

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Evidenze sperimentali di stati di spin-parità naturali in ^{26}Mg : vincoli sulla sorgente di neutroni nelle giganti rosse

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Luca Gottardi

Correlatore:
Prof. Gianni Vannini

Sessione III
Anno Accademico 2014/2015

Abstract

In questa tesi si è studiato uno dei principali processi nelle stelle responsabili della nucleosintesi degli elementi pesanti dopo il ^{56}Fe , il processo-s. In particolare sono state illustrate le sorgenti di neutroni che alimentano questo processo e si è analizzata la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Per costruire un valido modello matematico di questo processo è necessario conoscere in maniera accurata il reaction rate di questa reazione.

Conseguentemente è necessario conoscere la sezione d'urto di tale reazione in maniera molto accurata. Sono stati condotti diversi esperimenti nel tentativo di valutare la sezione d'urto per via diretta, facendo collidere un fascio di particelle α su un campione di ^{22}Ne . Queste rilevazioni hanno dato esiti non soddisfacenti nell'intervallo di energie riguardanti il processo-s, in quanto, a causa di disturbi dovuti al fondo di raggi cosmici e alla barriera Coulombiana, non è stato possibile osservare risonanze per valori di energie delle particelle α minori di (832 ± 2) keV. Per colmare la mancanza di dati sperimentali si è deciso di studiare gli stati eccitati del nucleo composto ^{26}Mg tramite la reazione inversa $^{25}\text{Mg}+n$ alle *facility* n_TOF, situata al CERN, e GELINA al IRMM.

Le misure effettuate hanno mostrato diverse risonanze al di sotto di (832 ± 2) keV, compatibili con le spin-parità di ^{22}Ne e α . In seguito è stato stimato il loro contributo al reaction rate e i risultati hanno mostrato che per temperature tipiche di stelle massive il contributo di queste risonanze è trascurabile ma risulta di grande rilevanza alle temperature tipiche delle stelle appartenenti al ramo asintotico delle giganti (AGB).

Indice

Introduzione.....	3
1 Il processo-s e le sorgenti di neutroni.....	4
1.1 Nucleosintesi nelle stelle: il processo-s e le relative sorgenti di neutroni.....	5
1.2 Meccanismi di interazione.....	10
1.2.1 Formalismo della Matrice-R.....	13
1.2.2 Formula di Breit-Wigner.....	18
1.2.3 Sezioni d'urto indotte da neutroni.....	19
1.3 Osservabili sperimentali.....	21
1.4 Reaction rate.....	23
2 Caratterizzazione della sorgente di neutroni $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$.....	26
2.1 Difficoltà della misura diretta del reaction rate.....	26
2.2 Misure indirette.....	28
2.2.1 La facility GELINA.....	29
2.2.2 La facility n_TOF.....	30
2.3 Risultati.....	32
Conclusioni.....	35

Introduzione

L'origine degli elementi è sempre stato un argomento di grande interesse nel campo dell'astrofisica e della fisica nucleare. Uno dei processi di nucleosintesi più rilevanti avviene nelle stelle ed è responsabile della formazione di gran parte degli elementi pesanti dopo il ^{56}Fe [1]. Questo fenomeno viene chiamato *processo di cattura lenta dei neutroni*, anche detto processo-s (slow), e come si intuisce dal nome, la cattura di neutroni è un meccanismo caratteristico del processo.

Per costruire un modello matematico di questo processo è fondamentale conoscere con precisione il reaction rate con il quale avvengono le reazioni sorgenti.

In questo lavoro di tesi vengono illustrate le reazioni nucleari sorgenti dei neutroni liberi necessari per la formazione di elementi pesanti e, in particolare, si è analizzata la sorgente principale $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Sono stati effettuati diversi esperimenti [2-6] al fine di valutare il reaction rate della sorgente, ma a causa della presenza della barriera Coulombiana e del fondo di raggi cosmici non è stato possibile valutare il reaction rate negli intervalli di energie in cui le reazioni avvengono nelle stelle [6]. Per ovviare a questo problema si è studiata la reazione "inversa" $^{25}\text{Mg}+n$ alle facility n_TOF e GELINA situate al CERN e IRMM rispettivamente.

Nel primo capitolo verrà discussa l'origine degli elementi mantenendo in primo piano il processo-s e inoltre verranno introdotti alcuni formalismi e nozioni teoriche. Nel secondo capitolo invece si parlerà degli aspetti sperimentali, in particolare della difficoltà nella misura diretta del reaction rate e i conseguenti metodi "indiretti" utilizzati.

Capitolo 1

Il processo s e le sorgenti di neutroni

Le ricerche effettuate fino ad ora rivelano che il processo di formazione degli elementi è strettamente correlato alla storia evolutiva del nostro universo ed avviene principalmente in due periodi[8-9].

Il primo corrisponde alla nucleosintesi primordiale, la quale sintetizzò principalmente elementi leggeri come idrogeno, elio e litio. Ebbe inizio circa un minuto dopo il Big Bang con una durata di pochi minuti. La durata di questa fase è strettamente connessa al fatto che l'universo si sia espanso e poi raffreddato fino ad una temperatura tale da non permettere più reazioni nucleari.

In seguito gli elementi prodotti sono condensati formando la prima generazione di stelle del nostro universo. Le stelle formatesi, dopo diversi processi di evoluzione della durata di milioni di anni, diedero inizio ad una nuova nucleosintesi riguardante tutti gli altri elementi che conosciamo.

Il secondo momento di produzione degli elementi è quindi totalmente attribuito alle stelle[9], che tramite reazioni interne, o esplosioni di supernove, arricchiscono il mezzo interstellare di elementi pesanti, permettendo la formazione di nuove stelle o pianeti come il Sole e la Terra.

All'interno di queste stelle, la nucleosintesi di elementi più leggeri fino agli elementi del gruppo del ferro avviene tramite fusione o reazioni tra particelle cariche, mentre, come si può vedere dal diagramma dell'energia di legame per nucleone (Figura 1), le reazioni di fusione per gli atomi pesanti (con numero di massa $A \geq 60$) essendo endotermiche non sono energeticamente favorevoli: in questo contesto il processo di cattura neutronica e il processo di decadimento β sono responsabili della formazione di elementi pesanti.

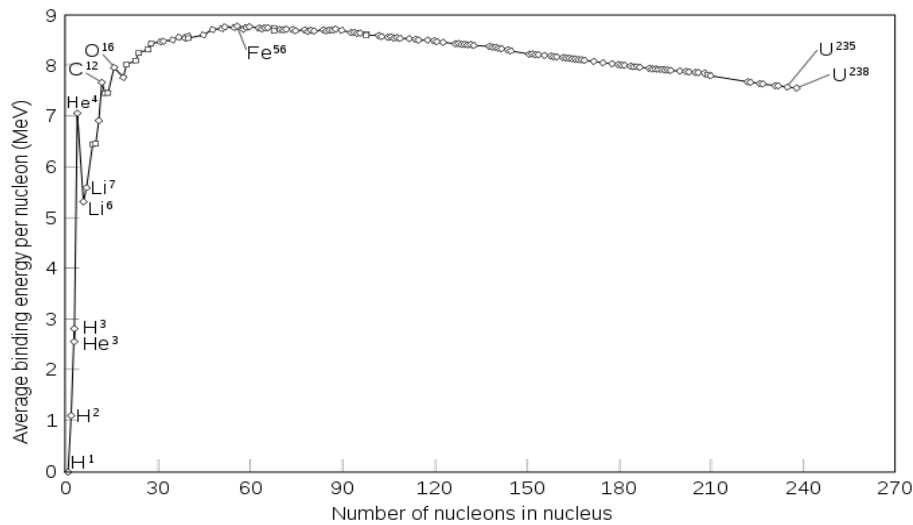


Figura 1 : Andamento dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di nucleoni. Si può notare che il valore massimo della curva corrisponde a ^{56}Fe .

La cattura neutronica è una reazione nella quale il nucleo atomico a causa di una collisione con un neutrone incrementa il suo numero di massa di un'unità, tenendo costante la carica elettrica complessiva dell'atomo. Il processo di decadimento β invece generalmente consiste nella conversione di un protone in neutrone o di un neutrone in protone, di fatto modifica il numero atomico Z di un'unità, mantenendo costante il numero di massa A .

Da queste considerazioni si può dedurre che lo studio delle sezioni d'urto relative a questi processi è di fondamentale importanza per la comprensione del fenomeno.

1.1 Nucleosintesi nelle stelle: il processo-s e le relative sorgenti di neutroni

A seconda delle caratteristiche della stella si possono avere due processi distinti di nucleosintesi. Entrambi iniziano coinvolgendo atomi appartenenti al gruppo del ferro che tramite reazioni di cattura neutronica e decadimento β contribuiscono alla formazione degli elementi più pesanti.

Se nella stella è presente un'alta densità di neutroni per cui il tempo medio che trascorre tra due catture neutroniche consecutive è molto piccolo rispetto al tempo

di decadimento β , si innescano una serie di reazioni di cattura neutronica che aumentano il numero di neutroni dell'elemento iniziale. Quando l'isotopo formatosi è ricco di neutroni, il tempo di dimezzamento per decadimento β diventa così breve che può decadere prima della successiva cattura neutronica, dopo di che la sequenza di catture neutroniche ricomincia seguendo la valle di stabilità β fino a che verrà raggiunto un altro isotopo altamente instabile. Questo processo, che si presenta generalmente nelle esplosioni di supernova, è chiamato processo-r (rapid) ed è caratterizzato da densità neutroniche elevatissime (10^{20} n·s/m³). Se invece il flusso di neutroni ha una intensità tale per cui la probabilità di cattura di un neutrone da parte dell'atomo è molto piccola e quindi il tempo medio tra due successive catture neutroniche è più grande del tempo di dimezzamento β , si parla di processo-s. La figura mostra un esempio di percorso partendo dal ⁵⁶Fe per il processo-r e il processo-s.

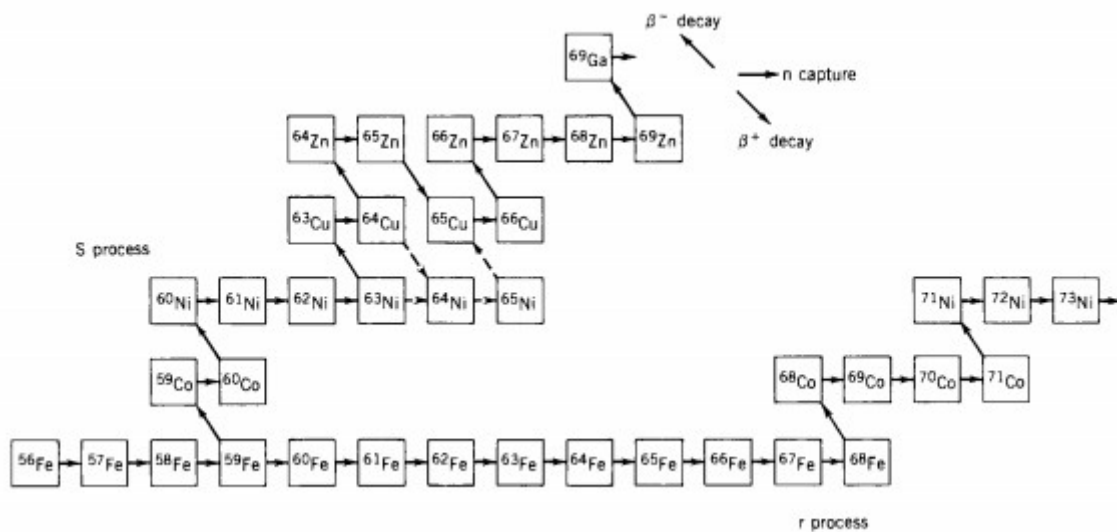


Figura 2: Esempio di percorsi relativi al processo-s e processo-r

Il “percorso” del processo-s dipende fortemente dalla temperatura e dalla densità neutronica presenti nella stella.

In linea di principio tutti gli elementi fino al Bismuto potrebbero essere prodotti tramite una sequenza di reazioni in cui ogni cattura neutronica produce un isotopo instabile che decade rapidamente nel successivo elemento stabile, il quale sarà

soggetto alla successiva reazione di cattura. Se però le condizioni della stella sono tali da rendere il rate di cattura neutronica comparabile con il rate di decadimento β , il “percorso” che segue il processo-s dà luogo a una biforcazione, come si vede nel caso del ^{63}Ni in Figura 2.

In generale il processo-s può essere distinto in due componenti, la componente *principale* e la componente *debole*.

La componente *principale* avviene principalmente nelle stelle appartenenti al ramo asintotico delle giganti (AGB), ovvero in una fase evolutiva delle Giganti Rosse [9].

Le Giganti Rosse sono un piccolo gruppo di stelle fuori dalla sequenza principale del diagramma di Hertzsprung-Russel (Figura 3), sono stelle di grandi dimensioni, con una temperatura superficiale di circa 5000 K e nel ramo AGB la loro massa varia da 0,3 a 8 masse solari [10]. In questa fase le stelle consumano elio e idrogeno in due *shells* esterne al nucleo degenero di carbonio e ossigeno.

Misurazioni effettuate sugli isotopi stabili rilevati nelle polveri stellari hanno mostrato che per ricavare un modello matematico in grado di predire le abbondanze del processo-s in queste stelle è necessario introdurre una descrizione che contempli le pulsazioni della stella dovute ai diversi flash dell'elio, di cui si discuterà in seguito, presenti nelle stelle poco massive appartenenti al ramo asintotico delle giganti (AGB).

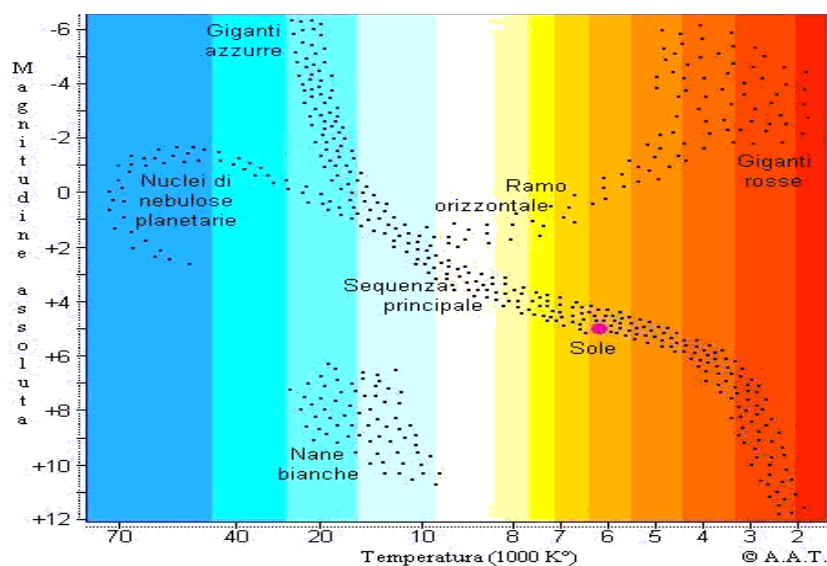


Figura 3: Diagramma Hertzsprung-Russel.

In generale quindi la componente *principale* del processo-s in queste stelle coinvolge una serie di flash dell'elio e una presenza alternata di due sorgenti di neutroni.

Durante la fusione dell'elio, tre nuclei di elio (particelle α), fondono in Carbonio tramite il processo 3α , tuttavia le temperature richieste per questo processo sono elevate e si verificano solo in stelle massive. La maggior parte del tempo infatti bruciano idrogeno in elio convertendo le parti interne dell'involucro in strati di elio. Queste fasi di quiescenza vengono bruscamente interrotte da flash di combustione dell'elio nelle *shells* attorno al nucleo, che tramite il processo 3α , convertono i materiali degli strati di elio formando un nucleo di carbonio e ossigeno.

Durante questi flash la produzione di energia aumenta significativamente, e durante la vita di una Gigante possono esserci fino a 20-30 flash [9], per un periodo di poche centinaia di anni. Il processo-s avviene sia nelle fasi di quiescenza che in quelle di flash dell'elio. Immediatamente dopo un flash i moti convettivi tra gli strati di idrogeno ed elio introducono idrogeno ed elementi come carbonio, neon e ferro nello strato di elio. Con l'introduzione dell'idrogeno la cattura protonica del ^{12}C produce ^{13}N ($\tau = 9,956$ min [11]) che decade β in ^{13}C . Nonostante la temperatura durante questi periodi di quiescenza sia relativamente bassa, il ^{13}C si fonde con particelle α producendo neutroni tramite la reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. È questa la prima sorgente di neutroni necessaria affinché il processo-s possa avere luogo. Il flusso di neutroni prodotto dalla reazione però termina appena tutti gli atomi di ^{13}C vengono "bruciati" portando all'arresto il processo-s. Gli elementi pesanti prodotti durante questa fase vengono modificati durante il successivo flash dell'elio, quando le alte temperature innescano la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ che diviene la nuova sorgente di neutroni consentendo così il processo-s. Durante e dopo il flash dell'elio gli elementi pesanti appena prodotti vengono portati sulla superficie tramite i moti convettivi dell'idrogeno e possono essere osservati sulle superfici delle giganti tramite analisi spettroscopiche. Dato che le giganti non sono molto luminose ma hanno dimensioni molto estese il materiale portato in superficie può essere portato nel mezzo interstellare grazie ai venti

stellari. Questi elementi non solo formeranno la nuova generazione di stelle e pianeti, come per esempio il Sole e la Terra, ma sotto forma di grani di dimensioni del micron possono farci capire, tramite i loro rilevamenti da meteoriti sulla terra, da quale stella provengano in base alle relative abbondanze di elementi pesanti presenti in essa[9].

La nucleosintesi di elementi tramite la componente debole del processo-s avviene invece in stelle massive nella fase di pre-supernova [12], dopo la quale la stella esplose in supernova formando elementi pesanti tramite il processo-r. Per stelle massive con una metallicità simile a quella solare il processo-s è ben compreso, dove per metallicità si intende la percentuale di massa di una stella che non è elio o idrogeno[12]. Il ^{22}Ne è la principale sorgente di neutroni e viene prodotto dagli isotopi iniziali del ciclo CNO. I processi di cattura neutronica cominciano alla fine del bruciamento dell'elio quando la temperatura è sufficiente ad attivare la $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Nelle stelle massive il processo-s dipende fortemente dalla metallicità. Se questa è scarsa il processo viene limitato. Infatti, le abbondanze ridotte di metalli necessari per iniziare il processo di cattura neutronica e di ^{22}Ne rendono la produzione di elementi trascurabile. Recenti modelli hanno però mostrato che, se nella descrizione si includono gli effetti di rotazione, allora, anche queste stelle potrebbero partecipare attivamente alla nucleosintesi degli elementi. In una stella massiva con metallicità simile a quella solare il principale effetto della rotazione è l'allargamento del nucleo convettivo di elio dovuto a moti convettivi supplementari e un comportamento della stella rotante simile a quello di una stella più massiva non rotante. Ad esempio una stella rotante di circa 25 masse solari si comporterà come una non rotante di 30-40 masse solari[12]. Conseguentemente il bruciamento di elio nel nucleo risulta incrementato nelle stelle rotanti. A metallicità più basse l'effetto della rotazione risulta essenziale. All'inizio del bruciamento dell'elio nel nucleo il carbonio e l'ossigeno vengono "spinti" verso regioni ricche di idrogeno portando alla produzione di azoto. Parte di questo azoto può entrare nel nucleo convettivo di elio ed essere trasformato tramite cattura di particelle α in ^{22}Ne . Dunque il ^{22}Ne disponibile nel nucleo è maggiore rispetto alle stelle di stessa massa ma non in rotazione. Circa l'1% della

massa del nucleo di elio è composta di ^{22}Ne all'attivazione del processo-s[12].

	bruciamento di He	kT (keV)	T (GK)
stelle <i>AGB</i>	shell	8 ÷ 23	0,2
stelle <i>massive</i>	nucleo	25 ÷ 90	0,4

Tabella I: Temperature alle quali avviene il bruciamento dell'elio nelle stelle massive e AGB.

1.2 Meccanismi di interazione

Come è noto, un neutrone libero ha una vita di circa 11 minuti dopodiché, per decadimento β , decade in un protone emettendo un elettrone ed un antineutrino. Nel processo di nucleosintesi i neutroni liberi giocano un ruolo fondamentale, e a causa della loro instabilità è necessario studiare il reaction rate delle sorgenti neutroniche presenti nelle stelle al fine di ottenere un modello matematico consistente con i dati sperimentali ottenuti da osservazioni astrofisiche.

In generale una tipica reazione nucleare può essere rappresentata nella forma:



dove a rappresenta la particella proiettile, X la particella bersaglio e Y e b i prodotti della reazione. Generalmente a e b sono particelle leggere. Nella nostra analisi ci soffermeremo principalmente sulla reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ e sulla sua reazione inversa data da $^{25}\text{Mg} + n$.

Possiamo classificare le reazioni nucleari in diverse maniere[13]:

- Se le particelle reagenti e quelle prodotte sono identiche si avrà un processo di diffusione elastica, se Y e b sono nel loro stato fondamentale, o inelastica se Y e b sono in uno stato eccitato.

- Se uno o due nucleoni vengono trasferiti tra il proiettile e il bersaglio allora si tratterà di una reazione di trasferimento.

Le reazioni possono essere anche contraddistinte dai meccanismi che governano il

processo:

-Reazioni dirette, possono inserire o rimuovere un nucleone di Y e servono principalmente per indagare la struttura a *shell* dei nuclei. Tramite questo processo si possono raggiungere diversi stati eccitati di Y .

-Reazioni di nucleo composto, i nuclei proiettili e bersagli si fondono in un nuovo nucleo con una completa condivisione dell'energia prima di emettere la particella uscente b .

-Reazioni di risonanza, la particella incidente forma uno stato quasi-legato prima dell'emissione di b . Si può notare come queste tipo di reazioni siano un sottoinsieme delle reazioni di nucleo composto.

Se assumiamo che la particella incidente sia un neutrone allora in questo caso particolare i meccanismi di reazione possono essere classificati come:

A) Diffusione elastica.

B) Reazioni con formazione di nucleo composto e reazioni dirette.

In generale le reazioni di diffusione possono verificarsi per qualsiasi energia del neutrone incidente, mentre quelle di nucleo composto solo se la somma dell'energia cinetica del neutrone e della sua energia di legame corrisponde ad uno dei livelli del nucleo bersaglio.

A loro volta le reazioni di tipo B) possono essere:

1) Reazioni di diffusione di risonanza:

-diffusione elastica di risonanza (n,n): il neutrone viene assorbito dal nucleo e poi rimesso con la stessa energia di incidenza.

-diffusione anelastica di risonanza, (n,n') o ($n,\gamma n$): il neutrone assorbito viene rimesso con un'energia inferiore, mentre il bersaglio rimane in uno stato eccitato da cui successivamente decade emettendo uno o più fotoni.

2) Reazioni di cattura:

- Cattura radiativa (n,γ): il neutrone incidente è assorbito dal bersaglio, il quale si trasforma nell'isotopo più pesante, formando uno stato eccitato che decade per emissione γ . Se l'isotopo è instabile, dopo il decadimento allo stato fondamentale, questo decade β nell'elemento vicino.

-Reazioni del tipo (n,p), (n,α), (n,np), ($n,2n$): per energie successivamente elevate

il nucleo può emettere più particelle cariche e/o neutroni.

-Fissione: può avvenire in seguito alla cattura di un neutrone da parte di un nucleo pesante, il nucleo composto risultante è profondamente perturbato e si scinde in due nuclei medio pesanti liberando una grande quantità di energia e particelle di varia natura, tra cui due o tre neutroni.

Secondo queste classificazioni quindi la reazione $^{22}\text{Ne}+\alpha$ è una reazione di risonanza indotta in cui una particella α interagisce con il nucleo ^{22}Ne formando uno stato quasi-legato (^{26}Mg)*.

Il nucleo composto così formato può decadere per emissione di un neutrone $^{25}\text{Mg}+n$, per emissione di una cascata elettromagnetica $^{26}\text{Mg}+\gamma$, oppure tramite un processo di diffusione elastica emettendo una particella α $^{22}\text{Ne}+\alpha$.

La reazione inversa $n+^{25}\text{Mg}$ invece può essere classificata come una reazione di risonanza indotta da neutroni. Anche questa formerà un nucleo composto (^{26}Mg)* che potrà decadere nelle stesse maniere della reazione diretta. Le combinazioni di particelle in cui può decadere il nucleo composto generalmente vengono dette canali della reazione e si fornirà una definizione più formale nel successivo paragrafo.

Entrambe le reazioni quindi danno come risultato intermedio la formazione di un nucleo composto di (^{26}Mg)* ma la differenza fondamentale tra queste due risiede nel fatto che la reazione diretta forma stati eccitati del ^{26}Mg tramite particelle di spin-parità $J^\pi=0^+$ quella “inversa” invece tramite particelle con spin-parità $J^\pi=1/2^+$ per il neutrone e $J^\pi=5/2^+$ per il ^{25}Mg [11].

Poichè ogni reazione forma solo stati del nucleo composto compatibili con lo spin-parità delle particelle reagenti, gli stati popolati da $^{22}\text{Ne}+\alpha$ sono un sottoinsieme degli stati che possono essere popolati da $^{25}\text{Mg}+n$.

Se la particella bersaglio ha spin \vec{I} e parità π_1 , mentre quella proiettile i e π_2 allora lo spin del canale \vec{j} è dato dalla somma vettoriale $\vec{i}+\vec{I}$ e la parità dal prodotto $\pi_1 \cdot \pi_2$.

	\vec{i}	\vec{I}	\vec{j}	π	$\pi_1 \times \pi_2$
^{22}Ne	0		0	+	+
α		0		+	
^{25}Mg		$\frac{5}{2}$	2,3	+	+
n	$\frac{1}{2}$			+	

Tabella II: Valori di spin, parità e momento angolare delle particelle coinvolte nella sorgente neutronica.

1.2.1 Formalismo della Matrice R

Consideriamo un fascio di particelle che si propaghi lungo z. Per il dualismo onda particella possiamo esprimerlo come somma di onde parziali per dati valori di momento angolare:

$$\Psi_{inc} = A e^{ikz} = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos\theta)$$

Dove A è una costante di normalizzazione, $j_l(kr)$ la funzione di Bessel e $P_l(\cos\theta)$ il polinomio di Legendre. La funzione d'onda piana del fascio incidente è stata quindi scritta come una sovrapposizione di onde sferiche, in quanto le particelle uscenti saranno descritte da una funzione d'onda sferica[13].

Quando la particella proiettile è distante dal nucleo la funzione di Bessel ha la forma:

$$j_l(kr) \cong \frac{\text{sen}(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} = i \frac{e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}}{2kr}$$

Quindi la funzione d'onda incidente risulta:

$$\Psi_{inc} = A e^{ikz} = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) (e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}) P_l(\cos\theta)$$

Il primo termine che comprende e^{-ikr} rappresenta una funzione d'onda sferica incidente sul bersaglio, mentre il secondo, che comprende e^{+ikr} rappresenta una

funzione d'onda sferica uscente dal bersaglio. La sovrapposizione di queste due onde è quindi un'onda piana[13].

Gli effetti di diffusione sono presenti solo sulla funzione d'onda uscente e portano ad una differenza rispetto all'onda incidente principalmente in due modi: attraverso un cambio di fase o attraverso una modifica dell'ampiezza. Diffusioni elastiche modificano la fase dell'onda uscente, mentre diffusioni di tipo inelastico la sua ampiezza.

Per tenere conto degli effetti che modificano la funzione d'onda uscente introduciamo un coefficiente complesso η_l , ne risulta quindi una funzione d'onda che è la somma di quella incidente Ψ_{inc} e uscente Ψ_{sc} dal nucleo bersaglio:

$$\Psi = \Psi_{inc} + \Psi_{sc} = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) (e^{-i(kr-l\pi/2)} - \eta_l e^{+i(kr-l\pi/2)}) P_l(\cos\theta)$$

Dato il corto raggio di interazione della forza nucleare è necessario suddividere lo spazio in una regione esterna e una interna al nucleo separate da una superficie ideale di raggio:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$$

dove A è il numero di massa del nucleo bersaglio, e R_0 una costante con valore di circa 1,2 fm [13]. Nella regione esterna la forza nucleare è trascurabile per cui si può pensare al neutrone come un sistema indipendente. Nella regione interna invece domina la forza nucleare per cui c'è un alta probabilità che si formi un nucleo composto avente un numero di massa aumentato di un'unità rispetto al nucleo bersaglio originale. Si può allora considerare la funzione d'onda che descrive il nucleo composto come una combinazione lineare di funzioni d'onda sferiche che soddisfino la condizione imposta dal corto raggio dell'interazione nucleare. Ogni funzione d'onda rappresenta un livello quasi-stazionario del nucleo composto, ed è possibile definire un parametro $\gamma_{cc'}$ corrispondente alla probabilità di decadere nel canale di uscita c' tramite la formazione dello stato eccitato dal canale di entrata c [14]. Un canale di una reazione in genere viene definito interamente tramite:

- La combinazione di particelle coinvolte nella reazione che possono formare il

nucleo composto. Se consideriamo il nucleo composto ^{26}Mg tramite la reazione diretta o inversa allora queste saranno $^{25}\text{Mg}+n$, $^{22}\text{Ne}+\alpha$ e $^{26}\text{Mg}+\gamma$.

- \vec{J} , il momento angolare totale in unità di \hbar .

- l , il momento angolare orbitale in unità di \hbar .

- \vec{j} , lo spin del canale in unità di \hbar .

Conoscendo i valori di questi parametri è possibile trovare gli stati di spin-parità delle risonanze che vengono descritti dalla relazione:

$$|j - l| \leq J \leq |j + l|$$

Dove J è lo spin della risonanza. I valori riferiti alle risonanze sono riportati in Tabella III.

	j	l	J^π
$^{22}\text{Ne}+\alpha$	0	0	
		1	1^-
		2	2^+
$^{25}\text{Mg}+n$	2	0	2^+
		1	$1^-, 2^-, 3^-$
		2	$0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 4^+$
	3	0	3^+
		1	$2^-, 3^-, 4^-$
		2	$1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+$

Tabella III: Stati di spin-parità delle risonanze.

Le funzioni d'onda la cui combinazione lineare descrive il nucleo composto e che ne rappresentano i suoi stati eccitati possono essere rappresentate tramite la matrice di scattering $U_{cc'}$ ed ogni livello può essere descritto tramite uno sfasamento $\delta_{cc'}$ [14].

È possibile ora definire una grandezza fondamentale correlata alla probabilità che si verifichi un dato processo quando l'onda incidente interferisce col bersaglio. Questa grandezza prende il nome di sezione d'urto e come verrà mostrato in

seguito dipende fortemente dall'energia. Consideriamo per ora solo gli effetti di diffusione elastica relativi ad un livello. In questo caso il coefficiente complesso introdotto per tenere conto dei processi di diffusione elastica o inelastica risulterà $|\eta_l|=1$ in quanto la diffusione inelastica come specificato in precedenza modifica solamente l'ampiezza, di conseguenza possiamo esprimerlo come $\eta_l = e^{i2\delta_{cc}}$.

La sezione d'urto relativa al processo di diffusione elastica risulta:

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) |1-\eta_l|$$

dove λ è la lunghezza d'onda relativa delle particelle incidenti.

Considerando l'espressione esplicita di η_l si può riscrivere σ_{sc} come:

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) \text{sen}^2(\delta_l)$$

Per gli altri canali di reazione invece si ottiene:

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) (1-|\eta_l|^2)$$

La sezione d'urto totale è data dalla somma:

$$\sigma_t = \sigma_r + \sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) (1 - \text{Re} \eta_l)$$

Ed è legata alla probabilità di formazione del nucleo composto.

Considerando più livelli il termine $(1 - \text{Re} \eta_l)$ diventa la matrice $R = (1 - \text{Re} U_{cc})$, funzione della matrice di scattering.

I termini della matrice R, e della matrice U, sono definiti in funzione dei parametri γ_{rc} e $\gamma_{rc'}$ che sono legati alla probabilità di formazione del nucleo composto ed alla sua probabilità di decadimento attraverso il canale c' rispettivamente. Risulta quindi:

$$R_{cc'} = \sum_r \frac{\gamma_{rc} \gamma_{rc'}}{E_r - E}$$

Dove E_r indica l'energia delle particelle proiettile per cui è massimo il valore della sezione d'urto e quindi massima la probabilità che si formi un nucleo composto.

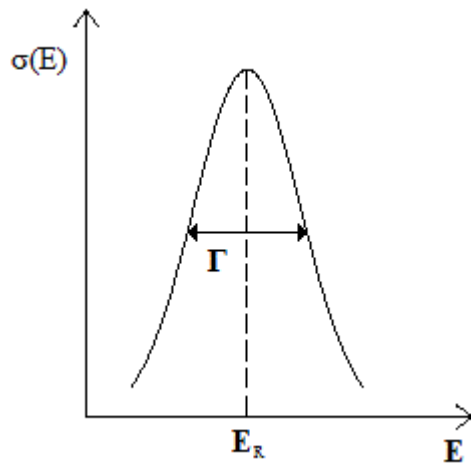


Figura 4: Larghezza a mezza altezza Γ della risonanza.

Se si grafica il valore della sezione d'urto in funzione dell'energia delle particelle incidenti si nota che in certe regioni energetiche è possibile osservare dei picchi. Questi picchi sono presenti ai valori di energia E_r per cui è massima la probabilità di formazione del nucleo composto e vengono chiamati risonanze. Dalla forma di queste risonanze siamo in grado di ricavare molte informazioni. Definiamo il parametro Γ come la *larghezza a metà altezza* della risonanza mostrata in Figura 4 [15]. Il livello eccitato corrispondente alla risonanza ha una vita media τ correlata alla larghezza Γ per il principio di indeterminazione di Heisenberg[13]:

$$\Gamma \tau \sim \hbar$$

Inoltre se si considerano i diversi modi di decadimento di uno stato eccitato allora:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i$$

Dove Γ_i rappresenta la larghezza della risonanza associata a un canale. Si può quindi valutare la probabilità che il nucleo decada nel canale i -esimo:

$$P_i = \frac{1/\tau_i}{\sum_j 1/\tau_j}$$

Dove τ_i è il tempo medio di decadimento del canale i -esimo.

1.2.2 Formula di Breit-Wigner

La formula di Breit-Wigner fornisce una approssimazione per la forma di una risonanza isolata di un nucleo composto.

La forma di una risonanza può essere ottenuta sviluppando in serie di Taylor lo shift della fase δ_l , di un singolo livello, nell'intorno dell'energia corrispondente E_R .

Considerando la cotangente si ottiene:

$$\cot \delta_l(E) = \cot \delta_l(E_R) + (E - E_R) \left(\frac{\partial \cot \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} + \frac{1}{2} (E - E_R)^2 \left(\frac{\partial^2 \cot \delta_l}{\partial E^2} \right)_{E=E_R} + \dots$$

dove:

$$\left(\frac{\partial \cot \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} = - \left(\frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R}$$

Definiamo la larghezza Γ della risonanza come:

$$\Gamma = 2 \left(\frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R}^{-1}$$

Dunque posso riscrivere il termine $\sin^2(\delta_l)$ presente nel termine della sezione d'urto di scattering σ_{sc} come:

$$\sin^2(\delta_l) = \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}$$

E la sezione d'urto risulta:

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}$$

Il risultato ottenuto può essere generalizzato in due modi: possiamo tenere conto dell'effetto dello spin delle particelle coinvolte oppure possiamo considerare le diverse ampiezze della risonanza relative ai diversi modi che lo stato eccitato corrispondente ha di decadere.

Consideriamo l'effetto dello spin. Se i e I sono gli spin associati alla particella proiettile e bersaglio, rispettivamente, allora il momento angolare totale J è:

$$\vec{J} = \vec{i} + \vec{I} + \vec{l}$$

Il fattore $(2l+1)$ in σ_{sc} viene rimpiazzato con

$$g = \frac{(2J+1)}{(2i+1)(2I+1)}$$

il quale corrisponde a $(2l+1)$ se non sono considerati gli spin associati alle particelle.

Il fattore Γ^2 , presente anche nel numeratore di σ_{sc} , è correlato alla formazione della risonanza e alla probabilità di decadere in un particolare canale.

Per una generica reazione $a+X \rightarrow Y+b$ è necessario considerare le larghezze parziali Γ_{aX} e Γ_{bY} relative ai canali di entrata e uscita ottenendo:

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX} \Gamma_{bY}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}$$

Che rappresenta un esempio di Breit-Wigner[13].

Nel caso più generale possiamo scrivere la formula come:

$$\sigma(E) = \frac{4\pi\lambda^2 g \Gamma_i \Gamma_j}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}$$

Dove Γ_i, Γ_j corrispondono alle larghezze parziali relative ai canali aperti, $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$

e Γ la somma di tutte le larghezze associate ai canali.

1.2.3 Sezioni d'urto indotte da neutroni

La sezione d'urto è una grandezza fondamentale nello studio delle reazioni nucleari ed è legata alla probabilità che si verifichi un dato processo.

Per un dato nucleo, quando una particella proiettile incide su di esso si possono avere diversi canali di reazione(cattura, diffusione,..) con probabilità indipendenti.

La sezione d'urto totale è quindi definita come la somma di tutte le sezioni d'urto relative ai canali della reazione:

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i$$

Nello studio della reazione $^{25}\text{Mg}+n$ la sezione d'urto totale del processo risulta:

$$\sigma_{tot} = \sigma_\gamma + \sigma_n + \sigma_\alpha$$

Ed è relativa alla probabilità di formazione di un nucleo composto P_{nc} .
 Conseguentemente possiamo considerare le sezioni d'urto σ_i come:

$$\sigma_i \propto P_{nc} P_i \quad (i=n,\alpha,\gamma)$$

Dove P_i è la probabilità che il nucleo composto decadi nel canale i -esimo e può essere espressa come $P_i = \Gamma_i / \Gamma$.

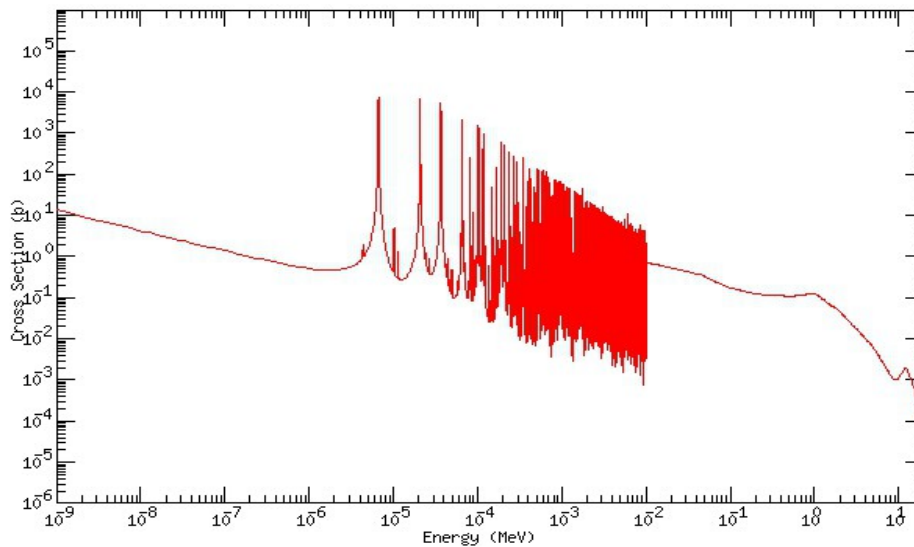


Figura 5: Andamento della sezione d'urto totale della reazione $n+^{238}\text{U}$. È possibile notare le due regioni di risonanza risolte e non risolte.

Come già accennato le risonanze osservate corrispondono ai casi in cui la probabilità di cattura della particella proiettile è massima e ogni picco corrisponde a un livello eccitato del nucleo composto che poi decadrà, nel caso del ^{26}Mg nei canali (n,n) , (n,γ) , (n,α) , anche se la probabilità di decadimento nel canale (n,α) è molto piccola[7].

Nella Figura 5 è mostrato un esempio di andamento della sezione d'urto totale: si nota che le risonanze sono presenti solo in un intervallo di energie. Questo intervallo a sua volta può essere distinto in due regioni[15]:

- La regione delle risonanze risolte *RRR*, in genere a più basse energie, ed è caratterizzata da una struttura di risonanze ben separate con una distanza reciproca molto grande paragonata alla loro larghezza Γ .

- La regione delle risonanze non risolte *URR* è in genere a energie più alte e si presenta come una sovrapposizione di risonanze poiché la loro larghezza Γ eccede la distanza tra due risonanze consecutive.

1.3 Osservabili sperimentali

Le misure sperimentali non danno accesso direttamente alla sezione d'urto, ma a quantità correlate ad essa. In particolare si individuano due categorie di misure: misurazioni di trasmissione, dalla quale si determina la sezione d'urto totale del processo, e misurazione di sezione d'urto di una particolare reazione. Negli esperimenti di Trasmissione la quantità osservata è la frazione di neutroni che attraversa il campione senza interagire.

Per un fascio di neutroni perpendicolare al bersaglio il valore atteso della trasmissione T è:

$$T = e^{-n\sigma_{\text{tot}}}$$

dove σ_{tot} è la sezione d'urto totale e n è il numero di atomi per unità di area nel campione[15].

Sperimentalmente la trasmissione T_{exp} è ottenuta tramite il rapporto delle particelle entranti C_{in} e uscenti C_{out} dal bersaglio dopo aver sottratto i contributi di background B_{in} e B_{out} . Quindi può essere espressa come:

$$T_{\text{exp}} = N_T \frac{C_{\text{in}} - B_{\text{in}}}{C_{\text{out}} - B_{\text{out}}}$$

Dove il fattore N_T è una costante di normalizzazione.

La trasmissione sperimentale T_{exp} è quindi una misura diretta della trasmissione teorica se la misure vengono effettuate in una determinata situazione:

- Il campione deve essere perpendicolare rispetto al fascio parallelo di particelle incidenti.
- Tutti i neutroni rilevati devono essere passati attraverso il campione.
- I neutroni che hanno subito uno scattering non devono essere rilevati.

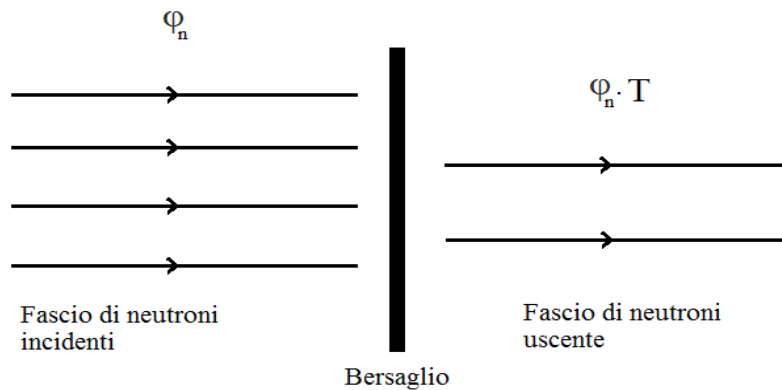


Figura 7: Schema del fenomeno di trasmissione. Vengono rilevate solo le particelle non interagenti, che sono ridotte dal fattore di Trasmissione.

Per la misura delle sezioni d'urto di una particolare reazione invece la quantità di interesse è lo *yield* Y che rappresenta la frazione di neutroni incidenti che inducono una reazione di cattura nel campione, nel caso di reazioni di cattura neutronica. Il valore atteso dello yield può essere espresso come la somma di vari contributi: Y_0 , lo yield di cattura vero e proprio e Y_m dovuto alla cattura radiativa di un neutrone che ha già subito un processo di diffusione:

$$Y_\gamma = Y_0 + Y_m$$

Il valore atteso per Y_0 è:

$$Y_0 = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}}$$

dove σ_γ è la sezione d'urto della reazione (n, γ).

Nel caso particolare in cui $n\sigma_{tot} \ll 1$, che può accadere per campioni molto sottili o per piccole sezioni d'urto, allora il reaction Yield Y_0 risulta proporzionale alla sezione d'urto di reazione e si può scrivere:

$$Y_0 \approx n\sigma_\gamma$$

Il contributo di Y_m è una delle parti più complicate da calcolare, per questo si utilizzano diverse approssimazioni implementate nei codici per l'analisi della risonanza.

Il valore sperimentale dello *yield* Y_{exp} è ottenuto tramite il rapporto tra le particelle soggette alla reazione C_r , corretto dal contributo di background B_r

diviso il flusso di neutroni ϕ [15]:

$$Y_{\text{exp}} = \frac{C_r - B_r}{K_r \phi}$$

Dove K_r può essere considerato come una efficienza effettiva ed è definito come:

$$K_r = \varepsilon_r \Omega_r P_r A_r$$

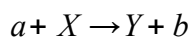
Dove :

- A_r è l'area effettiva del campione vista dal fascio di particelle incidenti;
- P_r è la probabilità che si “perdano” dei prodotti di reazione dal campione;
- Ω_r è l'angolo solido tra il bersaglio e il sistema di rilevazione;
- ε_r è l'efficienza del sistema di rilevazione di rilevare un evento risultante da una reazione (n,r) da un nuclide k.

1.4 Reaction rate

La connessione fra l'astrofisica e gli aspetti relativi alla fisica nucleare della nucleosintesi è dovuta al reaction rate r relativo a una reazione nucleare.

Per una reazione generica:



Il reaction rate viene definito come il prodotto fra l'effettiva area F della reazione e il flusso delle particelle proiettili a . L'area effettiva per la reazione vista dai proiettili sarà uguale alla sezione d'urto per un singolo nucleo per la densità di nuclei bersaglio n_X , quindi:

$$F = n_X \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(v, T)$$

dove v è la velocità relativa tra le particelle a e X .

Si nota che la sezione d'urto dipende anch'essa dalla temperatura T a causa della possibile presenza di nuclei eccitati dall'energia termica[16].

Il flusso di particelle proiettile a sarà dato da: $\phi = n_a v$.

Quindi otteniamo l'espressione del reaction rate:

$$r(v, T) = F \phi = n_X n_a \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(v, T) v$$

Se si considera il flusso di particelle come un gas perfetto all'equilibrio termico, la velocità relativa delle particelle segue la distribuzione *Maxwell-Boltzmann* $\rho(v,T)$. Di conseguenza per ottenere il reaction rate per unità di volume è necessaria un'integrazione su tutte le possibili velocità relative, ottenendo[16]:

$$r(T) = \int_0^{\infty} \Phi(v, T) F(v, T) d^3 v = n_a n_X \int_0^{\infty} \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(v, T) v \rho(v, T) d^3 v$$

è possibile inoltre riesprimere r utilizzando le coordinate del centro di massa.

Data quindi la massa ridotta

$$\mu = \frac{m_a m_X}{m_a + m_X}$$

e l'espressione esplicita della distribuzione Maxwell-Boltzmann

$$\rho(v, T) = \left(\frac{\mu}{2\pi k T} \right)^{3/2} e^{-\mu v^2 / (2kT)}$$

l'espressione del reaction rate può essere riscritta come integrazione sull'energia del centro di massa E tenendo conto delle relazioni:

$$d^3 v = 4\pi v^2 dv \quad ; \quad E = \frac{1}{2} m v^2$$

Risulta:

$$\begin{aligned} \frac{r(T)}{n_a n_X} &= \int_0^{\infty} \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(v, T) v \left(\frac{\mu}{2\pi k T} \right)^{3/2} e^{-\mu v^2 / (2kT)} d^3 v = \\ &= \sqrt{\frac{8}{\pi \mu}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(E, T) E e^{E/(kT)} dE = \\ &= \int_0^{\infty} \sigma_{(aX \rightarrow bY)}(E, T) \rho_p(E, T) dE = \langle \sigma v \rangle_{(aX \rightarrow bY)} \end{aligned}$$

Dove in questo caso si trova la più comune dipendenza della sezione d'urto dall'energia $\sigma = \sigma(E, T)$.

Inoltre se si è in condizioni di non degenerazione il reaction rate (in $\text{cm}^3/\text{s}/\text{mole}$) in può essere espresso tramite la formula approssimata [17]:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_r \cong \frac{1.54 \times 10^5 (2J+1) \Gamma_\alpha}{\mu^{3/2} T_9^{3/2} e^{11.605 E_R / T_9}}$$

Dove:

- J è lo spin della risonanza;
- Γ_α , la larghezza relativa al canale α (in eV);
- μ , la massa ridotta;
- T_9 , la temperatura in GK ($T_9 = T/10^9$ K);
- E_R , l'energia corrispondente alla risonanza nel sistema di centro di massa (MeV);
- N_A , è il numero di Avogadro.

Per una precisa misura del reaction rate è quindi fondamentale conoscere la sezione d'urto della reazione in maniera molto accurata almeno nel range di energie e temperature interessate. Nelle stelle che producono gli elementi tramite cattura neutronica, le temperature sono dell'ordine di $T \sim 10^8$ K, di conseguenza gli intervalli energetici di interesse variano da 8 a 23 keV nelle stelle AGB e da 25 a 90 keV nelle stelle massive.

Capitolo 2

Caratterizzazione della sorgente di neutroni



In questo capitolo verranno illustrate le vie sperimentali adottate per lo studio della reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Verrà discussa la difficoltà che si è presentata nelle misure “dirette” e il conseguente uso delle misure “indirette” nella valutazione del reaction rate. Infine verranno illustrate brevemente le due *facility* nelle quali sono stati condotti gli esperimenti e i risultati ottenuti dalle misurazioni sperimentali.

2.1 Difficoltà della misura diretta del reaction rate

Come anticipato nei precedenti paragrafi il processo-s nelle stelle è responsabile della nucleosintesi di circa la metà degli elementi pesanti dopo il ferro. Per ottenere un preciso modello matematico di questo processo è necessario conoscere il rate di reazione delle sorgenti neutroniche, e quindi la loro sezione d'urto. In particolare ci soffermeremo sulla sorgente $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{25}\text{Mg} + n$.

La produzione di neutroni tramite la cattura di una particella α da parte di ^{22}Ne avviene tramite un processo di risonanza che si verifica quando si forma il nucleo composto $^{26}\text{Mg}^*$ in stato eccitato. Gli stati popolati di $^{26}\text{Mg}^*$ possono decadere nel canale $^{25}\text{Mg} + n$ con l'emissione di un neutrone, oppure con una cascata elettromagnetica nello stato fondamentale $^{26}\text{Mg} + \gamma$ (Figura 8).

Alle temperature in cui avviene il processo-s (T circa 10^8 K) lo yield di cattura neutronica è definito tramite l'abbondanza di ^{22}Ne e il branching ratio tra i due possibili canali di uscita. La quantificazione dell'abbondanza di ^{22}Ne risulta però incerta. Infatti la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}^*$ risulta già energeticamente favorevole a

temperature minori di quelle necessarie per il processo-s, di conseguenza le abbondanze di ^{22}Ne cominciano a variare prima che si raggiungano le temperature necessarie per l'innesco della $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ ($Q = -478 \text{ keV}$) fondamentale per lo svolgimento del processo-s [18].

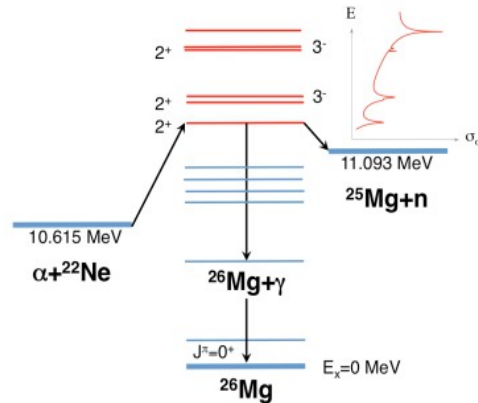


Figura 8 : Schema dei livelli (non in scala) del ^{26}Mg . Sono mostrati i canali di entrata e di uscita della reazione. I livelli colorati di rosso corrispondono agli stati di spin-parità naturali osservati nelle misurazioni indirette.

Un'altra sorgente di incertezza è legata alla sezione d'urto della reazione $^{25}\text{Mg}(n, \gamma) ^{26}\text{Mg}^*$. Quando i neutroni vengono prodotti durante il processo-s infatti possono subire una cattura radiativa da parte del *veleno* ^{25}Mg . Questo processo però è ancora in fase di studio e sono necessari ancora alcune misurazioni per poter quantificare il suo contributo nel modello matematico del processo-s[19].

In linea di principio quindi si potrebbe studiare la reazione in maniera diretta facendo collidere un fascio di particelle- α contro un bersaglio di ^{22}Ne ottenendo in questo modo diverse risonanze.

A causa della barriera Coulombiana e alla presenza del fondo cosmico non si è riusciti ad osservare però risonanze per energie della particella α minori di $832 \pm 2 \text{ keV}$, come nelle misure effettuate nel 2001 da Jaeger [20], o di $623 \pm 6 \text{ keV}$ in quelle di Drotleff[20], entrambe significativamente sopra l'intervallo energetico corrispondente alle temperature relative del processo-s. Come mostrato in Figura 9 per valori di energia minori di quello corrispondente all'ultima risonanza

l'andamento della sezione d'urto rimane costante al valore di circa 10^{-11} barn, o 10^{-10} barn, essendo questa la sensibilità raggiunta nelle misurazioni. Inoltre non sono state possibili misurazioni al di sotto di 570 keV, valore di soglia della reazione $^{22}\text{Ne} + \alpha$.

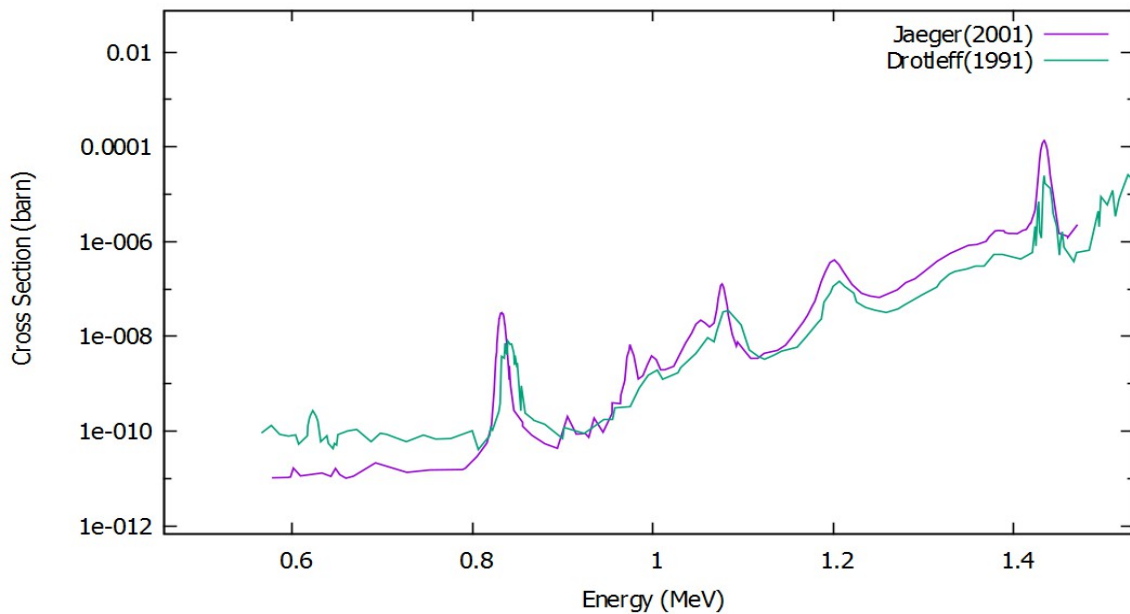


Figura 9 : Grafico della sezione d'urto in funzione dell'energia delle particelle incidenti (particelle α) relative alla reazione $^{22}\text{Ne} + \alpha$. Sono rappresentate due set di misurazioni effettuate da M. Jaeger(nel 2001) e H.W. Drotleff(nel 1991)[20]. La discrepanza dei due andamenti è dovuta alla maggiore risoluzione nelle misure effettuate da Jaeger. Si può notare come nelle misurazioni a maggiore risoluzione energetica l'ultimo picco visibile è a circa 830 keV.

Queste indeterminazioni si ripercuotono sul valore effettivo del reaction rate.

2.2 Misure indirette

Per fare fronte alla mancanza di dati sperimentali, causata dagli effetti di barriera coulombiana e fondo cosmico, si è cercato di popolare gli stati del ^{26}Mg tramite la reazione $^{25}\text{Mg} + n$. Utilizzando il neutrone come particella proiettile si riescono ad arginare almeno gli effetti dovuti alla barriera coulombiana. In particolare, sono stati condotti degli esperimenti relativi alla misura della sezione d'urto di $^{25}\text{Mg}(n,\gamma)$, alla facility n_TOF [21] al CERN (European Council for Nuclear

Research, situato a Ginevra), e di $^{25}\text{Mg}(n,\text{tot})$ alla facility GELINA [22] situata al IRMM (Institute for Reference Materials and Measurements, situato a Geel).

Queste misurazioni hanno permesso di ottenere informazioni sulle risonanze a minori energie che non sono state possibili osservare nella misura diretta. A questo fine sono stati calcolati i valori di energia di particelle α corrispondenti alle energie dei neutroni nella reazione $n+^{25}\text{Mg}$.

In precedenza diverse valutazioni avevano assunto che tutti gli stati eccitati prodotti dalla reazione $^{25}\text{Mg}+n$ partecipassero attivamente alla valutazione del reaction rate. Questo approccio però sovrastima il contributo al reaction rate delle sorgenti di neutroni relative al processo-s poiché nella reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha,n) ^{25}\text{Mg}$ gli stati eccitati del nucleo composto ^{26}Mg sono formati attraverso particelle, ^{22}Ne e ^4He , di spin 0 [23]. Conseguentemente a quanto detto solo un sottoinsieme degli stati popolati dalla reazione $^{25}\text{Mg}+n$ corrispondono a quelli della reazione diretta.

2.2.1 La facility GELINA

L'esperimento inerente alla sezione d'urto totale è stato condotto alla *facility* GELINA, situata al IRMM in Belgio.

GELINA è una *multi-user facility* con 10 stazioni di misurazione ed è particolarmente adatta a questo tipo di misure in quanto la piccola dimensione del materiale-sorgente di neutroni e l'eccellente tempo caratteristico degli elettroni nell'acceleratore lineare permette una risoluzione energetica adatta a misurazioni di risonanze della sezione d'urto nell'ordine dei keV [24]. I neutroni sono prodotti tramite una radiazione di Bremsstrahlung, proveniente da elettroni ad energie di 100MeV, che interferisce con un bersaglio di Uranio. Una volta prodotti, i neutroni vengono collimati per ridurre il diametro del fascio fino a 35mm, alla posizione del bersaglio di Magnesio. Il campione venne posizionato a 23 metri dalla sorgente neutronica [22].

Le misure sono state effettuate alla stazione di misurazione della trasmissione posta a 50m dalla sorgente di neutroni.

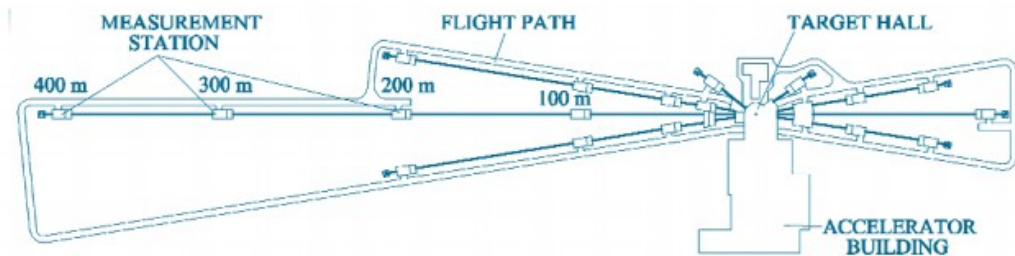


Figura 11 : Schema della facility GELINA [24].

Il campione (fornito da National Isotope Development Center of the Oak Ridge National Laboratory - USA) usato in questo esperimento consiste in un disco metallico di raggio 1,18cm e spessore 0,7 cm con una densità $n_T=(5,02\pm 0,04) \times 10^{-2}$ atoms/barn [22].

Furono effettuate inoltre diverse misurazioni per stimare il contributo di background e ridurre al minimo gli effetti.

2.2.2 La facility n_TOF

Come già accennato le misure relative alla sezione d'urto della reazione $^{25}\text{Mg}(n,\gamma)$ sono state condotte nella *facility* n_TOF situata al CERN, a Ginevra.

La *facility* n_TOF (Figura 12) è in grado di produrre un grande flusso di neutroni tramite reazioni di spallazione indotte da protoni ad energie di circa 20 GeV che collidono con un bersaglio di piombo [21]. L'energia cinetica dei neutroni prodotti viene determinata tramite la misura del tempo di volo Δt , tramite la relazione:

$$E_n = m_n c^2 \left[\frac{c}{\varepsilon} - 1 \right] \quad \text{e} \quad \varepsilon = \sqrt{c^2 - \left(\frac{L}{\Delta t} \right)^2}$$

dove m_n è la massa del neutrone, c la velocità della luce e L il percorso di volo dei neutroni, dal bersaglio di piombo fino al campione di ^{25}Mg , di circa 185 m. La considerevole lunghezza del percorso di volo permette di ottenere una risoluzione energetica particolarmente adeguata per lo studio delle risonanze della sezione d'urto di reazione [19].

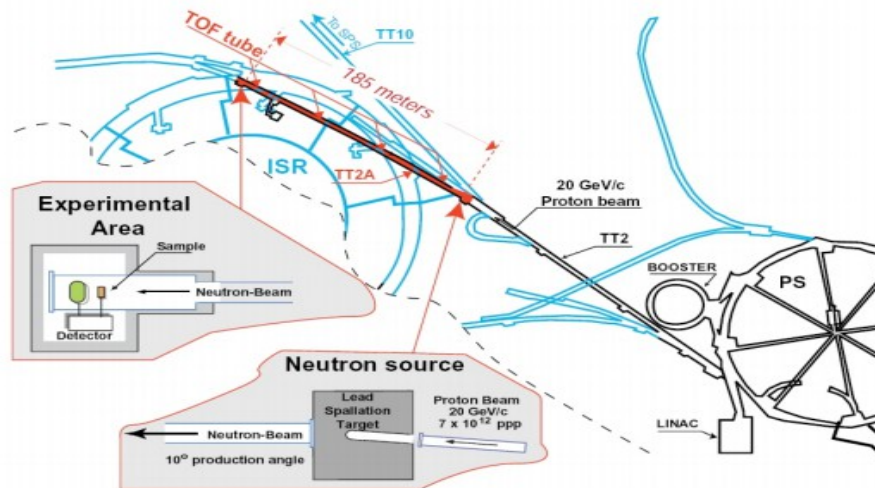


Figura 12: Schema della facility n_TOF.

Il campione di ^{25}Mg utilizzato in queste misure era un disco metallico con diametro pari a circa 22 mm e una densità $n_T=0.01234$ atoms/barn (fornito da Science-Technical Centre “Stable Isotopes” Obninsk, Russia).

2.3 Risultati

Le misurazioni effettuate nelle due *facility* n_TOF e GELINA sono riportate in Figura 10 [18].

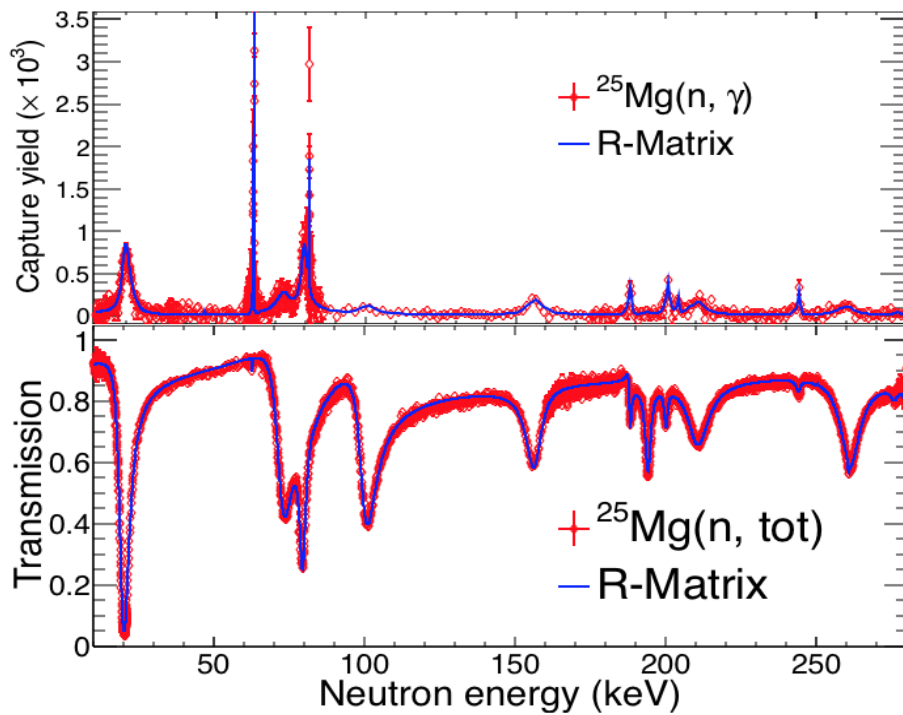


Figura 10: Dati sperimentali dello yield e della trasmissione relativi agli esperimenti a n_TOF e GELINA. Le parti in rosso corrispondono a rilevazioni sperimentali, mentre quelle in blu alle parametrizzazioni delle risonanze tramite il formalismo della matrice R.

Come mostrato in Tabella IV, le misurazioni hanno manifestato forti evidenze di stati di spin-parità naturali per i valori di $E_x=589,649,656,779$ e 786 keV [18], calcolati dai valori delle energie dei neutroni corrispondenti.

Grazie alla migliore risoluzione energetica che si è ottenuta in questi esperimenti è stato possibile individuare picchi corrispondenti ad energie relativamente vicine, come le coppie $649-656$ keV o $779-786$ keV.

E_n keV	E_x keV	E_α^{Lab} keV	ℓ \hbar	J^π \hbar	Γ_γ eV	Γ_n eV
19.92 ± 0.01	11112	589	0	2^+	1.37 ± 0.06	2095 ± 5
62.73 ± 0.01	11154		2	1^+	4.4 ± 0.5	7 ± 2
72.82 ± 0.01	11163	649	0	2^+	2.8 ± 0.2	5310 ± 50
79.23 ± 0.01	11169	656	1	3^-	3.3 ± 0.2	1940 ± 20
81.11 ± 0.01	11171				5 ± 1	$1 - 30$
100.33 ± 0.02	11190		0	3^+	1.3 ± 0.2	5230 ± 30
155.83 ± 0.02	11243		1	2^-	4.7 ± 0.5	5950 ± 50
187.95 ± 0.02	11274	779	0	2^+	2.2 ± 0.2	410 ± 10
194.01 ± 0.02	11280	786	1	3^-	0.3 ± 0.1	1810 ± 20
199.84 ± 0.02	11285		1	2^-	4.8 ± 0.4	1030 ± 30
203.88 ± 0.04	11289				0.9 ± 0.3	$3 - 20$
210.23 ± 0.03	11295		1	2^-	6.6 ± 0.6	7370 ± 60
243.98 ± 0.02	11328	843	1	3^-	1.6 ± 0.2	114 ± 6
260.84 ± 0.08	11344				1.0 ± 0.2	$300 - 3900$
261.20 ± 0.02	11344		> 0	> 3	3.0 ± 0.3	$6000 - 9000$

Tabella IV : Sono riportati i dati relativi alle misure $n+^{25}\text{Mg}$. Gli stati di spin-parità in grassetto corrispondono a stati di spin-parità naturali che contribuiscono alla valutazione del reaction rate.

In Figura 11 invece sono mostrate le risonanze che identificano gli stati di spin-parità naturali corrispondenti a valori di energie per particelle α .

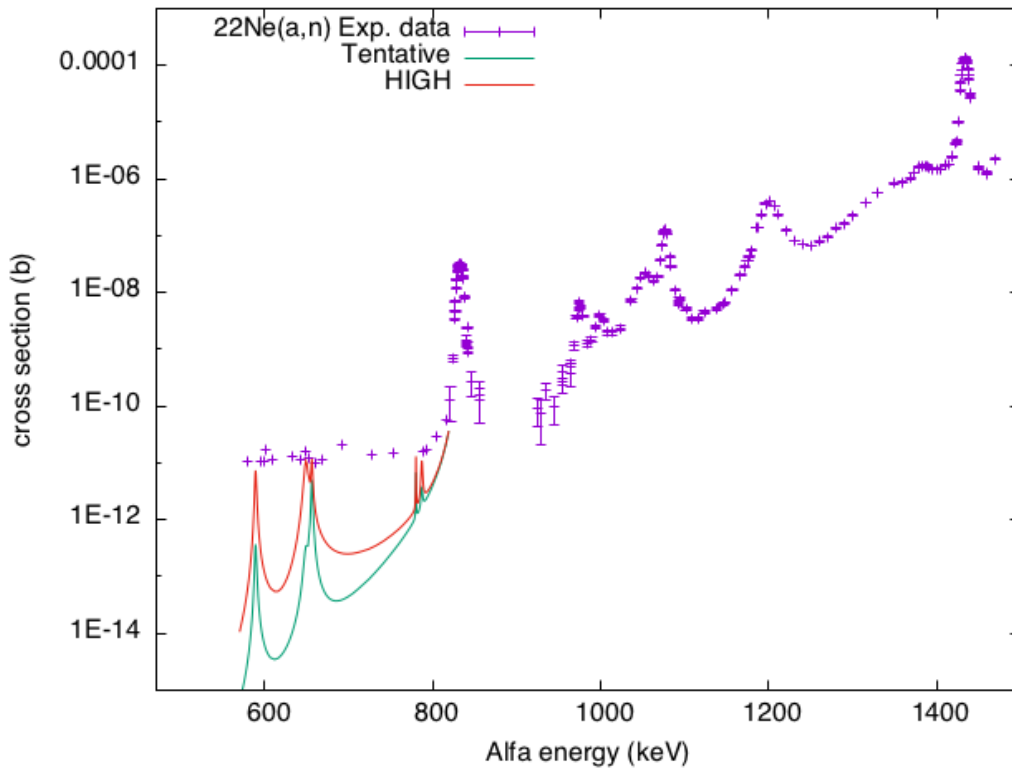


Figura 11: Andamento della sezione d'urto totale della reazione $^{22}\text{Ne}+\alpha$. In viola sono riportate le misure effettuate da Jager, in verde e in rosso il limite superiore e inferiore delle risonanze ottenute tramite la reazione $^{25}\text{Mg}+n$ calcolate per particelle incidenti α .

Il contributo al reaction rate della sorgente $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ da parte di ogni singola risonanza può essere valutato tramite la formula approssimata illustrata precedentemente nel paragrafo 1.4:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_r \cong \frac{1.54 \times 10^5 (2J+1) \Gamma_\alpha}{\mu^{3/2} T_9^{3/2} e^{11.605 E_r / T_9}}$$

Γ_α è una quantità che non è stata possibile valutare sperimentalmente, per questo motivo per calcolare il valore di questo contributo sono state assunti diversi valori ottenuti dall'analisi delle risonanze (Tabella V).

T (GK)	0.1	0.2	0.3	0.4	> 0.5
kT (keV)	8.6	17	26	35	> 43
upper limit	1.0	0.9	0.3	< 0.1	0.0
tentative	1.0	0.5	< 0.1	0.0	0.0

Tabella V: Contributo al reaction rate delle risonanze a $E_\alpha < 830$ keV, per diversi valori di temperature e Γ_α .

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati illustrati i processi di nucleosintesi che occorrono nelle stelle. In particolare ci si è soffermati sul processo-s, responsabile della produzione di gran parte degli elementi più pesanti del ferro nelle stelle massive e in quelle appartenenti al ramo asintotico delle giganti (AGB). Per la caratterizzazione di un modello matematico in grado di predire le abbondanze dei “nuovi” elementi nelle stelle è necessario conoscere il *rate* della principale reazione nucleare che alimenta il processo $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$. A questo fine sono stati condotti diversi esperimenti, come quelli condotti da Drotleff [3] e Jaeger[2], per valutare le sezioni d'urto della reazione. I risultati sperimentali hanno però manifestato una mancanza di dati per valori di energie, della particella α incidente, minori di certe soglie, a causa della barriera Coulombiana e al fondo di raggi cosmici. Le risonanze osservate ad energia della particella α incidente più bassa corrispondono ai valori 832keV e 632keV, riportati da Jaeger e Drotleff rispettivamente, troppo alti per ottenere un confronto con le energie nelle quali avviene il processo-s. Per stimare le risonanze sotto queste soglie si è deciso di analizzare la reazione $^{25}\text{Mg}+n$ la quale avviene tramite la formazione dello stesso nucleo composto di $^{22}\text{Ne}+\alpha$, ^{26}Mg . Gli esperimenti sono stati condotti alla facility n_TOF e GELINA a scopo di studiare la sezione d'urto $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)$ e $^{25}\text{Mg}(n, \text{tot})$ rispettivamente [18-19]. Per confrontare i risultati ottenuti sono state stimate le energie delle particelle- α corrispondenti alle energie di risonanza dei neutroni [18]. Inoltre è stato necessario considerare lo spin-parità delle risonanze in quanto nella misura diretta $^{22}\text{Ne}+\alpha$ gli stati eccitati del ^{26}Mg corrispondono a spin-parità naturali, formati tramite particelle con $J^\pi=0^+$, mentre nella $^{25}\text{Mg}+n$ le risonanze avvengono tramite particelle con $J^\pi=1/2^+$ per il neutrone e $J^\pi=5/2^+$ per ^{25}Mg [11]. Conseguentemente solo una parte delle risonanze della $^{25}\text{Mg}+n$ corrispondono a quelle della $^{22}\text{Ne}+\alpha$.

Le risonanze corrispondenti alla reazione $^{25}\text{Mg}+n$ che presentano stati di spin-parità naturali sono state osservate ad energie corrispondenti della particella α

$E_\alpha=589,649,656,779$ e 786 keV [18] e in seguito è stato calcolato il loro contributo al reaction rate.

I risultati ottenuti mostrano che per temperature elevate, tipiche delle stelle massive, i contributi al reaction rate sono trascurabili, mentre risultano invece di grande rilevanza per le temperature tipiche delle stelle appartenenti al ramo asintotico delle giganti(AGB).

Bibliografia

- [1] Rene Reifarth, “ Stardust and the Secrets of Heavy-Element Production”
- [2] M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, K. L. Kratz, and B. Pfeiffer, Phys. Rev. Lett.87, 202501 (2001).
- [3] H. W. Drotleff, A. Denker, H. Knee, M. Soin' e, G. Wolf, J. W. Hammer, U. Greife, C. Rolfs, and H. P. Trautvetter, Astrophys. J.414, 735 (1993).
- [4] U. Giesen, C. P. Browne, J. G' orres, S. Graaff, C. Iliadis, H. P. Trautvetter, M. Wiescher, W. Harms, K. L. Kratz, B. Pfeiffer et al., Nucl. Phys.A561, 95 (1993).
- [5] V. Harms, K. L. Kratz, and M. Wiescher, Phys. Rev. C43, 2849 (1991).
- [6] K. Wolke, H. W. Harms, J. W. Becker, J. W. Hammer, K. L. Kratz, C. Rolfs, U. Schr' oder, H. P. Trautvetter, M. Wiescher, and A. W' ohr,Z.Phys.A334, 491 (1989).
- [7] R. Talwar et al., “Probing astrophysically important states in ^{26}Mg nucleus to study neutron sources for the s-Process”
- [8] Wagoner et al.,”On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures “,
1967ApJ...148....3W
- [9] K. Margaret Burbidge et al.,”Synthesis of the Elements in Stars”

- [10] Attilio Ferrari, “Stelle, galassie e universo Fondamenti di astrofisica”
- [11] G. Audi et al., “The NUBASE2012 evaluation of nuclear properties”, CPC(HEP & NP), 2012, 36(12): 1157–1286
- [12] R. Hirschi et al.,”NuGrid: s process in massive stars”
- [13] Kenneth S. Krane, “Introductory Nuclear Physics”
- [14] A.M Lane et al., “R-Matrix Theory of Nuclear Reactions”
- [15] P. Schillebeeckx et al.,”Determination of Resonance Parameters and their Covariances from Neutron Induced Reaction Cross Section Data”
- [16] T. Rauscher,”Challenges in nucleosynthesis of trans-iron elements”
- [17] N. A. Bahcall and W. A. Fowler, *Astrophys. J.*157, 659 (1969).
- [18] C. Massimi et al., “First complete characterization of $n+^{25}\text{Mg}$ resonances of relevance for the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ stellar neutron source “
- [19] C. Massimi, et al., (The n TOF Collaboration), *Phys. Rev. C* 85, 044615 (2012)
- [20] <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- [21] C. Guerrero et al.,Performance of the neutron time-of-flight n_TOF at CERN, *Eur. Phys. J. A* (2013) 49:27
- [22] C. Massimi et al.,” The nucleosynthesis of heavy elements in Stars: the key

isotope ^{25}Mg ”, 0 70 16 (2014)66 EPJ Web of Conferences

[23] C. Ugalde et al., “Experimental evidence for a natural parity state in ^{26}Mg and its impact on the production of neutrons for the sprocess”, PHYSICAL REVIEW C76, 025802 (2007)

[24] <https://ec.europa.eu/jrc/en/institutes/irmm>