull' $\omega\gamma$. Un recente studio, condotto presso i laboratori dell'Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), grazie all'utilizzo di due rivelatori al germanio ad alta risoluzione ha abbassato di un fattore 3 l'incertezza sull' $\omega\gamma$ della 436 keV, ha trovato un nuovo valore, inferiore al catalogato di un ordine di grandezza, per la forza della risonanza a 661 keV e, infine, ha ricalcolato il valore dell' $\omega\gamma$ per la risonanza a 638.5 keV migliorandone la precisione [Depalo, 2015, Depalo et al., 2015, Cavanna, 2015]. Per quanto riguarda le risonanze della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)$ sotto 400 keV gli esperimenti indiretti svolti e da cui provengono molti dei dati di letteratura sono tre [Hale et al., 2004, Powers et al., 1971] e [Görres et al., 1983]. Il più recente [Hale et al., 2004] è un esperimento condotto sulla reazione di trasferimento di protoni $^{22}\text{Ne}(^3\text{He},d)^{23}\text{Na}$. Calcolando per quest'ultima il fattore spettroscopico, che contiene le informazioni sulla struttura nucleare dello stato eccitato, è possibile dedurre la larghezza parziale del canale di entrata, Γ_p . Una volta estrapolata Γ_p e noto il momento di spin del livello eccitato l' $\omega\gamma$ si ricava dall'equazione (1.17). In letteratura vengono riportati i risultati, solo limiti superiori, di un unico esperimento diretto per la forza delle risonanze sotto i 400 keV [Görres et al., 1982]. Il principale ostacolo per le misure dirette di forza delle risonanze è il debole segnale della reazione che spesso viene a trovarsi al di sotto del fondo dovuto ai raggi cosmici. Una svolta in questo senso è stato il primo esperimento condotto presso il laboratorio sotterraneo di LUNA [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]. Grazie alla schermatura naturale di 1400 m di roccia la riduzione del fondo dovuto ai muoni è di un fattore 10^6 mentre è di circa un fattore 10^3 quella del contributo dei neutroni [Broggini et al., 2010]. L'esperimento, condotto con l'utilizzo di due rivelatori al germanio ha permesso la misura dell' $\omega\gamma$ di tre risonanze: la 156.2 keV, la 189.5 keV e la 259.7 keV. Per altre tre risonanze, la 71 keV, la 105 keV e la 215 keV sono stati fissati nuovi limiti superiori. Tutti i risultati per l' $\omega\gamma$ vengono raccolti da due principali cataloghi [Angulo et al., 1999, Iliadis et al., 2010]. Quest'ultimo è stato di recente aggiornato, tuttavia le modifiche riportate in [Sallaska et al., 2013] non

cambiano significativamente la *reaction rate* e nel seguito viene preso a riferimento il catalogo precedente. In tabella 1.5 vengono riportati i valori per l' $\omega\gamma$ della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ presi dai cataloghi suddetti e dal più recente studio [Depalo, 2015, Depalo et al., 2015, Cavanna, 2015].

$E_{R, \text{LAB}}$ (keV)	$\omega\gamma$ (eV)		
	NACRE [Angulo et al., 1999]	Iliadis et al. [Iliadis et al., 2010]	HZDR e LUNA [Depalo, 2015]
29	-	$\leq 2.6 \cdot 10^{-25}$	-
37	$(6.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-15}$	$(3.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-15}$	-
71	$\leq 4.2 \cdot 10^{-9}$	-	$\leq 3.4 \cdot 10^{-9}$
105	$\leq 6.0 \cdot 10^{-7}$	-	$\leq 7 \cdot 10^{-9}$
156.2	$(6.5 \pm 1.9) \cdot 10^{-7}$	$(9.2 \pm 3.7) \cdot 10^{-9}$	$(1.48 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
189.5	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$(1.87 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}$
215	$\leq 1.4 \cdot 10^{-6}$	-	$\leq 2.4 \cdot 10^{-8}$
259	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$\leq 1.3 \cdot 10^{-7}$	$(6.89 \pm 0.16) \cdot 10^{-6}$
291	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	-
323	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	-
334	$\leq 3.0 \cdot 10^{-6}$	$\leq 3.0 \cdot 10^{-6}$	-
369	-	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$	-
394	-	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$	-
436	(0.07 ± 0.02)	0.065 ± 0.015	(0.074 ± 0.006)
479	(0.49 ± 0.13)	0.45 ± 0.1	-
630	(0.03 ± 0.01)	0.03 ± 0.01	-
639	(2.70 ± 0.25)	2.8 ± 0.3	(2.31 ± 0.18)
661	(0.34 ± 0.09)	0.35 ± 0.1	$(0.030)^{+0.022}_{-0.008}$

Tabella 1.5: Stato dell'arte della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$.

In figura 1.5 sono rappresentate le indeterminazioni sulle *rates* calcolate per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ a partire dai cataloghi suddetti. Per evidenziare le discrepanze tutti i risultati sono stati normalizzati alla *reaction rate* adottata in [Iliadis et al., 2010]. In figura 1.5 vengono anche riportate le *rates* adottate, linee continue. La maggiore discrepanza si osserva per temperature comprese tra 0.06 e 0.1 GK, corrispondenti all'HBB nelle AGB, tale discrepanza è determinata dalla differente trattazione di due risonanze, la 71 keV e la 105 keV.

Le risonanze a 71 keV e a 105 keV vengono negate da Iliadis mentre un limite superiore viene riportato da NACRE. Il recente esperimento presso LUNA ha trovato un nuovo limite superiore, tuttavia non risulta ancora stabilito se le due risonanze a minore energia siano trascurabili nel calcolo

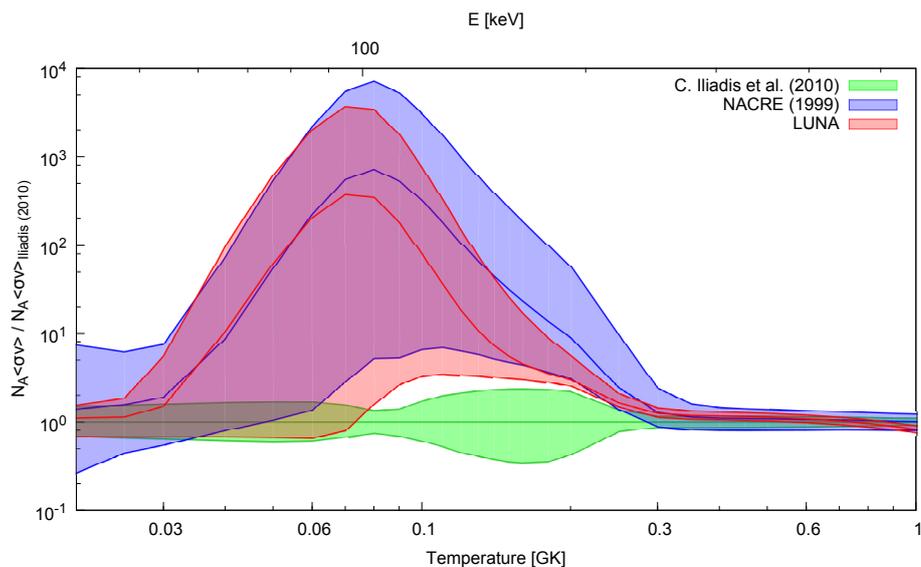


Figura 1.5: *Rates* e relative incertezze, normalizzate al valore adottato in [Iliadis et al., 2010] a confronto. In rosso i risultati per [Angulo et al., 1999], in verde quanto riportato in [Iliadis et al., 2010] e in rosso il recente ricalcolo in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]

della *rate* totale per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Il problema delle due risonanze suddette risulta di notevole importanza se si considera, come visibile in figura 1.6, che esse contribuiscono pesantemente alla determinazione della *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ alle temperature tipiche dell'HBB nelle AGB.

Il nuovo esperimento in svolgimento presso il laboratorio di LUNA vuole indagare con un nuovo apparato ad alta efficienza le due risonanze a bassa energia ancora di dubbia esistenza. L'obiettivo è trovare un nuovo limite superiore o una stima per $\omega\gamma$ che sancisca definitivamente la trascurabilità o il contributo delle risonanze sulla *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Per lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ si utilizzerà un apparato sperimentale simile a quello del precedente esperimento eccetto per il rivelatore, nel presente caso si utilizzerà un rivelatore a più alta efficienza. Nel capitolo seguente sono riportati i dettagli dell'apparato sperimentale del nuovo esperimento a LUNA.

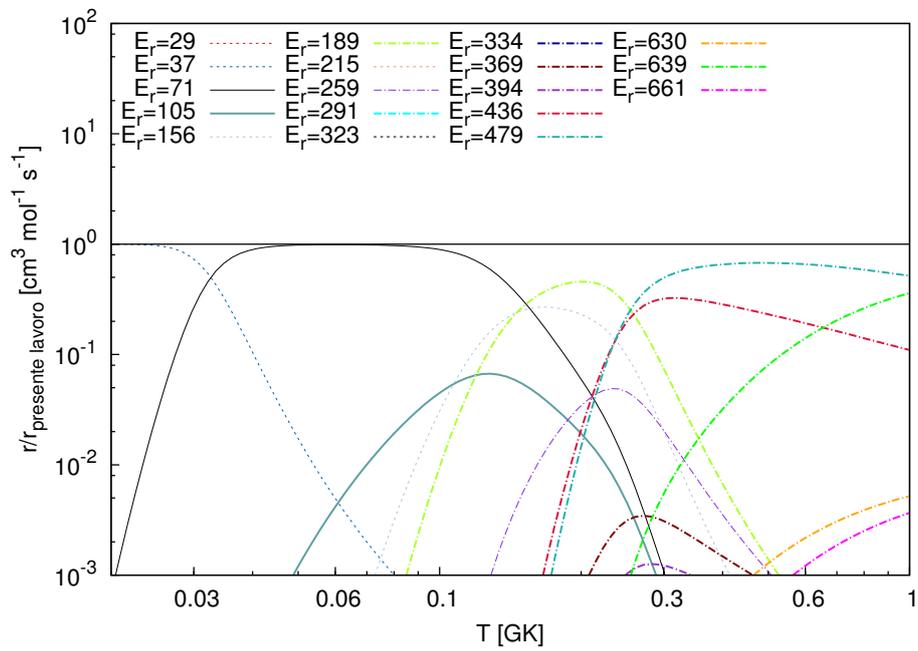


Figura 1.6: Contributi delle singole risonanze alla *reaction rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, Tutti i contributi sono stati calcolati utilizzando i valori adottati in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] e sono stati normalizzati alla *rate* finale.

Capitolo 2

Lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ a LUNA

Nel caso di reazioni (p,γ) , a energie d'interesse astrofisico, la sezione d'urto è fortemente soppressa per via della barriera coulombiana. Per questo la misura diretta della sezione d'urto è resa spesso impossibile dal fondo prodotto dai raggi cosmici che copre il segnale della reazione in studio. Spostare gli esperimenti in un laboratorio sotterraneo risulta una soluzione vantaggiosa visto la riduzione del fondo naturale ottenuta, mostrata in dettaglio nel paragrafo 2.2 insieme alla caratterizzazione del fondo indotto dal fascio.

L'esperimento oggetto della presente tesi è stato eseguito sotto la schermatura naturale di 1400 m di roccia del Gran Sasso presso il laboratorio di LUNA. Poiché nel precedente studio condotto a LUNA con due rivelatori al germanio non è stato possibile osservare due risonanze a bassa energia e la cattura diretta [Depalo, 2015, Cavanna, 2015], è stato installato un nuovo apparato sperimentale ad alta efficienza [Cavanna et al., 2014]. L'apparato sperimentale utilizzato è descritto nel paragrafo seguente.

2.1 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale consiste in una sorgente di ioni e un acceleratore che provvedono a fornire un fascio ben collimato e all'energia desiderata. Un sistema di analizzatori e deflettori indirizzano il fascio in direzione del bersaglio. La linea di fascio può contenere diversi elementi, in base all'esperimento che si vuole condurre, molti dei quali servono a controllare e a caratterizzare il fascio. Il bersaglio può essere solido o gassoso. I prodotti della reazione, per esempio fotoni ad alta energia,

vengono misurati grazie a un rivelatore. Esistono due tipi di rivelatori allo stato solido, quelli basati sull'uso di semiconduttori, per esempio i rivelatori al germanio caratterizzati da alta risoluzione, e gli scintillatori, caratterizzati invece da elevata efficienza. La scelta del rivelatore dipende dalle caratteristiche di efficienza e risoluzione che esso deve soddisfare per la misura sperimentale d'interesse. La strumentazione scelta per l'esperimento della presente tesi è presentato nei paragrafi a seguire.

2.1.1 L'acceleratore e la sorgente

Il fascio di protoni è prodotto dall'acceleratore elettrostatico LUNA 400 kV.

Sorgente e colonna acceleratrice, vedi figura 2.1, sono inseriti in un serbatoio di acciaio. Per schermare l'esterno dai raggi X il serbatoio è rivestito da uno spessore di 5 mm di piombo. Il serbatoio, la cui capacità corrisponde a 2m^3 , è riempito di una miscela di N_2 e CO_2 a 20 bar con la funzione di isolante.

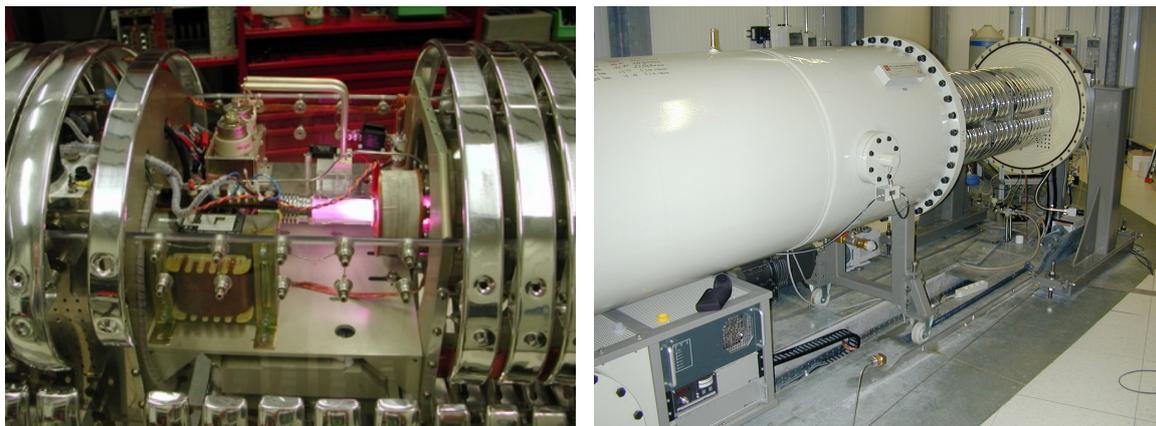


Figura 2.1: A sinistra la sorgente a radio frequenza. A destra colonna acceleratrice e serbatoio contenitore.

Immerse nella miscela suddetta stanno le diverse componenti dell'acceleratore e della sorgente:

- La sorgente di protoni consiste di un plasma attivato da un campo di radio frequenza generato dall'esterno. Può produrre fasci di 1 mA di H^+ e $500\ \mu\text{A}$ di He^+ per un periodo di 40 giorni a regime operativo. Il fascio è estratto tramite elettrodo.
- L'alto voltaggio è generato da un generatore Inline-Crookroft-Walton la cui corrente iniziale a bassa tensione viene fornita da una spira

di capacità massima 300 V e 10 A, questa passando per un alto numero di moltiplicatori diviene corrente ad altissima tensione al terminale, ove è posta la sorgente e ove è monitorata da resistori. Tutti i parametri dell'acceleratore sono monitorati e controllati grazie all'utilizzo di un computer Windows situato nella sala controllo.

- Il fascio di protoni viene guidato e focalizzato sul bersaglio tramite un deflettore elettrostatico verticale e un magnete a 45°.

L'acceleratore è stato calibrato usando la reazione non risonante di cattura $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, adatta per uno studio su un ampio intervallo di energie, e con le ben note risonanze delle reazioni: $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$, $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ e $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ [Formicola et al., 2003]. I risultati ottenuti con i due metodi suddetti risultano in ottimo accordo e si riporta qui di seguito la curva di calibrazione per l'energia del fascio di protoni generato (E_p):

$$E_p = (0.9933 \pm 0.0002)(V_T + V_P) \frac{keV}{kV} - (0.41 \pm 0.05)keV, \quad (2.1)$$

dove V_P corrisponde al voltaggio di bias applicato all'anodo della sorgente di ioni e V_T è il voltaggio al terminale misurato dai resistori ad alta precisione. Il coefficiente angolare si discosta dall'unità probabilmente a causa di errori sistematici introdotti dalla serie di resistori mentre il termine noto non va a zero, forse per via di una caduta di potenziale in una regione scarsamente conduttiva del plasma. Nello studio in [Formicola et al., 2003] è stata misurata una divergenza di fascio di 0.3°, un'allargamento in energia minore di 0.1 keV e una stabilità a lungo termine di 5 eV/h. Questi sono parametri importantissimi nell'ambito di esperimenti di astrofisica nucleare se si considera la forte dipendenza della sezione d'urto dall'energia.

2.1.2 La linea di fascio

Per lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ si è scelto di utilizzare un setup caratterizzato da un sistema di pompaggio differenziale senza finestra d'ingresso. L'uso di una finestra, seppur sottile, avrebbe comportato una perdita di energia e un allargamento, sia spaziale che energetico, del fascio.

Il sistema di pompaggio è a tre fasi separate le une dalle altre da due collimatori, AP₂ e AP₃ in figura 2.2, rispettivamente di apertura 10 mm e 25 mm e di lunghezza 105 mm e 80 mm. Un terzo collimatore, apertura

di 7 mm e lunghezza di 40 mm, indicato come AP₁ in figura 2.2, collega la linea di fascio alla camera d'interazione.

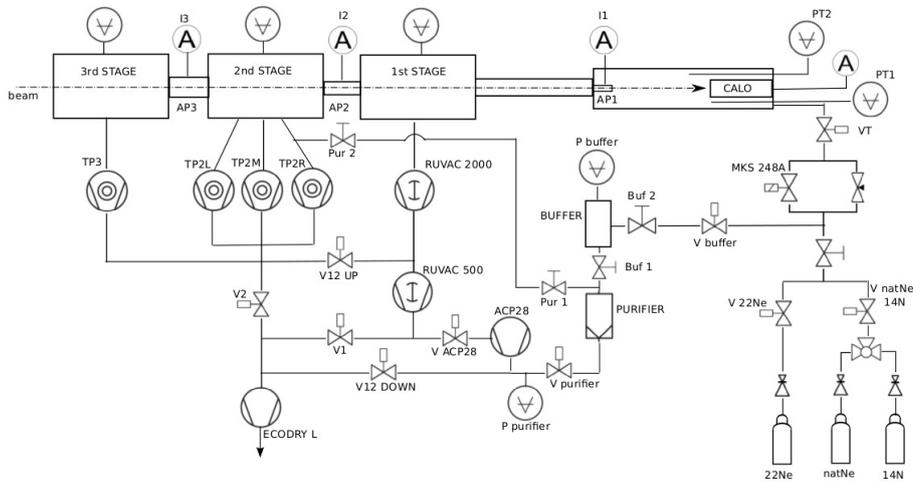


Figura 2.2: Schema del sistema di pompaggio differenziale.

Il primo stadio trasporta il 99% del flusso di gas grazie al lavoro di due pompe Root di capacità limitata ($P_{\min} = 0.01$ mbar) e lubrificate con olio. Per il secondo vengono utilizzate tre pompe turbomolecolari che non usano olio e che riescono a creare un vuoto di 10^{-6} mbar. Per la terza fase di pompaggio viene utilizzata una pompa turbomolecolare che produce un vuoto di circa 10^{-7} mbar come nell'acceleratore. Le specifiche delle pompe utilizzate per ciascun stadio si trovano in tabella 2.1.

2.1.3 Il bersaglio gassoso e la camera

Il gas neon arricchito al 99.99% in ^{22}Ne fluisce costantemente entro e fuori la camera in modo che la pressione in camera rimanga costante. In particolare il gas viene immesso nella camera grazie ad una valvola a spillo, MKS 248A in figura 2.2, controllata dall'unità di controllo MKS. Quest'ultima misura la pressione, p_{T0} , all'interno della camera e verifica che sia costante, in caso contrario agisce sulla valvola opportunamente. Il gas viene costantemente pompato fuori dalla camera dai tre stadi di pompaggio. Esso può fluire fuori dall'apparato strumentale, modalità a perdere, oppure può essere riciclato e reimpresso nella camera, modalità

Stadio	Pompa	Tipo	Velocità nominale [$\frac{m^3}{h}$]	Pressione ammessa [mbar]
1	Ruvac WS2000	Root	2050	$7 \cdot 10^{-3}$
	Ruvac WS501	Root	505	$3 \cdot 10^{-2}$
	Leybold Ecodry	Dry forepump	40	
2	Leybold Turbovac 361	Turbomolecular		
	2xTurbovac 1000	Turbomolecular	2x3600	$3 \cdot 10^{-6}$
	Leybold Ecodry	Dry forepump	40	
3	Pfeiffer TMH521UP	Turbomolecular	1800	$9 \cdot 10^{-7}$
	Leybold Ecodry	Dry forepump	40	

Tabella 2.1: Specifiche del sistema di pompaggio differenziale.

di ricircolo. In quest'ultimo caso il gas dopo esser passato attraverso un purificatore (modello PS4-MT3/15-R/N-1/2 della Mono Torr), che elimina eventuali impurità, può essere riutilizzato e viene reinserito nella camera, vedi figure 2.2.

2.1.4 Il calorimetro

La misura di corrente si effettua tramite l'uso di un calorimetro, vedi figura 2.3.

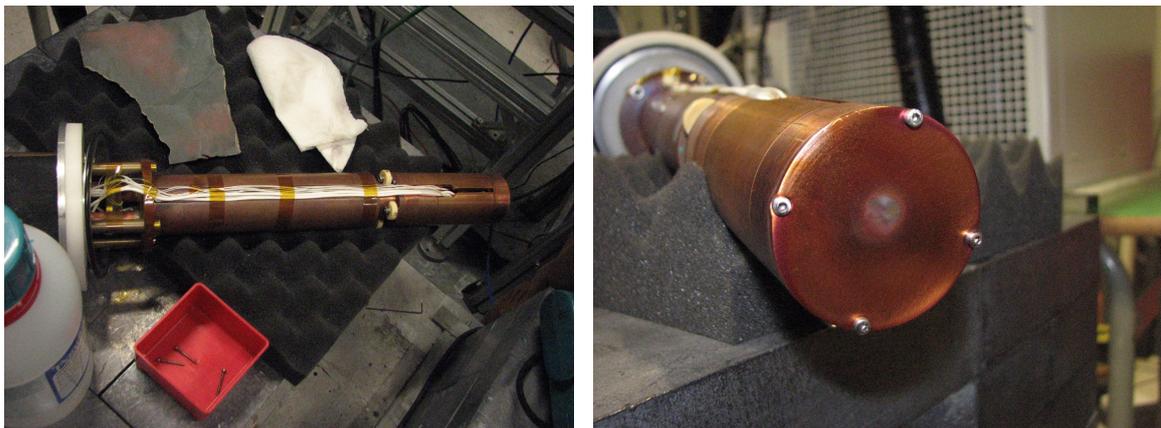


Figura 2.3: A sinistra il calorimetro dall'alto. A destra dettaglio della faccia calda del calorimetro ove va a fermarsi il fascio.

Per interazione tra il fascio e il gas e tra il fascio e il calorimetro vengono prodotti elettroni secondari. Questi vengono ricatturati dal fascio stesso che cambia stato di carica rendendo una misura di corrente con il metodo della *Faraday cup* inutilizzabile.

La faccia del calorimetro su cui va a finire il fascio di protoni consiste di un disco montato su di un cilindro, entrambi di rame, rispettivamente di circa 48 mm e 35.5 mm di diametro. Questa è mantenuta a una temperatura costante di $(70.0 \pm 0.1)^\circ\text{C}$ da otto resistori. La temperatura della faccia calda, vedi figura 2.3 a destra, del calorimetro viene letta da termoresistenze PT100 in 2 punti diversi appena sotto la superficie, al centro del disco, a 11.5 mm dal centro, e in un altro punto, sempre in posizione decentrata di 11.5 mm ma a una profondità di 29 mm. Dalla lettura termica un sistema aggiusta la potenza applicata ai resistori così che la temperatura sia mantenuta costante. L'altra faccia del calorimetro è mantenuta ad una temperatura di -20°C da un liquido raffreddato da un macchina del freddo.

Per il calcolo della corrente si procede inizialmente misurando la potenza zero (W_0), ossia la potenza fornita al calorimetro in assenza di fascio. La potenza viene monitorata per circa 5 minuti prima e/o dopo la misura d'interesse. Quindi si procede alla rilevazione della potenza fornita al calorimetro in presenza di fascio (W), questa sarà minore della potenza zero poiché il fascio stesso riscalda la faccia del calorimetro. La potenza fornita dal fascio si otterrà perciò così:

$$W_{\text{beam}} = W_0 - W, \quad (2.2)$$

quindi per ricavare la corrente:

$$I_{\text{beam}} = \frac{W_{\text{beam}}}{E_p - \Delta E}. \quad (2.3)$$

Nella (2.3) E_p è l'energia del fascio prodotto dall'acceleratore e ΔE rappresenta la perdita di energia totale del fascio dal collimatore d'ingresso alla camera fino al calorimetro.

Per calcolare la perdita di energia si utilizza l'espressione seguente:

$$\Delta E = \epsilon \cdot l \cdot N. \quad (2.4)$$

N rappresenta il numero di atomi per unità di volume e si ricava dall'equazione di stato dei gas perfetti. Del gas bersaglio, infatti, si conosce la pressione (P), misurata dall'unità di controllo MKS, e sono noti il volume (V) e la temperatura (T). Per banale sostituzione in $PV = nRT$ delle quantità note si ricava n , numero di moli. Per ottenere N , [atomi/cm³], basta moltiplicare n per il numero di Avogadro, N_a ,

e dividere per il volume della camera, espresso in cm^3 . La distanza percorsa dal fascio dal collimatore, ingresso della camera, al calorimetro è di 12.5 cm e nell'espressione (2.4) viene indicata con l . Con ϵ si identifica il *linear stopping power*. Quest'ultima quantità rappresenta la perdita di energia per unità di lunghezza e nel presente caso lo si esprime in unità di energia persa per unità di lunghezza per numero di atomi al cm, $[\text{eVcm}^2/10^{15}\text{atomi}]$, chiamato anche *stopping cross section* [Iliadis, 2007]. I valori d'interesse per ϵ possono essere reperiti, per diversi proiettili in diversi bersagli a differenti energie in [Ziegler et al., 2010].

2.1.5 Il rivelatore e il sistema di acquisizione

4π BGO

Nel precedente esperimento sulla $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ sono stati utilizzati due rivelatori al germanio (*HPGe*) posizionati, rispetto all'asse del fascio, a due differenti angoli, 55° e 90° [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]. I rivelatori al germanio presentano il vantaggio di un'ottima risoluzione, espressa come il rapporto percentuale fra la FWHM e l'energia del picco, $\Delta E/E = 0.1\%$ per un fotone emesso a 1.3 MeV. Essi hanno, tuttavia, svantaggi tecnici, a esempio devono essere mantenuti freddi, e sono caratterizzati da bassa efficienza.

Per l'attuale esperimento è stato utilizzato uno scintillatore inorganico, composizione chimica $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$, denominato BGO. Differentemente dai semiconduttori, come il precedente rivelatore, gli scintillatori presentano la peggior risoluzione in energia [Knoll, 2010]. Il principale contributo alla perdita in risoluzione è dovuto alle fluttuazioni statistiche dei fotolettroni. Tali fluttuazioni saranno massime nel punto della catena del segnale in cui si ha il minimo dei portatori di informazione. Negli scintillatori tale minimo viene raggiunto alla conversione della luce di scintillazione in elettroni [Knoll, 2010]. Un esempio numerico per il BGO, si consideri che un fotone gamma prodotto dal ^{137}Cs a 661.6 keV venga completamente assorbito dal rivelatore. Il 2.1% dell'energia acquisita riappare sottoforma di fotoni, circa 4984. Supponendo un assorbimento di questi ultimi del 70-75% e un efficienza quantica dei fotocatodi del 20%, solo 747 elettroni verranno generati. Tenendo conto del rumore poissoniano su quest'ultimo segnale, $100/\sqrt{747} = 3.7\%$, e su quello originario, 0.630%, si ottiene una risoluzione del 9.2% circa contro una risoluzione dello 0.24%, alla medesima energia, per un rivelatore al germanio

[Gilmore, 2008]. Altre sorgenti di peggioramento nella risoluzione sono le caratteristiche intrinseche del cristallo, il contributo dei fotomoltiplicatori e la non linearità della risposta del rivelatore. Con le moderne tecniche di fabbricazione il contributo della prima sorgente è trascurabile. Le fluttuazioni statistiche nella moltiplicazione degli elettroni è un fattore importante e il suo contributo al peggioramento della risoluzione può essere ridotto scegliendo il tipo di fotomoltiplicatori migliore. Infine la non linearità della risposta del rivelatore è dovuta ai molteplici eventi di *scattering* Compton molteplici per cui un flusso di fotoni monoenergetici genera fotoelettroni con energie distribuite su un ampio intervallo di valori [Knoll, 2010]. Infine di minore impatto sulla risoluzione risultano la larghezza intrinseca delle righe e la geometria del rivelatore, per cui fotoni gamma rivelati in una parte del rivelatore lontana dal fotocatodo vengono meno precisamente collezionati [Gilmore, 2008].

Tuttavia, rispetto ai rivelatori al germanio, il BGO è caratterizzato da un'efficienza più elevata. Esistono due tipi di efficienza, l'efficienza totale e quella intrinseca. L'efficienza intrinseca, ϵ_{int} , si definisce come il rapporto tra il numero di eventi rivelati e il numero di eventi diretti nel rivelatore. Essa dipende dal tipo di rivelatore (dalla sua composizione), dal tipo di radiazione e dall'intervallo energetico considerato. Grazie all'alto numero atomico del bismuto, $Z = 83$, e alla sua elevata densità, 7.13 g cm^{-3} , che aumentano la capacità di assorbimento del cristallo, l'efficienza intrinseca del BGO è molto maggiore di quella dei germani ($Z = 32$ e densità di 5.35 g cm^{-3}) [Knoll, 2010]. L'efficienza totale si definisce a partire dall'efficienza intrinseca come $\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{int}} \epsilon_{\text{geom}}$. Essa rappresenta il rapporto fra il numero di eventi rivelati e il numero di quelli avvenuti e dipende anche dalla geometria del rivelatore e dalla probabilità di interazione fotone-volume sensibile, oltre che dall'efficienza intrinseca. Nel caso del BGO utilizzato per il presente esperimento, la configurazione cilindrica che avvolge la camera, vedi figura 2.4, coprendo quasi totalmente l'angolo solido, aumenta l'efficienza totale che per $E_\gamma \approx 7 \text{ MeV}$ raggiunge il 70%.

Il cristallo è costituito da un cilindro di 28 cm di lunghezza e di diametro totale pari a 20 cm con un buco coassiale di 6 cm di diametro. Il cristallo si divide in 6 settori, vedi figura 2.5, il cui segnale viene acquisito separatamente e, tramite analisi successiva, può essere sommato. Sommare i segnali permette di ricostruire l'energia totale dei fotoni emessi, per esempio nel caso di cascate permette la formazione del picco somma.

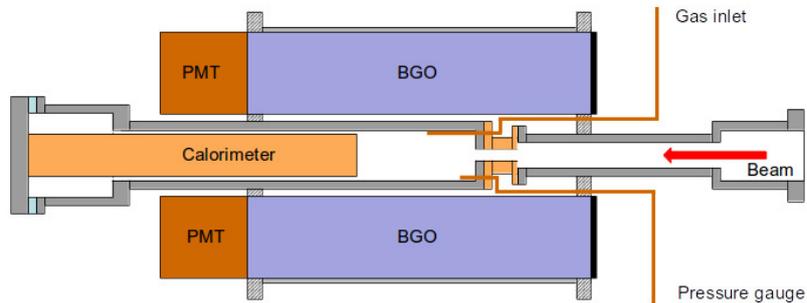


Figura 2.4: Schema del BGO e della camera e del calorimetro posizionati al suo interno, visione laterale.

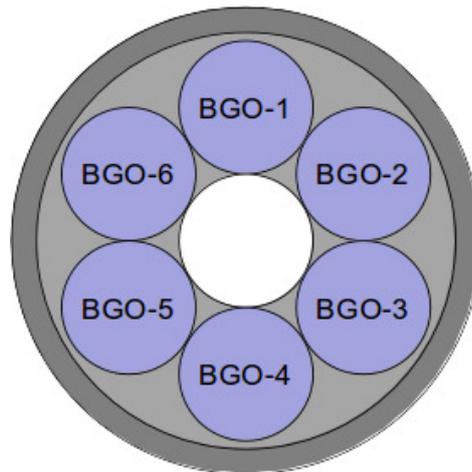


Figura 2.5: Visione frontale del BGO con rappresentazione dei sei cristalli.

Sistema di acquisizione

Ogni cristallo del BGO è connesso a un fotomoltiplicatore (PMT) a cui viene applicato un valore di tensione che viene pilotato da un modulo CAEN programmabile grazie a un software su computer di acquisizione in sala controllo. I valori di tensione vengono scelti in modo da avere corrispondenza tra i guadagni dei PMTs e quelli applicati ai 6 fotomoltiplicatori utilizzati per l'attuale esperimento sono riportati in tabella 2.2.

Cristallo	Vset	Vmon
BGO1	891.0	890.9
BGO2	896.0	895.9
BGO3	884.0	883.9
BGO4	931.0	930.9
BGO5	928.0	927.9
BGO6	931.0	930.9

Tabella 2.2: Nella seconda colonna si leggono i valori di tensione applicati a ciascun cristallo, indicato con il termine BGO seguito dal numero del cristallo nella prima colonna. La scelta dei valori è stata effettuata confrontando i sei spettri, uno per ciascun cristallo, da sorgente radioattiva e facendo in modo che ci fosse corrispondenza fra i guadagni. I valori etichettati come Vmon rappresentano le tensioni misurate.

Il segnale in uscita dal fotomoltiplicatore, dovuto ai fotoelettroni, viene amplificato da preamplificatori ORTEC modello 113 e quindi digitalizzato da una scheda di acquisizione CAEN (modello V1724). La scheda presenta una dinamica a 14 bit con frequenza di campionamento 100 MHz e 8 canali di acquisizione, di cui 6 dedicati alla raccolta del segnale dai cristalli, mentre un settimo canale rileva un segnale di pulser. Tale segnale viene introdotto anche nei preamplificatori relativi ai sei cristalli, in modo da poter correggere per il tempo morto di ciascun canale. Per tempo morto si intende la quantità temporale minima, presente in ogni rivelatore, che deve separare due eventi affinché vengano acquisiti come due eventi divisi. Quantificare il tempo morto risulta di cruciale importanza poichè determina la probabilità che un evento venga perduto in quanto succeduto troppo velocemente all'evento precedente. Il tempo morto può essere determinato dai processi all'interno del rivelatore oppure dall'elettronica di acquisizione. Nel caso del presente lavoro viene misurato il tempo morto dovuto all'elettronica grazie a un segnale di pulser di frequenza nota, di cui si vanno a conteggiare gli eventi, quelli persi danno una stima del tempo morto.

I sette segnali vengono gestiti dal software MC2 Analyser che produce, per ogni canale della scheda uno spettro e un file *ListMode*. Questi rappresentano il dato grezzo da cui procedere con l'analisi.

2.2 Fondo

Lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ viene condotto presso i laboratori di LUNA, unico al mondo ad avere a disposizione un acceleratore dedicato allo studio di reazioni d'interesse astrofisico. La scelta di andare sottoterra per studiare reazioni termonucleari è dovuta al debole segnale di queste ultime che, in superficie, è spesso inferiore al fondo.

Negli esperimenti di misura della sezione d'urto si hanno due tipi di fondo, quello naturale e quello indotto dal fascio. Il primo è riducibile andando a lavorare in laboratori sotterranei e utilizzando schermature, mentre per veder diminuito il secondo si deve agire sull'apparato sperimentale.

Nei paragrafi successivi si presentano le origini e le caratteristiche dei due fondi e si mostra il loro contributo nel caso dell'attuale esperimento presso i laboratori sotterranei del Gran Sasso.

2.2.1 Fondo naturale

Il fondo naturale si divide in due componenti energetiche dovute a due diverse sorgenti.

Per energie inferiori a 3.2 MeV la radiazione prodotta da isotopi radioattivi della catena dell' ^{238}U e del ^{232}Th e il contributo dovuto al radionuclide primordiale ^{40}K , presenti nell'aria, nella roccia e nei materiali di costruzione del setup, dominano il fondo.

Al di sopra di 3.2 MeV in superficie senza alcuna schermatura, il contributo principale viene dai raggi cosmici e dalla radioattività indotta da questi.

La componente molle dei raggi cosmici può essere schermata facilmente con spessori in Pb e in cemento. Il flusso muonico, che rappresenta la componente più penetrante, viene efficacemente schermato solo eseguendo gli esperimenti sottoterra, in particolare presso LUNA i 1400 m di roccia del Gran Sasso (corrispondenti a 3800 m di acqua equivalente) permettono di ridurre il flusso muonico di sei ordini di grandezza. Ciò che rimane a queste energie è il fondo prodotto dal flusso di neutroni, che al Gran Sasso è dovuto principalmente alle reazioni (α,n) nella roccia. Il tipico spettro di fondo naturale presso LUNA, osservato con il rivelatore dell'esperimento stesso, viene mostrato in figura 2.6. Come si può osservare dallo spettro nella regione di interesse (tra 8 e 10 MeV) il fondo naturale può essere considerato trascurabile. Nella regione dello

spettro a minore energia si riconoscono due picchi, quello dovuto al ^{40}K a 1.46 MeV e quello dovuto al ^{208}Tl a 2.61 MeV.

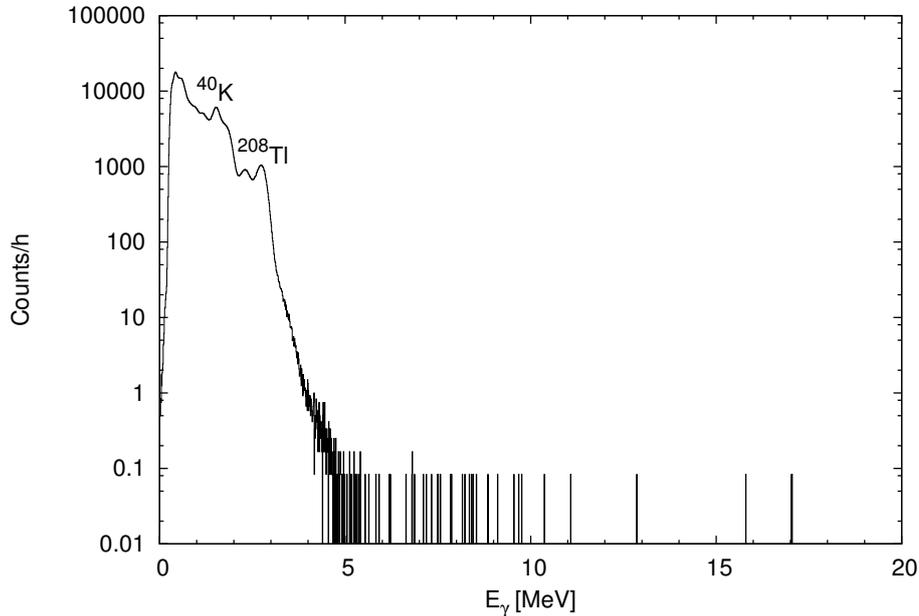


Figura 2.6: Tipico spettro di fondo naturale presso i laboratori di LUNA. Nell'immagine vengono identificati anche i due picchi più evidenti per $E_\gamma \leq 3.2\text{MeV}$.

2.2.2 Fondo indotto dal fascio

Il fascio interagisce non solo con i nuclei bersaglio ma anche con altri presenti nel sistema di trasporto del fascio, nel bersaglio stesso e sul calorimetro creando fondo. Per ridurre preliminarmente il problema del fondo indotto dal fascio risulta utile cercare di limitare le interazioni del fascio con componenti del setup e scegliere materiali privi di contaminanti. Nel caso dello studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ il gas utilizzato arricchito in ^{22}Ne non ha impurezze, eliminate anche dal purificatore. Il contributo al fondo indotto è principalmente dovuto a contaminanti presenti sull'ultimo collimatore, sul calorimetro e nella camera. In particolare, per l'analisi delle risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV, utilizzate per la calibrazione in efficienza del rivelatore, si trova che le reazioni rilevanti per il fondo sono la $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$, $Q = 15956.85\text{ keV}$ genera tre picchi visibili nello spettro in fig 2.7; la $^2\text{H}(p,\gamma)^3\text{He}$, $Q = 5493.48\text{ keV}$ forma un picco nella regione indicata in figura 2.7; infine la $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$, $Q = 7993.6\text{ keV}$ il cui picco cade in una parte dello spettro vicina a quella relativa alla reazione

d'interesse per la calibrazione, vedi figura 2.7. Per quanto riguarda le due

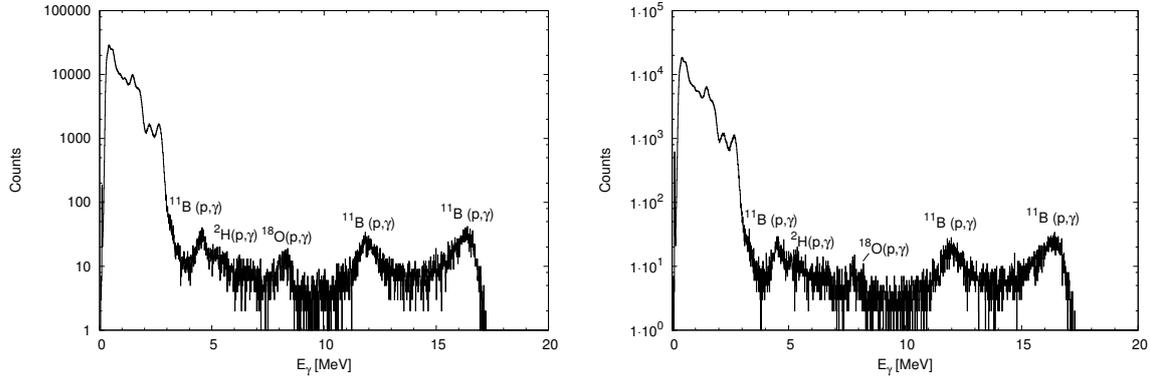


Figura 2.7: A sinistra fondo indotto dal fascio a $E_{p,LAB} = 163.9keV$, gas in camera: Ar. A energie inferiori ai 3.2 MeV domina il fondo naturale, mentre per energie maggiori si osserva il contributo al fondo dai diversi contaminanti indicati. A destra fondo indotto dal fascio a $E_{p,LAB} = 196.41keV$, gas in camera: Ar. La descrizione del fondo è la medesima del fondo indotto per la risonanza a 156.2 keV eccetto per un contaminante, l' ^{18}O , il cui contributo diminuisce.

risonanze a energia più bassa, i contributi al fondo indotto delle reazioni sopra elencate, riducendosi la sezione d'urto, diminuisce, vedi figura 2.8, ma rimangono visibili i picchi dovuti alla reazione $^{11}B(p,\gamma)^{12}C$, come si osserva in particolare nello spettro ottenuto con Ar a 1 mbar a energia del fascio di 110.4keV, a destra in figura 2.8.

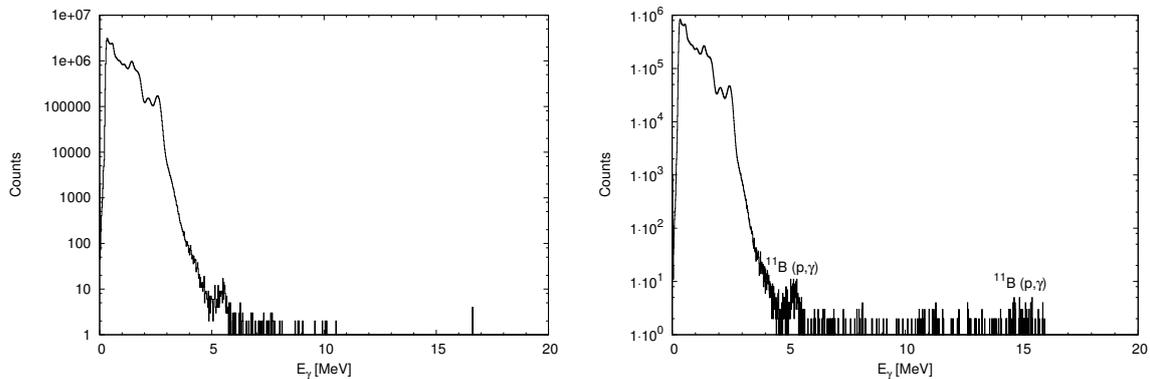


Figura 2.8: A sinistra fondo indotto dal fascio a $E_{p,LAB} = 76.0keV$, gas in camera: Ar. Poco evidenti contributi da contaminanti. A destra fondo indotto dal fascio a $E_{p,LAB} = 110.4keV$, gas in camera: Ar. Differentemente dal caso del fondo per la risonanza a 71 keV, qui si osserva più evidente il contributo della $^{11}B(p,\gamma)^{12}C$.

La sottrazione del fondo verrà presentata nel capitolo relativo all'analisi.

Capitolo 3

Analisi e risultati

La prima sezione del presente capitolo è dedicata alla caratterizzazione dell'apparato strumentale che ha coperto un mese di tempo fascio. In particolare nei paragrafi 3.1.1 e 3.1.2 sono presentate procedure e risultati per i profili di pressione e temperatura nella parte finale dell'apparato strumentale. Nel paragrafo 3.1.3 si tratta la calibrazione del calorimetro e nel seguente si descrive la calibrazione in energia del rivelatore. Nella sezione 3.2 vengono presentati i risultati dell'analisi condotta sui dati raccolti in due mesi di tempo fascio dedicati alla calibrazione in efficienza del BGO tramite le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV e al successivo studio sulle risonanze a minor energia.

3.1 Caratterizzazione preliminare dell'apparato

Un importante quantità per l'analisi successiva è la densità che rientra nel calcolo della perdita di energia. Avendo accesso a pressione, volume e temperatura, tramite l'equazione di stato dei gas, $PV = nRT$, si può ottenere la densità in [moli/cm³].

Da qui la necessità di ricavare i profili di pressione e temperatura lungo la parte finale della linea di fascio. Il profilo di temperatura serve anche a controllare eventuali dipendenze di efficienza del rivelatore dalla temperatura.

3.1.1 Profilo di pressione

Il profilo di pressione è stato ottenuto misurando la pressione in punti diversi lungo il tubo connettore del sistema di pompaggio con il collimatore, nel collimatore stesso e lungo la camera. Per la misura di pressione

nelle differenti posizioni è stato utilizzato, al posto di tubo connettore collimatore e camera, il cosiddetto flauto, vedi figura 3.1.

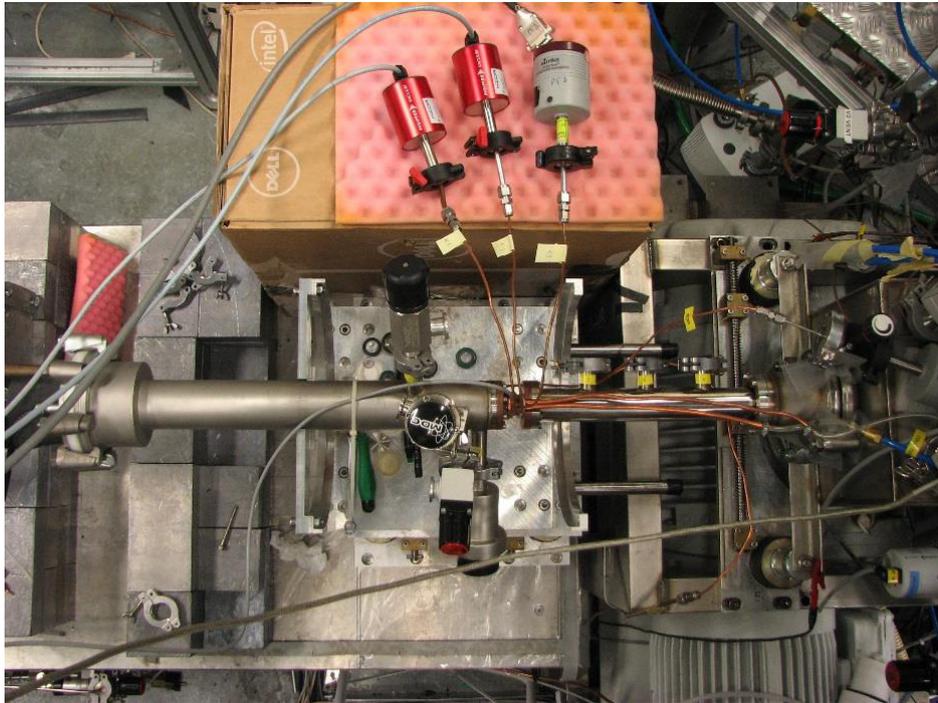


Figura 3.1: Immagine del flauto durante le misurazioni di pressione nel collimatore.

Questo strumento, schematizzato in figura 3.2, si presenta come un tubo con fori disposti sulla superficie che permettono la connessione di misuratori di pressione. In dettaglio le misure sono state effettuate utilizzando 4 baratron della Pfeiffer tutti precedentemente calibrati sul

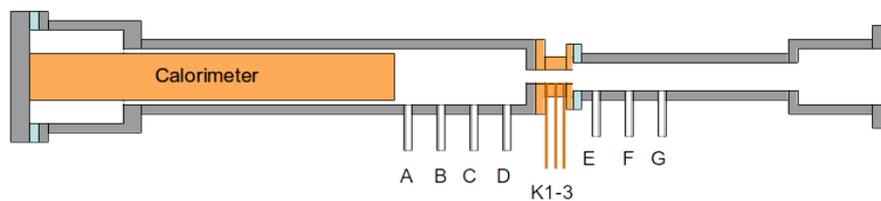


Figura 3.2: Rappresentazione schematica del flauto utilizzato per ottenere i profili di pressione e temperatura.

vuoto. In questo modo eventuali valori differenti di offset sono stati eliminati rendendo le misure riportate dai 4 misuratori confrontabili tra loro.

Per osservare un profilo di pressione è necessario avere un valore di riferimento, questo è fornito da uno dei 4 baratron che viene lasciato fisso nella stessa posizione in cui verrà utilizzato come unità di controllo per la pressione, la p_{T0} introdotta nel capitolo precedente, durante le sessioni di misura. Gli altri tre baratron misureranno la pressione in quattro diverse posizioni lungo il tubo (A, B, C, D in fig. 3.2), in tre distinti punti della camera (E,F,G in fig. 3.2) e, tramite l'uso di tubicini, in tre punti del collimatore (K1, K2, K3 in fig. 3.2). Le misure di pressione nei diversi punti del tubo, del collimatore e della camera sono state effettuate per valori di pressione, indicate dal baratron di riferimento, tra 0.5 mbar e 5.0 mbar a intervalli di 0.5 mbar. Tutti i risultati ottenuti sono rappresentati in figura 3.3.

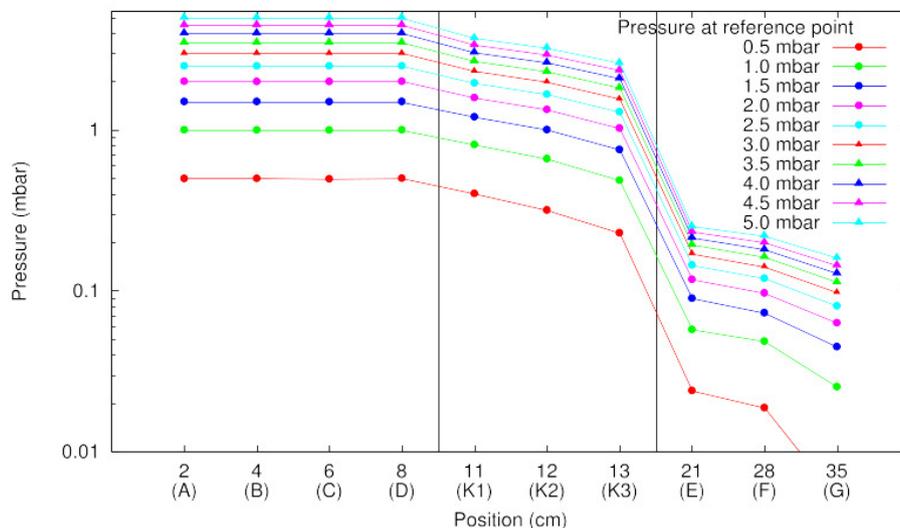


Figura 3.3: Profili di pressione per diversi valori di pressione. In ascissa i punti lungo il flauto ove si è effettuata la misura, si veda figura 3.2.

3.1.2 Profilo di temperatura

Per il profilo di temperatura nella camera è stato mantenuto l'assetto strumentale descritto nel paragrafo precedente. Il profilo di temperatura, infatti, è stato ottenuto misurando con 4 Pt100 la temperatura per le 4 posizioni lungo la camera in figura 3.2. Le misurazioni di temperatura sono state ripetute a pressioni differenti tra il vuoto e 5 mbar a intervalli di 0.5 mbar.

Un ulteriore gruppo di misurazioni, nelle medesime posizioni e per le stesse pressioni, è stato effettuato rivolgendo le Pt100 in direzione della faccia calda del calorimetro. Tale gruppo di misurazioni non ha mostrato alcuna significativa variazione, perciò in figura 3.4 vengono riportati i risultati relativi al primo insieme di misurazioni.

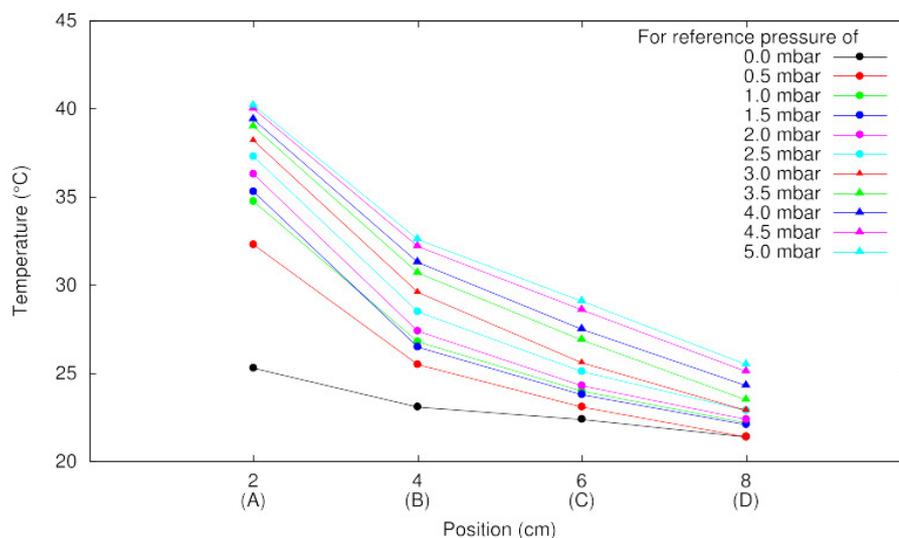


Figura 3.4: Profili di temperatura per diversi valori di pressione. In ascissa i punti lungo il flauto ove si è effettuata la misura, si veda figura 3.2.

3.1.3 Calibrazione del calorimetro

Per ottenere un'accurata misura della corrente di fascio il calorimetro deve essere calibrato.

La calibrazione viene effettuata usando il calorimetro e la camera come *Faraday cup* ottenendo così una lettura elettrica da confrontare con quella

derivata dalla potenza calorimetrica. La calibrazione si effettua, in vuoto per eliminare gli elettroni secondari prodotti dal bersaglio gassoso. Una tensione negativa, inoltre, viene applicata all'anello metallico sull'ultimo collimatore così da evitare che elettroni secondari prodotti dal calorimetro fuoriescano dalla camera alterando la misura di corrente. In particolare, per un valore di tensione applicato all'anello di -100 V la corrente letta sull'ultimo collimatore, in ingresso della camera, rimane costante, in questa configurazione si esegue la calibrazione.

La funzione di calibrazione si ottiene confrontando la misura di corrente calorimetrica e quella da lettura elettrica. Quest'ultima si calcola dalla lettura della carica integrata divisa per il tempo di misura in secondi, $I_{el} = Q/t$. Un procedimento analogo consiste nel confrontare la potenza calorimetrica ed elettrica, la prima calcolata con l'equazione (2.2) e la seconda moltiplicando la corrente calcolata sopra per l'energia del fascio nel sistema del laboratorio, $W_{\text{beam,el}} = Q \cdot E_{\text{p,lab}}/t$. In tabella 3.1 sono riportati le quantità da cui si è ottenuta la seguente funzione di calibrazione:

$$W_{\text{el}} = (0.946 \pm 0.008)W_{\text{cal}} - (0.8 \pm 0.3). \quad (3.1)$$

Inizio hh:mm:ss	Fine hh:mm:ss	W_0 [Watt]	W [Watt]	Q [C]	$E_{\text{p,LAB}}$ [keV]	$W_{\text{beam,cal}}$ [Watt]	$W_{\text{beam,el}}$ [Watt]
11:38:00	11:43:00	114.14	97.18	38998	110.29	16.96	14.34
11:52:45	11:57:45	114.14	90.12	43880	151.67	24.02	22.18
12:10:15	12:15:15	114.14	85.49	44116	180.43	28.65	26.53
12:25:10	12:30:10	114.14	78.83	44617	220.81	35.31	32.84
14:53:20	14:58:20	114.14	88.38	43755	163.04	25.76	23.78
15:17:30	15:46:40	114.14	72.57	44827	259.46	41.57	38.77
15:41:40	15:46:40	114.14	66.41	44335	300.03	41.73	44.34
16:01:30	16:06:30	114.14	62.63	43601	329.74	51.51	47.92
16:22:45	16:27:45	114.14	58.60	44269	349.53	55.54	51.58
16:37:30	16:42:30	114.14	93.80	42917	130.57	20.34	18.68
16:53:45	16:58:45	114.14	102.21	35416	90.69	11.93	10.71

Tabella 3.1: Dati relativi alla calibrazione del calorimetro. Ogni misura, come si può notare dagli orari di inizio e fine rilevazione, ha coperto 5 m. La W_0 è stata misurata dalle 10:45 alle 10:55. La W e la carica, indicata con Q , sono misure dirette. $E_{\text{p,LAB}}$ è l'energia del fascio in laboratorio. Per la derivazione della $W_{\text{beam,cal}}$ si faccia riferimento all'equazione (2.2) mentre per la $W_{\text{beam,el}}$ si veda il presente paragrafo.

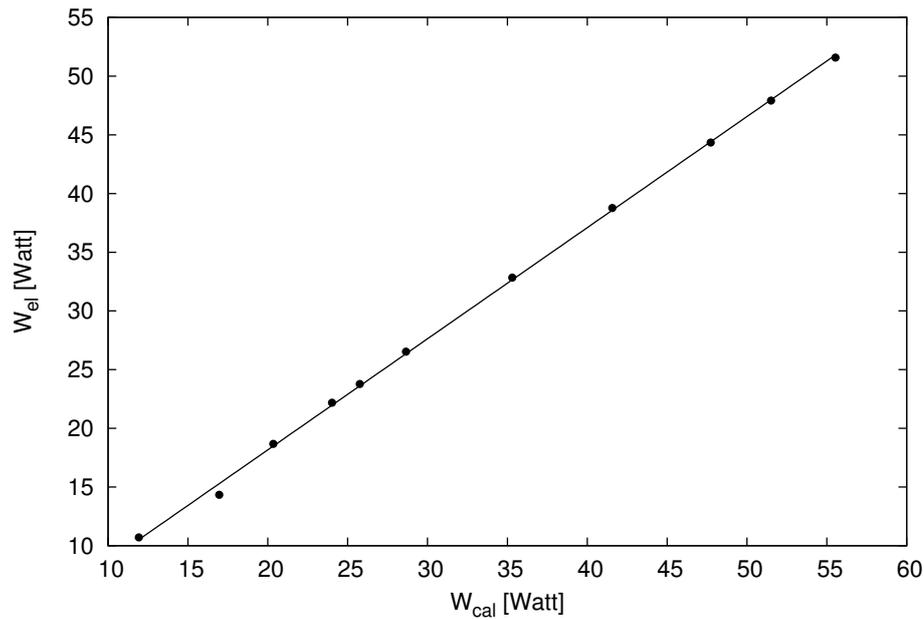


Figura 3.5: Rappresentazione grafica dei valori di potenza da lettura elettrica in funzione della potenza calorimetrica e relativo fit, 3.1. I dati utilizzati sono riportati in tabella 3.1.

In 3.5 viene mostrato il grafico dei dati utilizzati per la calibrazione del calorimetro e la funzione ottenuta interpolando. Il fatto che il coefficiente angolare sia differente dall'unità può spiegarsi con una non totale

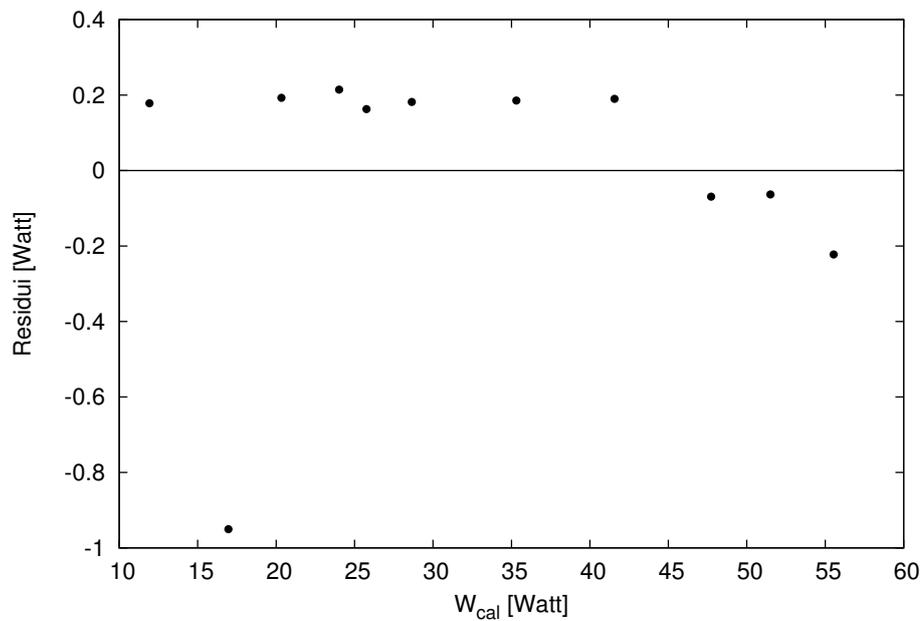


Figura 3.6: Residui ottenuti per la funzione di calibrazione del calorimetro.

soppressione degli elettroni secondari.

La figura 3.6 raffigura i residui ottenuti per la funzione trovata.

Una volta ottenuta la funzione di calibrazione questa viene utilizzata per ottenere la corrente nella (2.3) che diventa:

$$I_{\text{beam}} = \frac{0.946 W_{\text{beam}} - 0.008}{E_p - \Delta E}. \quad (3.2)$$

3.1.4 Calibrazione in energia del BGO

Il rivelatore e il sistema di acquisizione forniscono spettri grezzi, ove l'informazione si esprime in conteggi per canale. Lo scopo della calibrazione in energia è quella di trovare la relazione tra canali ed energia.

Per ottenere tale relazione esistono diversi approcci. Se si hanno a disposizione sorgenti di raggi gamma di cui sia ben nota l'energia, gli spettri di queste ultime possono permettere di derivare la funzione di calibrazione, comparando la posizione dei picchi in canali e le energie tabulate. Tipicamente si scelgono più sorgenti di cui i picchi si distribuiscano il più uniformemente possibile su tutto l'intervallo di energia degli spettri. Nel caso in cui non fossero disponibili sorgenti o queste non coprissero tutti i valori di energia nello spettro, si può associare o sostituire all'uso di sorgenti l'osservazione di risonanze ben note. Anche in questo caso si procede per confronto tra i picchi della risonanza in canali e le energie attese, inoltre anche per il metodo delle risonanze si cerca, tipicamente, di usare risonanze con i picchi, relativi alla cascata dallo stato eccitato allo stato fondamentale, distribuiti su tutto lo spettro. Infine, nel caso in cui sia stato effettuato uno studio del fondo, si possono sfruttare i picchi dovuti al fondo, sia naturale che indotto dal fascio. Questi come già illustrato precedentemente si posizionano sia alle alte che alle basse energie.

Per la calibrazione dei sei cristalli del BGO si disponeva sia degli spettri di quattro sorgenti, ${}^7\text{Be}$, ${}^{60}\text{Co}$, ${}^{88}\text{Y}$ e ${}^{137}\text{Cs}$, sia della completa scansione della risonanza a $E_R = 278 \text{ keV}$ della reazione ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$ e anche di osservazioni del fondo naturale e indotto. Dopo alcune prove si è visto che il metodo più efficace risultava essere quello basato sui picchi del fondo naturale e indotto dal fascio. In particolare è stato utilizzato lo spettro ottenuto all'energia della risonanza a $E_R = 189.5 \text{ keV}$ della reazione

$^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. I picchi più evidenti e riconoscibili e che coprissero anche la regione di spettro di interesse erano il picco del radionuclide primordiale ^{40}K a $E_\gamma = 1460\text{ keV}$ e i picchi a $E_\gamma = 4439\text{ keV}$ e a $E_\gamma = 16\,136\text{ keV}$ generati dall'interazione fra i protoni del fascio e il contaminante ^{11}B , via la reazione $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$.

Per il fit dei dati a disposizione si è utilizzato un polinomio di secondo grado. Per verificare la bontà della calibrazione si è effettuato un triplo controllo. Prima si è derivato il coefficiente di determinazione, R^2 , poi sono stimati i residui e infine si è osservato che anche i picchi non coinvolti nella calibrazione si posizionassero alle energie attese. Tutti i dati utili a trovare la funzione di calibrazione per ciascun cristallo, i coefficienti trovati per la relazione di calibrazione e i residui sono riportati in tabella 3.2 mentre i dati e le funzioni stesse sono mostrate nel grafico 3.7

Cristallo	Picchi	E_γ	Canale	Coefficienti	Residui
BGO1	^{40}K	1460 keV	960.5	$a_0 = 100.5$	$-3.1 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	2989.9	$a_1 = 1.4$	$-9.8 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	16 136 keV	10168.3	$a_2 = 1.8 \cdot 10^{-5}$	$-3.3 \cdot 10^{-7}$
BGO2	^{40}K	1460 keV	1019.4	$a_0 = 94.8$	$1.2 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	3116	$a_1 = 1.3$	$3.7 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	16 136 keV	10160.4	$a_2 = 2.6 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$
BGO3	^{40}K	1460 keV	970	$a_0 = 117.5$	$-3 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	3002.6	$a_1 = 1.4$	$-9.2 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	16 136 keV	9855.4	$a_2 = 2.7 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-7}$
BGO4	^{40}K	1460 keV	991.8	$a_0 = 69.4$	$-4.8 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	3065.9	$a_1 = 1.4$	$-1.5 \cdot 10^{-7}$
	^{11}B	16 136 keV	10641.3	$a_2 = 1.1 \cdot 10^{-5}$	$-5.1 \cdot 10^{-7}$
BGO5	^{40}K	1460 keV	1014.1	$a_0 = 84.1$	$4.8 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	3127	$a_1 = 1.3$	$1.5 \cdot 10^{-7}$
	^{11}B	16 136 keV	10567	$a_2 = 1.7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-7}$
BGO6	^{40}K	1460 keV	1021.6	$a_0 = 74.7$	$-2.9 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	4439 keV	3147.6	$a_1 = 1.3$	$-8.9 \cdot 10^{-8}$
	^{11}B	16 136 keV	10739	$a_2 = 1.4 \cdot 10^{-5}$	$-3 \cdot 10^{-7}$

Tabella 3.2: Dati sul confronto tra le energie tabulate per il ^{40}K e la $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ e i canali osservati negli spettri dei singoli cristalli. In dettaglio lo spettro preso in considerazione per il confronto è quello effettuato al top della risonanza a 189.5 keV della reazione di interesse. Nelle ultime due colonne sono riportati i coefficienti del polinomio di secondo grado trovato per la relazione di calibrazione, $f(x) = a_2x^2 + a_1x + a_0$, e i residui calcolati per verificare la bontà della relazione.

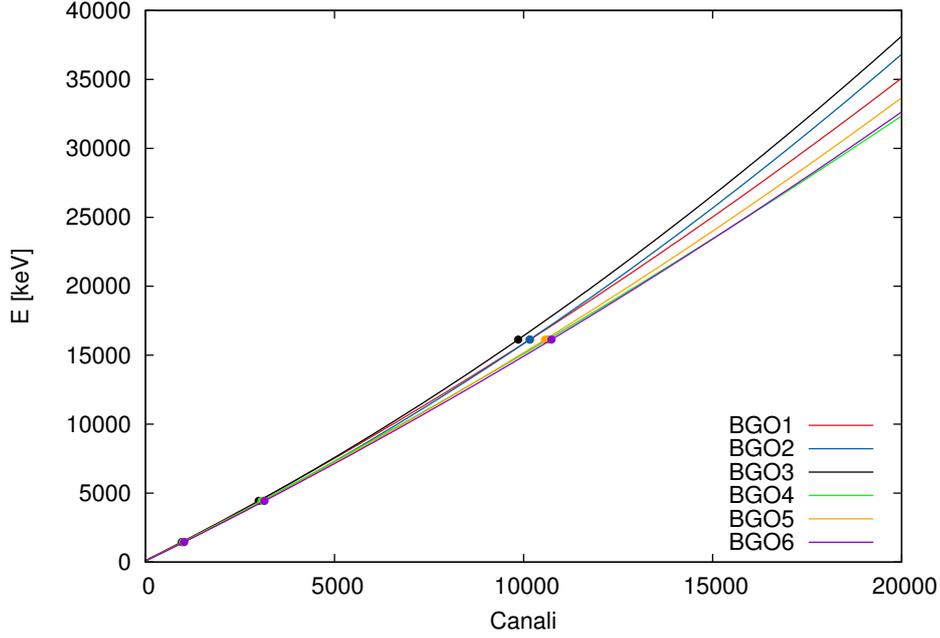


Figura 3.7: Grafico delle funzioni di calibrazione in energia ottenute per ciascun cristallo del BGO

3.2 Analisi delle risonanze

Per poter analizzare gli spettri ottenuti per le risonanze d'interesse bisogna calibrare in efficienza il rivelatore. L'efficienza è la quantità che lega il numero di fotoni emessi a quello di fotoni effettivamente rivelati. Tale valore, indicato con η , dipende dall'intervallo energetico (*region of interest, ROI*) considerato. La ROI si calcola a partire dal valore teorico per l'energia dei fotoni liberati dalla reazione:

$$E_{0,ROI} = Q + E_p, \quad (3.3)$$

dove con $E_{0,ROI}$ si intende il valore centrale dell'intervallo coperto dalla ROI, mentre Q e E_p sono rispettivamente il Q valore e l'energia del fascio nel sistema del centro di massa. A $E_{0,ROI}$ si deve aggiungere e sottrarre un certo valore così da considerare la larghezza del picco prodotto dalla reazione, nel presente caso $ROI = E_{0,ROI} + 550keV$ e $ROI = E_{0,ROI} - 550keV$ con $E_{0,ROI} = 8862keV$ per la risonanza a 71 keV e $E_{0,ROI} = 8894keV$ per quella a 105 keV. Poichè l'efficienza del BGO ha una debole dipendenza dall'energia per gli intervalli di nostro interesse, per ottenere η utilizzeremo le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV per cui lo spostamento dai valori di $E_{0,ROI}$ sopra calcolati è inferiore a

100 keV, ossia di trascurabile influenza sull'efficienza. Eventuali discrepanze per i valori di efficienza trovati dall'analisi delle due risonanze vengono considerate nell'analisi come errori sistematici. Per lo scopo ci si propone di confrontare il risultato ad alta precisione ottenuto in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] con i dati per la determinazione dell' $\omega\gamma$ ricavati dall'attuale analisi, descritta nel seguente paragrafo.

Similmente al precedente studio condotto a LUNA, nonostante il nuovo apparato ad alta efficienza, per le risonanze a 71 keV e a 105 keV non è stato osservato un segnale, tuttavia un nuovo limite superiore è stato calcolato, come verrà descritto in 3.2.2.

Per tutte le risonanze analizzate il fondo indotto è stato studiato utilizzando uno , acquisito alle energie di fascio corrispondenti agli spettri utilizzati per lo studio delle risonanze, con Ar a 1 mbar. Il valore di pressione per l'Ar è stato calcolato così da mantenere inalterata la perdita di energia del fascio nel collimatore e in camera. L'Ar è stato utilizzato poichè inerte alle energie d'interesse astrofisico, vista l'alta barriera di Coulomb.

3.2.1 Le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV

Le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV sono state rilevate con precisione per la prima volta nell'esperimento precedentemente eseguito presso il laboratorio di LUNA al Gran Sasso. L'analisi condotta ha riguardato le risonanze della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ comprese tra i 70 keV e i 340 keV e ha prodotto per le risonanze sopra citate i risultati riportati in tabella 3.3, qui vengono confrontati con le stime precedentemente inserite nei cataloghi.

$E_{R,LAB}$ (keV)	$\omega\gamma(\text{eV})$		
	NACRE [Angulo et al., 1999]	Iliadis et al. [Iliadis et al., 2010]	LUNA [Depalo, 2015]
156.2	$(6.5 \pm 1.9) \cdot 10^{-7}$	$(9.2 \pm 3.7) \cdot 10^{-9}$	$(1.48 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
189.5	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$(1.87 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.3: Confronto tra i dati in letteratura e i risultati del primo esperimento a LUNA.

L'attuale analisi condotta sulle risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV ha per obiettivo ricavare l'efficienza del BGO alle energie di interesse. Per

ottenere l'efficienza si mettono a confronto i risultati per l' $\omega\gamma$ trovati in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] con i nuovi dati sperimentali. Per il calcolo dell'efficienza si fa riferimento alla seguente espressione:

$$\eta = \frac{2Y\epsilon_{\text{eff}}}{\lambda^2\omega\gamma}, \quad (3.4)$$

dove ϵ_{eff} è l'*effective stopping power* definito [Rolfs and Rodney, 1988]: $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{(^{22}\text{Ne})} + \sum_i \frac{N_i}{N_{(^{22}\text{Ne})}} \epsilon_i$, ove N_i è il numero di atomi inattivi, ossia isotopi contaminanti il bersaglio che influenzano il processo di rallentamento dei proiettili. Nel presente caso il gas utilizzato non presenta contaminazioni e dunque $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{(^{22}\text{Ne})}$. λ sta per la lunghezza d'onda di de Broglie. Per $\omega\gamma$ si utilizzano i valori trovati in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]. Y rappresenta la *yield*:

$$Y = \frac{A}{Q}, \quad (3.5)$$

ove per A si intende l'area in conteggi del segnale dovuto alla reazione e per Q la carica totale depositata dal fascio. Per ricavare la carica depositata dal fascio si moltiplica il valore di corrente calorimetrica (I_{beam}), calcolata con la (3.2), per il tempo di rivelazione dello spettro ad alta statistica. Per l'area A si è, innanzitutto, eseguito uno scan completo, vedi figura 3.8, con il gas a 2 mbar, per determinare il valore in energia per cui si popolava la risonanza al centro del BGO, indicata in rosso in 3.8.

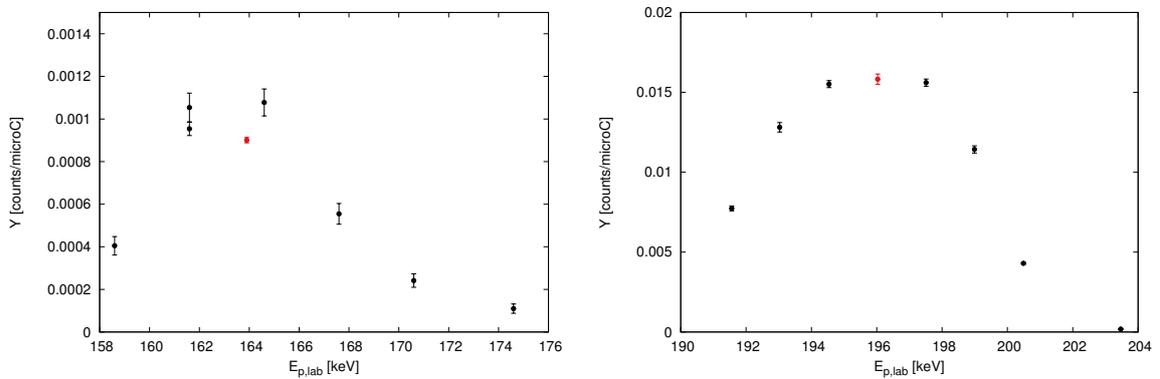


Figura 3.8: A sinistra lo scan effettuato per la risonanza a 156.2 keV da cui si ricava che l'energia di popolamento al centro del BGO è $E_{p,\text{LAB}} = 163.9 \text{ keV}$, in rosso. A destra lo scan per la risonanza a 189.5 keV da cui l'energia per lo spettro ad alta statistica risulta $E_{p,\text{LAB}} = 196.41 \text{ keV}$, in rosso. Gli errori riportati sono solo quelli statistici.

L'energia del fascio da cui si è partiti per lo scan è stata calcolata dai dati in letteratura e considerando la perdita di energia del fascio in camera, vedi la (2.4). Una volta trovato il reale valore di energia di popolazione della risonanza al centro del BGO si è acquisito uno spettro ad alta statistica (12 ore e 30 minuti per la risonanza a 156.2 keV e 16 ore e 12 minuti per la risonanza a 189 keV) da utilizzare per il calcolo dell'area A da inserire in 3.5. Allo spettro ad alta statistica è necessario sottrarre il contributo dal fondo così da calcolare con precisione l'area e da definire con precisione gli estremi della ROI d'interesse, che dovrà essere di uguale estensione per entrambe le risonanze, vedi 3.9.

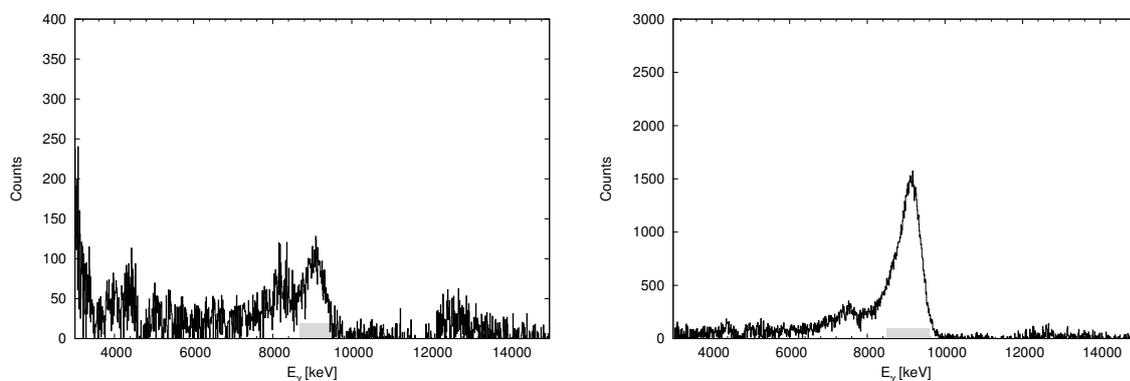


Figura 3.9: Spettri ad alta statistica dopo la sottrazione del fondo. Con la barra in grigio si indica la ROI considerata per l'integrazione del picco. In entrambi i casi questa copre 1100 keV.

La sottrazione del fondo è stata effettuata sfruttando il programma dedicato ad analisi di spettri, *jSpecView*. Tale programma permette di sottrarre ad uno spettro un altro opportunamente riscalato. Nel caso attuale viene sottratto lo spettro ottenuto con Ar a 1 mbar per cui si riproduce la medesima perdita di energia per il fascio in ^{22}Ne e dunque lo stesso fondo indotto. Il fattore di riscalamento è stato calcolato dal rapporto tra le aree ad alta energia, nello spettro d'interesse e nello spettro di fondo, dovute al ^{11}B . Tale modalità trova giustificazione nel fatto che il ^{11}B è il contaminante che domina nello spettro e in particolare nella regione di interesse per il picco delle risonanze. Il fattore di riscalamento, determinato solo dal ^{11}B e dipendente solo dall'energia del fascio, è costante lungo lo spettro e permette di sottrarre il reale contributo del fondo nella regione del picco di interesse. Una volta effettuata la sottrazione del fondo e definiti gli estremi del picco utilizzando gli strumenti forniti da *jSpecView* si è calcolata l'area del picco integrando

sulla ROI indicata in figura 3.9. L'area ottenuta è stata utilizzata per determinare la *yield* (Y) come in (3.5). La *yield* espressa in conteggi per Coulomb viene convertita nelle unità usufruibili di conteggi per particella e viene impiegata per la determinazione di η in (3.4). Ottenuto il valore di efficienza da ciascuna delle due risonanze e avendo calcolato il corrispondente errore relativo si è proceduto a calcolare la media pesata con gli errori relativi. I risultati ottenuti sono riportati in tabella 3.4

$E_{R,LAB}$ (keV)	η	$\Delta\eta/\eta$
156.2	0.615	0.097
189.5	0.644	0.052
$\bar{\eta}$	0.638	0.046

Tabella 3.4: I risultati ottenuti nel presente lavoro per l'efficienza, considerando le risonanze a 156.2 keV e a 189.5 keV. L'ultima riga riporta la media pesata con gli errori relativi, come si può vedere si è ridotta l'indeterminazione. Tale è il valore per l'efficienza che verrà utilizzato per l'analisi delle risonanze alle energie minori.

La media pesata è il valore che verrà usato per l'analisi delle risonanze a 71 keV e a 105 keV.

3.2.2 Limiti superiori per le risonanze a 71 keV e a 105 keV

Come visibile nella tabella 3.5 per due risonanze a bassa energia, 71 keV e 105 keV, esiste una significativa discrepanza fra i due cataloghi di riferimento. NACRE stima un limite superiore per l' $\omega\gamma$ mentre Iliadis le ritiene inesistenti nel calcolo della *rate*. Tale discrepanza nei cataloghi è generata dalla debolezza del segnale che va a finire sotto il fondo dovuto ai raggi cosmici. Il precedente esperimento, il primo ad essere condotto in laboratori sotterranei, non ha osservato un segnale significativo per le due risonanze, nonostante la riduzione del fondo naturale. Si è proceduto, dunque, a stimare un' $\omega\gamma$, superiore utilizzando un limite superiore per il segnale della risonanza, si vedano i risultati riportati in tabella 3.5.

Per limite superiore, L_U si intende il valore massimo di conteggi statisticamente ragionevole per una risonanza di cui non si abbia un segnale significativo [Gilmore, 2008]. Tale valore viene calcolato in modo da garantire un certo grado di confidenza sul risultato stesso.

Durante l'attuale esperimento sono stati raccolti dati per le risonanze

$E_{R,LAB}$ (keV)	$\omega\gamma$ (eV)		
	NACRE [Angulo et al., 1999]	Iliadis et al. [Iliadis et al., 2010]	LUNA [Depalo, 2015]
71	$\leq 4.2 \cdot 10^{-9}$	-	$\leq 3.4 \cdot 10^{-9}$
105	$\leq 6.0 \cdot 10^{-7}$	-	$\leq 7.0 \cdot 10^{-9}$

Tabella 3.5: Massimo valore per l' $\omega\gamma$ delle risonanze a 71 keV e a 105 keV riportati nei due principali cataloghi e trovati nello studio condotto a LUNA. Il grado di confidenza per il calcolo del limite superiore nello studio condotto a LUNA è del 90%.

a 71 keV e a 105 keV per circa due settimane e, come nel precedente studio condotto a LUNA, nonostante l'uso del BGO non è stato possibile osservare un segnale e si è proceduto a calcolare un nuovo limite superiore. I risultati presentati sono da considerarsi preliminari, l'analisi, infatti, verrà completata dopo il prossimo tempo fascio a LUNA a novembre 2015.

La formula utilizzata per calcolare il limite superiore in conteggi è la seguente:

$$L_U = A + 1.282\sqrt{A + B(1 + n/2m)}, \quad (3.6)$$

dove A rappresenta l'area del picco nella regione dello spettro, larga n canali, dove ci si aspetta il segnale. Per calcolare A sono stati collezionati diversi spettri ad alta statistica, vedi figura 3.10, a energie ottenute considerando i dati in letteratura e la perdita di energia del fascio. Durante il tempo fascio di novembre si indagheranno anche energie vicine a quelle ottenute per gli spettri ad alta statistica qui riportati.

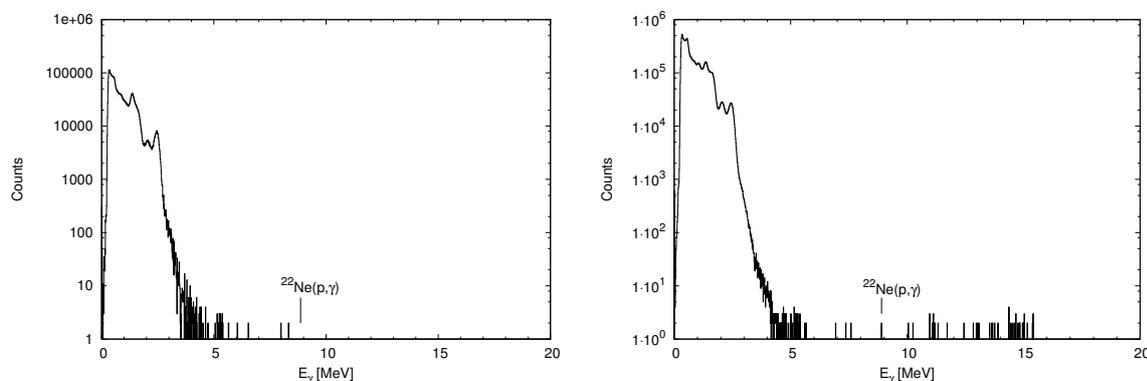


Figura 3.10: A sinistra il risultato della somma di tutti gli spettri somma a $E_{p,LAB} = 76.02 \text{ keV}$. A destra il risultato della somma di tutti gli spettri somma $E_{p,LAB} = 110.45 \text{ keV}$.

Il fondo medio al di sotto del picco è calcolato, mediando i valori trovati integrando per m canali a sinistra e a destra dell'intervallo scelto per la risonanza. Quanto si trova viene poi moltiplicato per il numero di canali corrispondenti alla regione di interesse, n , così facendo si ottiene B , il fondo che contribuisce nella porzione di spettro d'interesse. Il fattore 1.282 nella formula (3.6) deriva dall'aver scelto un valore di confidenza per il nostro risultato del 90%, così da poterlo confrontare con quello ottenuto in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]. valori ottenuti per il limite superiore permettono di derivare un limite per $\omega\gamma$. Facendo riferimento all'espressione usata per il calcolo della *yield* in (3.5), il limite superiore trovato per le risonanze va a sostituire l'area, A . Per ricavare il limite superiore per la forza delle risonanze si utilizza la Y , ottenuta come sopra, nella seguente espressione:

$$\omega\gamma = \frac{2Y\epsilon_{\text{eff}}}{\lambda^2\eta}, \quad (3.7)$$

I risultati ottenuti sono riportati in tabella 3.6.

$E_{R,LAB}$ keV	$\omega\gamma(\text{eV})$	
	LUNA [Depalo, 2015]	Presente lavoro
71	$\leq 3.4 \cdot 10^{-9}$	$\leq 3.4 \cdot 10^{-11}$
105	$\leq 7.0 \cdot 10^{-9}$	$\leq 6.3 \cdot 10^{-11}$

Tabella 3.6: Limiti superiori ottenuti per la forza delle due risonanze a 71 keV e a 105 keV nel precedente esperimento e nell'attuale. Dal confronto con i valori riportati in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] si osserva una riduzione del limite di un fattore due in ordine di grandezza.

Capitolo 4

$^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ *reaction rate*

Con i nuovi limiti superiori ottenuti dalla preliminare analisi dei dati raccolti durante il presente esperimento a LUNA si è ricalcolata la *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Nella seguente sezione si descrivono in dettaglio i metodi e i risultati.

4.1 Calcolo della *reaction rate*

La *reaction rate*, come già detto nel capitolo 1, è il numero di reazioni per unità di tempo e unità di volume:

$$r = n_{\text{A}}n_{\text{x}}\langle\sigma(v)v\rangle. \quad (4.1)$$

Per le reazioni, non risonanti, nelle stelle la distribuzione delle velocità è descritta da una maxwelliana e la sezione d'urto ha una dipendenza dall'energia tale che il prodotto $\langle\sigma v\rangle$ si può scrivere:

$$\langle\sigma v\rangle \propto \int_0^\infty S(E)e^{-2\pi\eta}e^{-E/kT} dE, \quad (4.2)$$

dove $S(E)$, fattore astrofisico, è una funzione con una dipendenza debole dall'energia.

L'unico studio condotto sulla sezione d'urto della cattura diretta per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ ha coperto energie comprese tra i 300 e i 1600 keV [Görres et al., 1983]. La cattura diretta è stata osservata per diversi stati finali del ^{23}Na , fino allo stato eccitato a 8.83 MeV. Sommando i contributi di ciascun stato finale viene calcolato $S(E)$ totale. Questo si trova essere una funzione dell'energia circa costante perciò anche per energie minori a 300 keV il valore estrapolato per il fattore astrofisico è di $62 \text{ keV} \cdot b$.

Questa parametrizzazione viene adottata anche in [Iliadis et al., 2010, Depalo, 2015] per il calcolo della *rate* finale. Il contributo alla *rate* dalla cattura diretta si calcola praticamente come segue [Görres et al., 1983]:

$$r_{cd} = 1.05 \cdot 10^9 T_9^{-2/3} \exp(-19.431 \cdot T_9^{-1/3}). \quad (4.3)$$

In [Görres et al., 1983] non è riportata alcuna incertezza per il contributo della cattura diretta, ma in [Iliadis et al., 2010] viene valutata di $\pm 40\%$ e così è stata valutata in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] per il ricalcolo della *rate* finale.

L'attuale esperimento presso LUNA ha in programma, per il mese di novembre, anche lo studio della cattura diretta a energie inferiori a 400 keV, per il qui riportato preliminare calcolo della *rate* finale per la reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ si adotta ancora la (4.3).

La reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, come già detto, è dominata dal contributo alla *rate* delle risonanze strette. In questo caso la *reaction rate* si calcola come:

$$r_{rs} = \frac{1.5399 \cdot 10^{11}}{T_9^{3/2}} \left(\frac{M_A + M_x}{M_A M_x} \right)^{3/2} \sum_i (\omega\gamma)_i e^{-11.605 E_i / T_9}, \quad (4.4)$$

con M_A massa del nucleo bersaglio e M_x massa del proiettile. Per i contributi dalle singole risonanze alla *rate*, espressi nella 4.4 come $\sum_i (\omega\gamma)_i e^{-11.605 E_i / T_9}$, nella presente analisi sono stati utilizzati valori riportati in letteratura, risultati dal precedente esperimento a LUNA e infine i nuovi preliminari limiti superiori per le risonanze a 71 keV e a 105 keV, vedi tabella 4.1. Per i limiti superiori si è seguito l'approccio usato nel catalogo di NACRE. Il valore adottato per l' $\omega\gamma$ si ottiene moltiplicando il limite superiore per 0.1, mentre la *rate* superiore e inferiore sono state calcolate utilizzando rispettivamente il limite superiore stesso e ponendo la forza di risonanza a zero. Il risultato per la *reaction rate* ricalcolata alla luce del presente studio è rappresentato in figura 4.1 in funzione della temperatura. In figura 4.2 la nuova *rate* è messa a confronto con quelle riportate nel catalogo [Iliadis et al., 2010] e in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015]. Per evidenziare la riduzione nell'incertezza della *rate* calcolata nel presente lavoro, in figura 4.3, sono state graficate normalizzando per il valore adottato in [Iliadis et al., 2010]. I

risultati preliminari determinano una drastica diminuzione delle incertezze rispetto a quelli ottenuti nel precedente esperimento a LUNA. Alle temperature di interesse le incertezze per la *reaction rate* calcolata in [Iliadis et al., 2010] è minore a causa della scelta di trascurare completamente il contributo delle risonanze a 71 keV e a 105 keV. Risulta chiaro che si debba continuare sulla scia di questi risultati preliminari acquisendo una maggiore statistica così da ridurre l'incertezza a trascurabile e dunque sancire definitivamente il contributo delle due risonanze sulla *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Questo è quanto verrà svolto durante il prossimo anno a LUNA.

$E_{R, C.M.}$ (keV)	$\omega\gamma(\text{eV})$		
	Iliadis et al. [Iliadis et al., 2010]	HZDR e LUNA [Depalo, 2015]	Presente lavoro
27.9	$\leq 2.6 \cdot 10^{-25}$	-	$\leq 2.6 \cdot 10^{-25}$
35.4	$(3.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-15}$	-	$(3.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-15}$
68	-	$\leq 3.4 \cdot 10^{-9}$	$3.4 \cdot 10^{-11}$
100	-	$\leq 7 \cdot 10^{-9}$	$6.3 \cdot 10^{11}$
149.4	$(9.2 \pm 3.7) \cdot 10^{-9}$	$(1.48 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$	$(1.48 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
181.3	$\leq 2.6 \cdot 10^{-6}$	$(1.87 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}$	$(1.87 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}$
206	-	$\leq 2.4 \cdot 10^{-8}$	$\leq 2.4 \cdot 10^{-8}$
248.4	$\leq 1.3 \cdot 10^{-7}$	$(6.89 \pm 0.16) \cdot 10^{-6}$	$(6.89 \pm 0.16) \cdot 10^{-6}$
278	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	-	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$
309	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$	-	$\leq 2.2 \cdot 10^{-6}$
319	$\leq 3.0 \cdot 10^{-6}$	-	$\leq 3.0 \cdot 10^{-6}$
353	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$	-	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$
377	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$	-	$\leq 6.0 \cdot 10^{-4}$
417	(0.065 ± 0.015)	(0.074 ± 0.006)	(0.074 ± 0.006)
458	(0.45 ± 0.1)	(0.575 ± 0.051)	$(0.56 \pm 0.04)^a$
602	(0.03 ± 0.01)	-	(0.03 ± 0.01)
611	(2.8 ± 0.3)	(2.31 ± 0.18)	(2.31 ± 0.18)
632	(0.35 ± 0.1)	$(0.030)^{+0.022}_{-0.008}$	$(0.030)^{+0.022}_{-0.008}$

Tabella 4.1: Valori adottati per il calcolo della *rate* della reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Nota: ^a = media del valore in [Longland et al., 2010] e di quello in [Depalo et al., 2015]

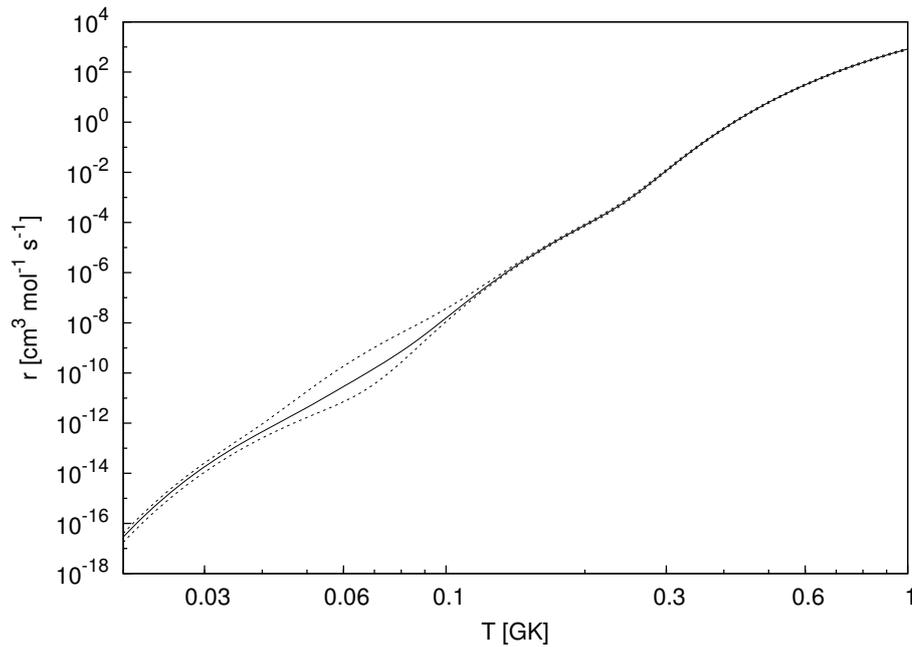


Figura 4.1: *Rate* aggiornata per la reazione $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. La linea continua rappresenta il valore adottato mentre le linee tratteggiate rappresentano la *rate* inferiore e superiore.

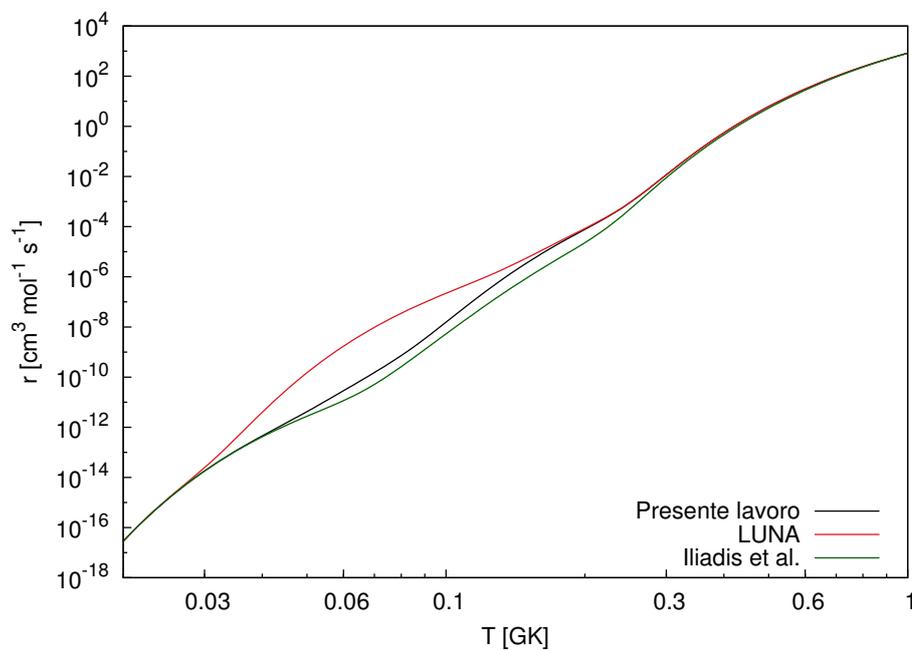


Figura 4.2: *Rates* a confronto: la linea nera è il risultato ottenuto nel presente lavoro, in verde la *rate* riportata in [Iliadis et al., 2010] e in rosso il più recente ricalcolo della *rate* in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015].

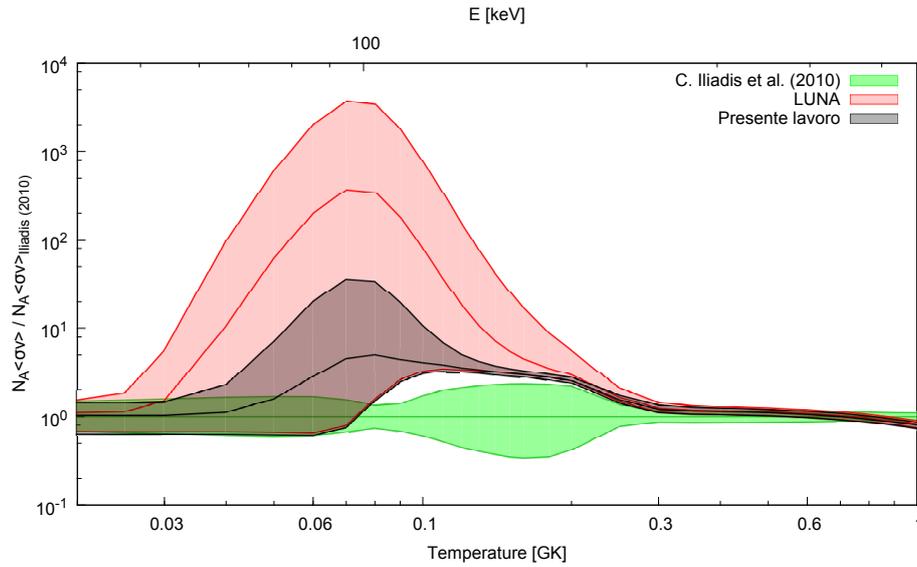


Figura 4.3: *Rates* a confronto: le linee continue rappresentano le *rates*, normalizzate al valore adottato in [Iliadis et al., 2010], riportate in [Depalo, 2015, Cavanna, 2015] (rosso) e nel presente lavoro (nero). Le linee tratteggiate corrispondono invece alle *rates* superiori e inferiori per i cataloghi e studi suddetti, sono stati utilizzati gli stessi colori dell'adottata.

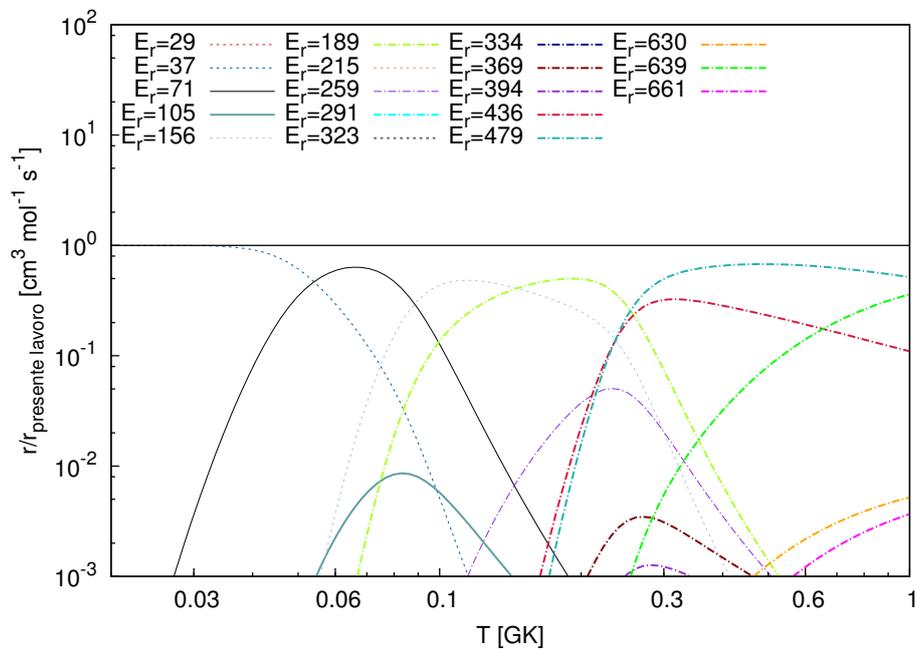


Figura 4.4: Contributi, normalizzati alla *rate* determinata qui, delle diverse risonanze. Le linee continue corrispondono ai contributi alla *rate* delle risonanze studiate nel presente lavoro.

4.2 Impatto sui modelli di stelle AGB

Come già detto la *reaction rate* è uno dei parametri di input per i modelli astrofisici, nell'ambito dei quali riveste un ruolo cruciale nella determinazione delle abbondanze isotopiche. Calcolare con precisione la *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è di grande impatto sui modelli di diversi scenari astrofisici, vedi capitolo 1. A energie inferiori a 400 keV lo scenario maggiormente influenzato dalle incertezze sulla *rate* della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è quello delle stelle AGB. Esse hanno un ruolo fondamentale in diversi contesti astrofisici, dalla composizione chimica di meteoriti fino all'evoluzione di galassie ad alto redshift [Marigo et al., 2013].

Durante la fase AGB la struttura stellare consiste di un nucleo composto di C e O parzialmente degenere, di un guscio di He, di un guscio di H e un involucro convettivo in espansione. Il bruciamento dell'H avviene, inizialmente, attraverso il ciclo CNO instabilmente. Periodicamente questa configurazione viene interrotta, infatti, da episodi esplosivi (*Thermal Pulses*, *TPs*) a seguito dei quali il bruciamento dell'H si interrompe e il guscio stesso si espande raffreddandosi. A questo punto l'involucro convettivo riesce a penetrare nel guscio inferiore, arricchito dei prodotti del bruciamento dell'H, e porta questi ultimi in superficie (Third Dredge Up, TDU), vedi figura 4.5.

Le stelle abbastanza massive ($M \geq 5M_{\odot}$, in dipendenza della metallicità) raggiungono nella regione più interna dell'involucro convettivo una temperatura tale da attivare un efficiente ciclo CNO. Questo è l'*Hot Bottom Burning*, *HBB*.

Per comprendere appieno il fenomeno dell'HBB e del TDU è fondamentale ridurre le incertezze sulle *rates* dei processi nucleari in gioco. Uno dei codici di simulazione utilizzati per lo studio delle TP-AGB, creato e utilizzato dal gruppo di studio del dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università di Padova, è COLIBRI. Questo è utilizzato per simulare l'evoluzione di una stella AGB nella fase TP-AGB [Marigo et al., 2013]. Tra le previsioni simulate c'è anche la nucleosintesi. Per ottenere quest'ultima si considera una rete di reazioni nucleari dei cicli pp, CNO, NeNa e MgAl, per un totale di 42 *reaction rates* adottate. Nel caso della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ il valore adottato è quello riportato in [Hale et al., 2001], ma in una successiva simulazione viene utilizzato il risultato in [Cyburt et al., 2010].

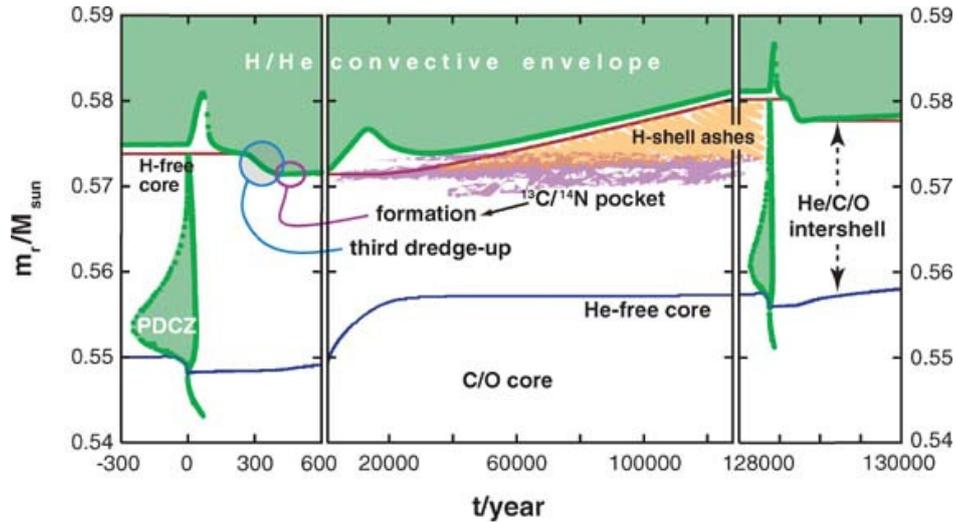


Figura 4.5: Rappresentazione grafica della localizzazione dell’HBB, del fenomeno del TDU e dei TPs. Da sinistra: TP 14, fase di interpulso e TP 15 per una stella AGB di $M = 2m_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.01$. Il tempo scala cambia per ogni parte della figura. La figura è presa da [Herwig, 2005].

I risultati sono riportati in figura 4.6.

Come si può osservare le predizioni del modello al variare della *rate* differiscono notevolmente per le abbondanze del ^{22}Ne , ^{23}Na e ^{24}Mg . La sensibilità della nucleosintesi alla variazione dei valori di *reaction rates* adottati è stata evidenziata, sempre con l’utilizzo del codice COLIBRI, vedi figura 4.7 [Boeltzig et al.,]. A sinistra di figura 4.7 per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è preso a riferimento il catalogo [Angulo et al., 1999] mentre a destra il [Iliadis et al., 2010]. Le due previsioni per l’abbondanza di ^{23}Na cambiano di circa un ordine di grandezza.

In [Boeltzig et al.,] si ribadisce la necessità di dati sulle *rates* ad altissima precisione perchè i risultati di COLIBRI abbiano piena consistenza e a tale scopo attualmente c’è un’intensa collaborazione con LUNA, il cui programma sperimentale vede lo studio della $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ ancora in avanzamento e prevede di indagare numerose reazioni di interesse astrofisico. I risultati preliminari riportati nella presente tesi rappresentano un ulteriore passo avanti per la comprensione dell’HBB. Alla luce, infatti, della riduzione dell’incertezza sulla *reaction rate* ottenuta nella presente tesi ci si aspetta che un futuro studio sulla nucleosintesi sulle TP-AGB con il codice COLIBRI produrrà un risultato simile a quello riportato a destra in figura 4.7. Perchè COLIBRI possa trovare risultati consistenti

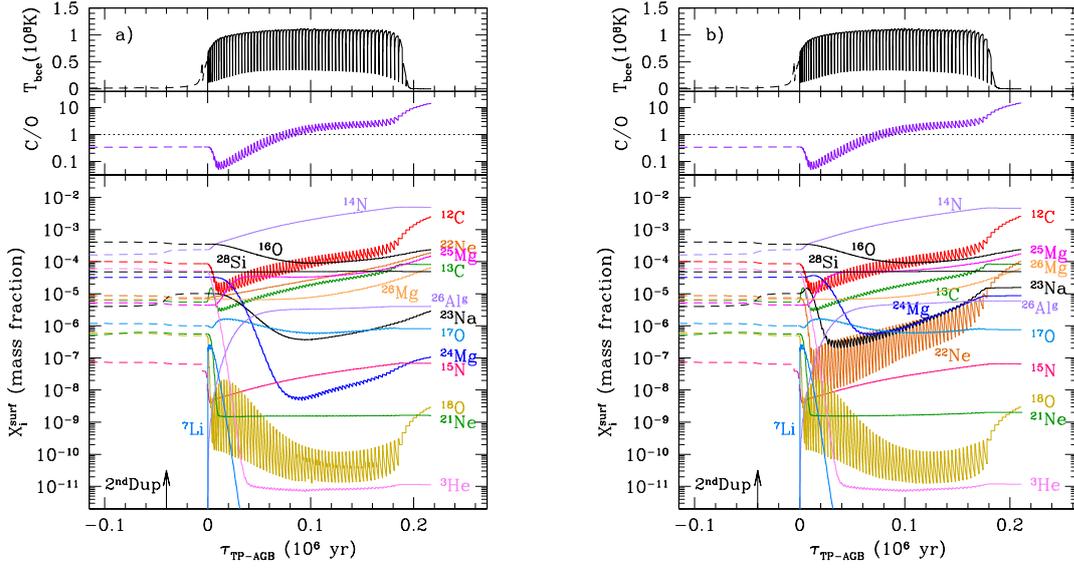


Figura 4.6: Evoluzione della temperatura alla base dell’involuppo convettivo, del rapporto C/O e delle abbondanze degli isotopi in superficie durante l’intera fase TP di una stella AGB di $M = 5M_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.001$ simulata con il codice COLIBRI. L’intervallo di tempo coperto dalla simulazione inizia dal primo TP, ma nel grafico è mostrata parte dell’evoluzione precedente questo evento predetta dal codice PARSEC [Bressan et al., 2012]. A sinistra sono riportati i risultati per i valori adottati per le *rates* delle reazioni in gioco. A destra quanto ottenuto cambiando la *rate* delle reazioni $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^4\text{He}+^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ [Cyburt et al., 2010].

è necessario dunque proseguire con questo approccio ed è ciò che verrà fatto a LUNA. Con i risultati finali per le risonanze a 71 keV e a 105 keV e quelli per la cattura diretta i genitori di COLIBRI potranno simulare e verificare nuovi risultati e comprendere un tassello in più del mosaico che sono le stelle TP-AGB.

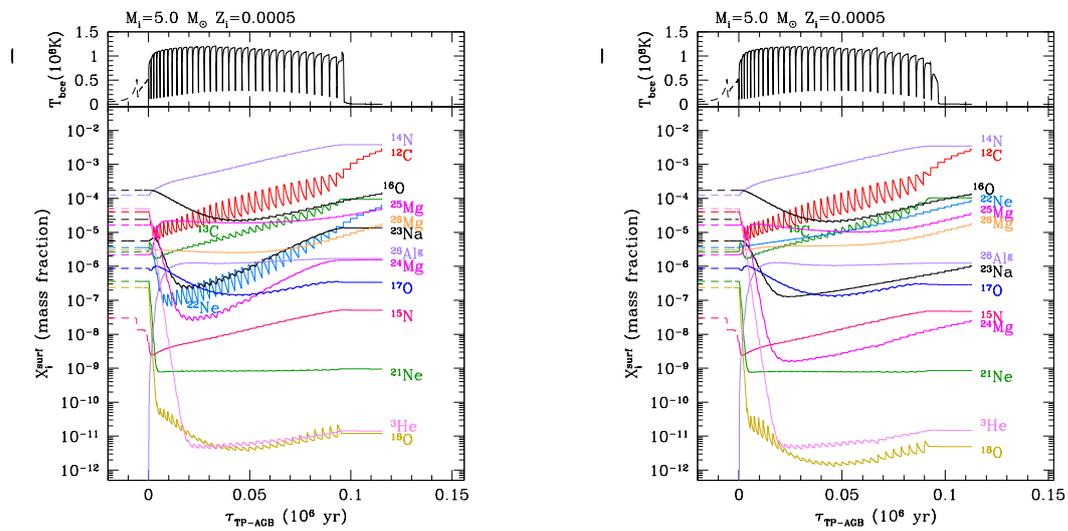


Figura 4.7: Modello stellare per una stella di $5M_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.0005$ simulato con il codice COLIBRI. In ascissa è riportato il tempo mentre in ordinata, in alto, la temperatura alla base dell’involuppo convettivo e, in basso, l’abbondanza superficiale. A sinistra le abbondanze sono state calcolate a partire dalle *rates* in [Angulo et al., 1999]. A destra sono state aggiornate le *rates* delle reazioni: $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$, $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$, $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{23}\text{Ne}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ e $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Per la $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ è stato preso a riferimento il catalogo [Iliadis et al., 2010].

Ringraziamenti

Se si dovesse esser onesti non basterebbe lo spazio dell'intera tesi per dire grazie a chi lo merita. Si dovrebbe cominciare dai coinquilini che ti supportano e sopportano, dalla signora che gentilmente ti lascia passare all'incrocio anche se non hai proprio la precedenza, dai lavoratori della mensa, ch  senza cibo il lavoro di tesi non sarebbe nemmeno cominciato, dalle persone che con una semplice chiamata o un messaggio rendono una giornata nuvolosa piena di luce... Ma come ho detto, nonostante questa non sia una buona giustificazione, troppo spazio e tempo   richiesto, perci  citer  chi pi  direttamente mi ha aiutato nella realizzazione della bell'avventura che   la mia tesi. Ringrazio Carlo Broggin che per primo mi ha stimolato, durante il corso di Fisica astroparticellare, a conoscere le reazioni termonucleari e che per primo mi ha mostrato un ponte tra fisica e astronomia a me celato. Ringrazio Paola Marigo per la disponibilit  e per l'entusiasmo mostrato per il lavoro condotto a LUNA e i risultati trovati. Un ringraziamento di enormi dimensioni ad Antonio Caciolli e Rosanna Depalo il cui aiuto   stato fondamentale. Grazie a tutto il gruppo di LUNA con cui ho collaborato al Gran Sasso, Federico Ferraro, Daniel Bemmerer, Marcell Takacs, Axel Boeltzig, Giovanni Ciani, Alba Formicola per citarne alcuni, lavorare con loro   stata un'esperienza straordinaria e da ciascuno ho avuto insegnamenti e supporto.

Bibliografia

- [Angulo et al., 1999] Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl’Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotton, A., and Laméhi Rachti, M. (1999). A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. *Nuclear Physics A*, 656:3–183.
- [Astier et al., 2011] Astier, P., Guy, J., Pain, R., and Balland, C. (2011). Dark energy constraints from a space-based supernova survey. *A&A*, 525:A7.
- [Blake et al., 2011] Blake, C., Glazebrook, K., Davis, T. M., Brough, S., Colless, M., Contreras, C., Couch, W., Croom, S., Drinkwater, M. J., Forster, K., Gilbank, D., Gladders, M., Jelliffe, B., Jurek, R. J., Li, I.-H., Madore, B., Martin, D. C., Pimblet, K., Poole, G. B., Pracy, M., Sharp, R., Wisnioski, E., Woods, D., Wyder, T. K., and Yee, H. K. C. (2011). The WiggleZ Dark Energy Survey: measuring the cosmic expansion history using the Alcock-Paczynski test and distant supernovae. *MNRAS*, 418:1725–1735.
- [Boeltzig et al.,] Boeltzig, A., Bruno, C., Cavanna, F., Cristallo, S., Davinson, T., Depalo, R., deBoer, R., Di Leva, A., Ferraro, F., Imbriani, G., Marigo, P., Terrasi, F., and Wiescher, M.
- [Bressan et al., 2012] Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., Salasnich, B., Dal Cero, C., Rubele, S., and Nanni, A. (2012). PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *MNRAS*, 427:127–145.

- [Broggini et al., 2010] Broggin, C., Bemmerer, D., Guglielmetti, A., and Menegazzo, R. (2010). LUNA: Nuclear Astrophysics Deep Underground. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60:53–73.
- [Carretta et al., 2006] Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., Leone, F., Recio-Blanco, A., and Lucatello, S. (2006). Na-O anticorrelation and HB. I. The Na-O anticorrelation in NGC 2808. *A&A*, 450:523–533.
- [Carretta et al., 2009] Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., Lucatello, S., Catanzaro, G., Leone, F., Bellazzini, M., Claudi, R., D’Orazi, V., Momany, Y., Ortolani, S., Pancino, E., Piotto, G., Recio-Blanco, A., and Sabbi, E. (2009). Na-O anticorrelation and HB. VII. The chemical composition of first and second-generation stars in 15 globular clusters from GIRAFFE spectra. *A&A*, 505:117–138.
- [Carretta et al., 2010] Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., Recio-Blanco, A., Lucatello, S., D’Orazi, V., and Cassisi, S. (2010). Properties of stellar generations in globular clusters and relations with global parameters. *A&A*, 516:A55.
- [Cavanna, 2015] Cavanna, F. (2015). A direct measurement of the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction down to the energies of astrophysical interest.
- [Cavanna et al., 2014] Cavanna, F., Depalo, R., Menzel, M.-L., Aliotta, M., Anders, M., Bemmerer, D., Broggin, C., Bruno, C., Caciolli, A., Corvisiero, P., Davinson, T., di Leva, A., Elekes, Z., Ferraro, F., Formicola, A., Fülöp, Z., Gervino, G., Guglielmetti, A., Gustavino, C., Gyürky, G., Imbriani, G., Junker, M., Menegazzo, R., Prati, P., Rossi Alvarez, C., Scott, D., Somorjai, E., Straniero, O., Strieder, F., Szücs, T., and Trezzi, D. (2014). A new study of the $^{22}\text{ne}(p,\gamma)^{23}\text{na}$ reaction deep underground: Feasibility, setup and first observation of the 186 keV resonance. *The European Physical Journal A*, 50(11).
- [Cristallo et al., 2015] Cristallo, S., Straniero, O., Piersanti, L., and Gobrecht, D. (2015). Evolution, nucleosynthesis and yields of AGB stars at different metallicities (III): intermediate mass models, revised low mass models and the ph-FRUIITY interface. *ArXiv e-prints*.
- [Cyburt et al., 2010] Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., Meisel, Z., Smith, K., Warren, S., Heger, A., Hoffman, R. D., Rauscher, T., Sakharuk, A., Schatz, H., Thielemann, F. K., and Wiescher, M. (2010).

- The JINA REACLIB Database: Its Recent Updates and Impact on Type-I X-ray Bursts. *ApJS*, 189:240–252.
- [Decressin et al., 2007] Decressin, T., Meynet, G., Charbonnel, C., Prantzos, N., and Ekström, S. (2007). Fast rotating massive stars and the origin of the abundance patterns in galactic globular clusters. *A&A*, 464:1029–1044.
- [Depalo, 2015] Depalo, R. (2015). A study of $\text{Ne}^{22}(\text{p},\gamma)\text{Na}^{23}$ at astrophysical energies.
- [Depalo et al., 2015] Depalo, R., Cavanna, F., Ferraro, F., Slemer, A., Al-Abdullah, T., Akhmadaliev, S., Anders, M., Bemmerer, D., Elekes, Z., Mattei, G., Reinicke, S., Schmidt, K., Scian, C., and Wagner, L. (2015). Strengths of the resonances at 436, 479, 639, 661, and 1279 keV in the $^{22}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction. *ArXiv e-prints*.
- [Feiden, 2015] Feiden, G. A. (2015). Stellar Evolution Models of Young Stars: Progress and Limitations. *ArXiv e-prints*.
- [Filippenko, 1997] Filippenko, A. V. (1997). Optical Spectra of Supernovae. *ARA&A*, 35:309–355.
- [Formicola et al., 2003] Formicola, A., Imbriani, G., Junker, M., Bemmerer, D., Bonetti, R., Brogini, C., Casella, C., Corvisiero, P., Costantini, H., Gervino, G., Gustavino, C., Lemut, A., Prati, P., Roca, V., Rolfs, C., Romano, M., Schürmann, D., Strieder, F., Terrasi, F., Trautvetter, H.-P., and Zavatarelli, S. (2003). The LUNA II 400 kV accelerator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 507:609–616.
- [Gilmore, 2008] Gilmore, G. (2008). *Practical gamma-ray spectrometry*. Wiley.
- [Goobar and Leibundgut, 2011] Goobar, A. and Leibundgut, B. (2011). Supernova cosmology: legacy and future. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 61:251–279.
- [Görres et al., 1983] Görres, J., Becker, H. W., Buchmann, L., Rolfs, C., Schmalbrock, P., Trautvetter, H. P., Vlieks, A., Hammer, J. W., and Donoghue, T. R. (1983). Proton-induced direct capture on ^{21}Ne and ^{22}Ne . *Nuclear Physics A*, 408:372–396.

- [Görres et al., 1982] Görres, J., Rolfs, C., Schmalbrock, P., Trautvetter, H. P., and Keinonen, J. (1982). Search for low-energy resonances in $^{21}\text{Ne}(p, \gamma)^{22}\text{Na}$ and $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$. *Nuclear Physics A*, 385:57–75.
- [Gratton et al., 2012] Gratton, R. G., Lucatello, S., Carretta, E., Bragaglia, A., D’Orazi, V., Al Momany, Y., Sollima, A., Salaris, M., and Cassisi, S. (2012). The Na-O anticorrelation in horizontal branch stars. II. NGC 1851. *A&A*, 539:A19.
- [Groh, 2015] Groh, J. (2015). Spectroscopic evolution of massive stars from unified stellar models. *IAU General Assembly*, 22:56463.
- [Hale et al., 2001] Hale, S. E., Champagne, A. E., Iliadis, C., Hansper, V. Y., Powell, D. C., and Blackmon, J. C. (2001). Investigation of the $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ reaction via ($^3\text{He}, d$) spectroscopy. *Phys. Rev. C*, 65:015801.
- [Hale et al., 2004] Hale, S. E., Champagne, A. E., Iliadis, C., Hansper, V. Y., Powell, D. C., and Blackmon, J. C. (2004). Investigation of the $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ and $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ reactions via ($^3\text{He}, d$) spectroscopy. *Phys. Rev. C*, 70(4):045802.
- [Herwig, 2005] Herwig, F. (2005). Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars. *ARA&A*, 43:435–479.
- [Iben and Tutukov, 1984] Iben, Jr., I. and Tutukov, A. V. (1984). Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses). *ApJS*, 54:335–372.
- [Iliadis, 2007] Iliadis, C. (2007). *Nuclear Physics of Stars*. Physics textbook. Wiley.
- [Iliadis et al., 2002] Iliadis, C., Champagne, A., José, J., Starrfield, S., and Tupper, P. (2002). The Effects of Thermonuclear Reaction-Rate Variations on Nova Nucleosynthesis: A Sensitivity Study. *ApJS*, 142:105–137.
- [Iliadis et al., 2001] Iliadis, C., D’Auria, J. M., Starrfield, S., Thompson, W. J., and Wiescher, M. (2001). Proton-induced Thermonuclear Reaction Rates for A=20-40 Nuclei. *ApJS*, 134:151–171.

- [Iliadis et al., 2010] Iliadis, C., Longland, R., Champagne, A. E., and Coc, A. (2010). Charged-particle thermonuclear reaction rates: IV. Comparison to previous work. *Nuclear Physics A*, 841:323–388.
- [Izzard et al., 2007] Izzard, R. G., Lugaro, M., Karakas, A. I., Iliadis, C., and van Raai, M. (2007). Reaction rate uncertainties and the operation of the NeNa and MgAl chains during HBB in intermediate-mass AGB stars. *Astron. Astrophys.* [Astron. Astrophys.466,641(2007)].
- [José and Hernanz, 1998] José, J. and Hernanz, M. (1998). Nucleosynthesis in Classical Novae: CO versus ONe White Dwarfs. *ApJ*, 494:680–690.
- [Kasen et al., 2009] Kasen, D., Röpke, F. K., and Woosley, S. E. (2009). The diversity of type Ia supernovae from broken symmetries. *Nature*, 460:869–872.
- [Knoll, 2010] Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement; 4th ed.* Wiley, New York, NY.
- [Kraft, 1994] Kraft, R. P. (1994). Abundance differences among globular-cluster giants: Primordial versus evolutionary scenarios. *PASP*, 106:553–565.
- [Kraft et al., 1997] Kraft, R. P., Sneden, C., Smith, G. H., Shetrone, M. D., Langer, G. E., and Pilachowski, C. A. (1997). Proton Capture Chains in Globular Cluster Stars.II.Oxygen, Sodium, Magnesium, and Aluminum Abundances in M13 Giants Brighter Than the Horizontal Branch. *AJ*, 113:279.
- [Li et al., 2011] Li, W., Bloom, J. S., Podsiadlowski, P., Miller, A. A., Cenko, S. B., Jha, S. W., Sullivan, M., Howell, D. A., Nugent, P. E., Butler, N. R., Ofek, E. O., Kasliwal, M. M., Richards, J. W., Stockton, A., Shih, H.-Y., Bildsten, L., Shara, M. M., Bibby, J., Filippenko, A. V., Ganeshalingam, M., Silverman, J. M., Kulkarni, S. R., Law, N. M., Poznanski, D., Quimby, R. M., McCully, C., Patel, B., Maguire, K., and Shen, K. J. (2011). Exclusion of a luminous red giant as a companion star to the progenitor of supernova SN 2011fe. *Nature*, 480:348–350.
- [Longland et al., 2010] Longland, R., Iliadis, C., Cesaratto, J. M., Champagne, A. E., Daigle, S., Newton, J. R., and Fitzgerald, R. (2010).

- Resonance strength in $\text{Ne}^{22}(\text{p},\gamma)\text{Na}^{23}$ from depth profiling in aluminum. *Phys. Rev. C*, 81(5):055804.
- [Marigo et al., 2013] Marigo, P., Bressan, A., Nanni, A., Girardi, L., and Pumo, M. L. (2013). Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars - I. The COLIBRI code. *MNRAS*, 434:488–526.
- [Marta et al., 2011] Marta, M., Formicola, A., Bemmerer, D., Broggini, C., Caciolli, A., Corvisiero, P., Costantini, H., Elekes, Z., Fülöp, Z., Gervino, G., Guglielmetti, A., Gustavino, C., Gyürky, G., Imbriani, G., Junker, M., Lemut, A., Limata, B., Mazzocchi, C., Menegazzo, R., Prati, P., Roca, V., Rolfs, C., Rossi Alvarez, C., Somorjai, E., Straniero, O., Strieder, F., Terrasi, F., Trautvetter, H. P., and Vomiero, A. (2011). The $\text{N}^{14}(\text{p},\gamma)\text{O}^{15}$ reaction studied with a composite germanium detector. *Phys. Rev. C*, 83(4):045804.
- [Nomoto et al., 1984] Nomoto, K., Thielemann, F.-K., and Yokoi, K. (1984). Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *ApJ*, 286:644–658.
- [Parikh et al., 2013] Parikh, A., José, J., Seitenzahl, I. R., and Röpke, F. K. (2013). The effects of variations in nuclear interactions on nucleosynthesis in thermonuclear supernovae. *A&A*, 557:A3.
- [Park et al., 2004] Park, S., Hughes, J. P., Slane, P. O., Burrows, D. N., Roming, P. W. A., Nousek, J. A., and Garmire, G. P. (2004). Nucleosynthesis in the Oxygen-rich Supernova Remnant G292.0+1.8 from Chandra X-Ray Spectroscopy. *ApJ*, 602:L33–L36.
- [Powers et al., 1971] Powers, J. R., Fortune, H. T., Middleton, R., and Hansen, O. (1971). Nuclear Structure of ^{23}Na : The $^{22}\text{Ne}(\text{}^3\text{He},\text{d})$ Reaction. *Phys. Rev. C*, 4:2030–2046.
- [Riess et al., 1998] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., and Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116:1009–1038.

- [Rols and Rodney, 1988] Rols, C. E. and Rodney, W. S. (1988). *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, Chicago 60637.
- [Sallaska et al., 2013] Sallaska, A. L., Iliadis, C., Champagne, A. E., Goriely, S., Starrfield, S., and Timmes, F. X. (2013). STARLIB: A Next-generation Reaction-rate Library for Nuclear Astrophysics. *ApJS*, 207:18.
- [Smith, 1987] Smith, G. H. (1987). The chemical inhomogeneity of globular clusters. *PASP*, 99:67–90.
- [Taam, 1980] Taam, R. E. (1980). The long-term evolution of accreting carbon white dwarfs. *ApJ*, 242:749–755.
- [Thielemann et al., 1996] Thielemann, F.-K., Nomoto, K., and Hashimoto, M.-A. (1996). Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta. *ApJ*, 460:408.
- [Ventura and D’Antona, 2006] Ventura, P. and D’Antona, F. (2006). Does the oxygen-sodium anticorrelation in globular clusters require a lowering of the $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ reaction rate? *A&A*, 457:995–1001.
- [Ventura et al., 2001] Ventura, P., D’Antona, F., Mazzitelli, I., and Gratton, R. (2001). Predictions for Self-Pollution in Globular Cluster Stars. *ApJ*, 550:L65–L69.
- [Whelan and Iben, 1973] Whelan, J. and Iben, Jr., I. (1973). Binaries and Supernovae of Type I. *ApJ*, 186:1007–1014.
- [Ziegler et al., 2010] Ziegler, J. F., Ziegler, M., and Biersack, J. (2010). {SRIM} – the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11–12):1818 – 1823. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.