Dipartimento di Fisica e Astronomia Corso di Laurea in Astronomia

# Principali reazioni termonucleari nelle stelle

Tesi di laurea

Presentata da: Carlo Bonfatti Relatore: Chiar.ma Prof. Marcella Brusa

Appello IV Anno Accademico 2023-2024

# Indice

L
2
2
2
3
5
7
7
)
Ĺ
]
[
]
[

# Abstract

Le reazioni termonucleari svolgono un ruolo fondamentale durante la vita di una stella tenendola in equilibrio idrostatico e determinandone la composizione chimica.

Lo scopo di questo elaborato è quello di fornire una descrizione delle principali reazioni termonucleari di una stella durante la sua fase in main sequence ponendo particolare attenzione ai meccanismi nucleari e subnucleari che le governano.

Nella prima sezione verranno introdotte delle nozioni base riguardanti i processi chiave che andranno a comporre le varie catene di reazioni e le forze che ne sono responsabili, dando uno sguardo anche alle condizioni negli interni stellari che le rendono possibili. Si tratteranno poi i due principali meccanismi di produzione dell'<sup>4</sup>He accennando ai processi che avvengono quando inizia il suo bruciamento. Infine, è poi presente un'appendice contenente importanti concetti di fisica subnucleare necessari per una migliore comprensione delle reazioni descritte.

## Introduzione

Per capire al meglio le principali reazioni termonucleari nelle stelle, serve introdurre qualche concetto base di fisica nucleare.

#### Energia di legame

Quando, in fisica atomica, si tratta delle energie di legame si fa riferimento a grandezze dell'ordine dell'eV. In fisica nucleare ci si trova invece a lavorare con energie decisamente maggiori e diventa necessario considerare le energie dei singoli nucleoni (ovvero le loro masse a riposo  $E = mc^2$ ).

Nella formazione di un legame nucleare, viene rilasciata energia in quanto si va verso una situazione di maggiore stabilità. Questa trasformazione si manifesta sotto forma di perdita di una frazione di massa da parte del nucleo finale. Si definisce da qui l'energia di legame come:

$$BE = (Zm_p + Nm_n)c^2 - m_Nc^2$$

dove  $Zm_p$  e  $Nm_n$  sono i numeri di protoni e neutroni moltiplicati per le rispettive masse, mentre  $m_N$  è la massa del nucleo finale. Per le particelle con numero di massa maggiore di 12 l'energia di legame è proporzionale al numero di massa A secondo la relazione seguente.

 $\frac{BE}{A} \simeq 8 MeV / nucleone$ 

Dalla figura si nota che la curva presenta un massimo in corrispondenza del  $Fe^{56}$ . Questo indica il punto fino al quale la fusione risulta energeticamente vantaggiosa. Per elementi più pesanti è invece migliore, dal punto di vista della stabilità, decadere in nuclei più piccoli favorendo quindi processi di fissione spontanea.

#### Forze nucleari

Le forze attrattive tra due nucleoni sono dovute alle forze forti tra i quark aventi diverse cariche di colore dei due barioni interagenti. Comunemente queste forze vengono chiamate *forze forti residue* o *forze nucleari* in quanto sono quelle che tengono insieme i nuclei. Si tratta di forze attrattive capaci di vincere la repulsione coulombiana per distanze minori di 1.2fm  $(10^{-15} \text{ m})$  mentre repulsive se minori di 0.3fm in quanto la materia nucleare non è comprimibile. Si ha quindi che due nucleoni interagiscono quando si trovano a distanze di circa un fermi.



Figura 2: Rappresentazione della forza nucleare tra protone e neutrone (fonte: Cuffiani and Spurio)

#### Principali reazioni nucleari

**Decadimento**  $\alpha$ : Emissione di una particella  $\alpha$  (nucleo di <sup>4</sup>/<sub>2</sub>He).

$$^{A}_{Z}X \rightarrow^{A-4}_{Z-2}Y +^{4}_{2}He$$

Per il decadimento  $\alpha$  è molto istruttivo utilizzare il modello di Gamow.



Figura 3: modello di Gamow per il decadimento  $\alpha$  S.Braibant, Giacomelli, and Spurio [2012]

Facendo riferimento alla figura 3 si può immaginare la particella  $\alpha$  legata al nucleo in una buca di potenziale rappresentante la BE e intrappolata dal potenziale descrivente la repulsione Coulombiana. La particella oscillerà urtando le pareti fino a quando, per effetto tunnel, non riuscirà ad uscire.

Come si nota in figura, a energie più alte di  $\alpha$ , il decadimento è più probabile.

**Decadimento**  $\beta$ : Suddivisi in  $\beta^+$  e  $\beta^-$ , questi decadimenti sono caratterizzati dall'emissione di elettroni, positroni e neutrini. In questo caso il nucleo cambia il numero atomico Z ma non quello di massa A.

$$\beta^{-}: \quad {}^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu_{e}}$$
  
$$\beta^{+}: \quad {}^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z-1}Y + e^{+} + \nu_{e}$$

per visualizzare meglio è comodo scrivere i decadimenti come:

$$\begin{array}{ll} \beta^-: & n \to p + e^- + \bar{\nu_e} \\ \beta^+: & p \to n + e^+ + \nu_e \end{array}$$

L'emissione  $\beta$  è dovuta alle interazioni deboli, a livello elementare infatti si tratta della trasformazione di un quark  $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu_e}$ .

Il decadimento beta è un decadimento a tre corpi, l'elettrone emesso ha infatti un suo spettro energetico continuo. Inizialmente si pensava che fosse un processo a due corpi del tipo  $n \rightarrow p + e^-$ , questo avrebbe però violato la legge di conservazione dell'energia in quanto quella dell'elettrone risulta inferiore rispetto a quella attesa (vedi figura sottostante). Questo fu quello che portò all'ipotesi dell'esistenza del neutrino, responsabile del trasporto dell'energia "mancante" alla reazione.

Importante inoltre notare che i neutrini, avendo sezione d'urto molto piccola, riescono a raggiungere indisturbati l'esterno della stella rappresentando quindi una perdita energetica (non costante) per ogni reazione che li produce. Analizzando meglio i due decadimenti si può vedere subito che hanno una grossa differenza dal punto di vista energetico. Considerando particelle libere si ha che mentre il  $\beta^-$  è esoenergetico e avviene spontaneamente, il  $\beta^+$  è endoenergetico e ha bisogno di energia per avvenire rendendolo possibile solo all'interno di un nucleo.



Figura 4: spettro energetico dell'elettrone reale e atteso Cooper [1997]

**Cattura elettronica -**  $\beta$  **inverso:** Processo importante per il core-collapse, avviene solo se l'elettrone ha abbastanza energia per compensare la differenza in massa tra protone e neutrone. A livello subnucleare la differenza in massa è anche dovuta al fatto che il protone è composto da due quark up (di massa 2.4 MeV) e un down (di massa 4.8 MeV) mentre il neutrone da due down e un up.

$$p + e^- \to n + \nu_e$$

Cattura protonica -  $(\mathbf{p}, \gamma)$ : Processo di nucleosintesi per nuclei leggeri. Si viene a creare un elemento più pesante tramite la cattura da parte di un nucleo di un protone.

$$^{A}_{Z}X + p \rightarrow^{A+1}_{Z+1}Y + \gamma$$

Cattura neutronica -  $(n, \gamma)$ : Processo di nucleosintesi per elementi pesanti, in questo caso viene catturato un neutrone (necessaria quindi una una zona caratterizzata da una forte produzione di neutroni).

$${}^{A}_{Z}X + n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X + \gamma$$

La cattura neutronica è di fondamentale importanza per la formazione dei nuclei più pesanti del ferro (A>60).

**Cattura**  $\alpha$ : Si tratta della fusione di un nucleo con una particella  $\alpha$  per la formazione di un nucleo più pesante.

$${}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{A+4}_{Z+2}Y + \gamma$$

# Interni stellari

Ora verranno fatte alcune considerazioni riguardanti gli interni stellari che serviranno per tutta la trattazione. Le reazioni nucleari che verranno viste sono infatti possibili solo per le particolari condizioni di temperatura e pressione caratteristiche delle stelle. Tutte le catene di reazioni che verranno descritte vanno a regime a temperature superiori a  $10^7$  K il che le posiziona all'interno del nucleo delle stelle in Main Sequence (MS).

Già a temperature di  $10^4$  K, l'idrogeno che si trova nelle stelle è totalmente ionizzato rendendolo quindi di fatto un protone disponibile poi per catture protoniche fondamentali per le catene protone-protone. La ionizzazione dell'idrogeno porta anche alla liberazione di elettroni, necessari invece per  $\beta$ -inverso.

Altra considerazione fondamentale riguarda la probabilità che avvenga la fusione nucleare. Facendo infatti riferimento a figura 3, le estreme temperature nei nuclei stellari favoriscono la riuscita (per effetto Gamow) della fusione nucleare.

## Reazioni di fusione negli interni stellari

#### Catene protone-protone

La stella viene definita in main sequence durante la sua fase di bruciamento dell'idrogeno. Tutti i processi P-P (e il CNO) sono infatti importanti in quanto producono, partendo dall'idrogeno, dei nuclei di  ${}_{2}^{4}He$  che serviranno poi per formare elementi più pesanti. Essenziale è anche il loro contributo energetico che permette di tenere in equilibrio l'intera struttura stellare.

Di seguito verranno brevemente trattate le tre catene P-P ed i cicli CNO.

**PPI:** Si tratta della principale reazione protone-protone negli interni stellari. Il ciclo va a regime a temperature attorno ai  $10^7 K$  e può essere riassunto nella reazione

$$6H \rightarrow^4 He + 2^1H$$
$$4H \rightarrow^4 He$$

la catena può essere visualizzata nell'immagine sottostante mentre le singole reazioni nella tabella.



Figura 5: schema catena PPI (fonte: Ferraro)

Di particolare interesse è la prima reazione della catena, ovvero:

$$^{1}H + ^{1}H \rightarrow ^{2}H + e^{+} + \nu_{e}$$

Si tratta di un decadimento  $\beta^+$ . Per comodità può essere anche visualizzato come

$$p + p \rightarrow (pn) + e^+ + \nu_e$$

Come precedentemente visto, i decadimenti  $\beta^+$  sono interazioni poco probabili e finiscono quindi a determinare il tempo scala di tutta la catena che si aggira intorno ai  $1.4 \cdot 10^9 yr$ . Altro fattore interessante riguarda la produzione di neutrini che comportano una perdita energetica compresa tra gli 0 e i 0.46 MeV, circa il 2% di tutta la reazione (4).

La PPI è la catena che produce più energia a ciclo compiuto (26.2 MeV), di seguito una tabella riassuntiva contenente reazioni, tempi e bilancio energetico.

Reazione	E	t
$1H^{+1}H \rightarrow^2 H + e^+ + \nu_e$	+1.44 - 0.26  MeV	$1.4 \cdot 10^9 \text{ yr}$
$^{2}H + ^{1}H \rightarrow ^{3}He + \gamma$	$+5.49 { m MeV}$	6 s
$3He + He \rightarrow He + He + HH + HH$	$+12.85 { m MeV}$	$10^6 \text{ yr}$

**PPII:** La catena PPII si differenzia rispetto alla PPI già dalla terza reazione dove l'<sup>3</sup>He interagisce con l'<sup>4</sup>He generato precedentemente dalle PPI. Da questa fusione viene a formarsi un nucleo di <sup>7</sup>Be che, tramite cattura elettronica, forma un <sup>7</sup>Li. L'atomo di litio va poi a formare un <sup>8</sup>Be insieme ad un <sup>1</sup>H (quindi cattura protonica). Il <sup>8</sup>Be è però altamente instabile e decade nel giro di un attosecondo in due nuclei di <sup>4</sup>He.



Figura 6: schema catena PPII (fonte: Ferraro)

Anche in questo caso il tempo dell'intera catena è caratterizzato dalla prima reazione. Le perdite energetiche rispetto alla PPI sono però il doppio (valore comunque basso) portando la produzione di energia ad un valore di 25.7 MeV, di seguito una tabella riassuntiva.

Reazione	E	t
$1H^{+1}H \rightarrow^2 H + e^+ + \nu_e$	+1.44 - 0.26  MeV	$1.4 \cdot 10^9 \text{ yr}$
$^{2}H + ^{1}H \rightarrow ^{3}He + \gamma$	$+5.49 { m MeV}$	6 s
$^{3}He + ^{4}He \rightarrow ^{7}Be + \gamma$	$+1.59 { m MeV}$	$10^6 \text{ yr}$
$^{7}Be + e^{-} \rightarrow^{7} Li + \nu_{e}$	+0.86 - 0.80  MeV	0.4 yr
$7Li + H \to Be + \gamma$	$+17.25 { m MeV}$	6 min
$^{8}Be \rightarrow 2^{4}He$	$+0.1 { m MeV}$	$10^{-18} { m s}$

**PPIII:** La PPIII si distingue dalla PPII dall'interazione del <sup>7</sup>Be con un <sup>1</sup>H: viene infatti a formarsi un nucleo di <sup>8</sup>B che, essendo molto instabile, decade dopo poco in un <sup>8</sup>Be che successivamente si scompone in due nuclei  $\alpha$ .



Figura 7: schema catena PPII (fonte: Ferraro)

Questa catena è, tra le tre, quella con la maggiore perdita energetica (attorno al 28%) fatto che la rende anche la meno efficiente (produzione di energia pari a 19.3 MeV).

Reazione	Е	t
$1H^{+1}H \rightarrow^2 H + e^+ + \nu_e$	+1.44 - 0.26  MeV	$1.4 \cdot 10^9 \text{ yr}$
$2H^{+1}H \rightarrow^{3} He + \gamma$	$+5.49 \mathrm{MeV}$	6 s
$^{3}He + ^{4}He \rightarrow ^{7}Be + \gamma$	$+1.59 { m MeV}$	$10^6 \text{ yr}$
$7Be + H \rightarrow B + \gamma$	$+0.135 { m MeV}$	66 yr
$^{8}B \rightarrow^{8} Be + e^{+} + \nu_{e}$	+17.97 - 7.20  MeV	1 s
$^{8}Be \rightarrow 2^{4}He$	$+0.1 { m MeV}$	$10^{-18} \text{ s}$

E' importante notare che le tre catene di reazioni non avvengono con la stessa frequenza. Le abbondanze di <sup>1</sup>H ed <sup>4</sup>He influenzano molto la probabilità che dalle reazioni iniziali che portano alla formazione di <sup>3</sup>He (mostrate sotto) si sviluppi un ramo piuttosto che un altro.

$${}^{1}H + {}^{1}H \rightarrow {}^{2}H + e^{+} + \nu_{e}$$
$${}^{2}H + {}^{1}H \rightarrow {}^{3}He + \gamma$$

Di seguito uno schema riassuntivo delle catene con relativo branching ratio.

$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + H^1 + H^1$	PPI 69%	$ \begin{array}{l} H^1 \ + \ H^1 \ \rightarrow \\ H^2 \ + \ H^1 \ \rightarrow \end{array} $	$H^2 + e^+ + v$ $He^3 + \gamma$
$Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + v$			31%
$Li^7 + H^1 \rightarrow Be^8$	PPII 99.7%	$He^3 + He^4$	$\rightarrow$ Be <sup>7</sup> + $\gamma$
$Be^8 \rightarrow 2He^4 + \gamma$		PPIII	0.3%
		$Be^7 + H^1$ -	$\rightarrow B^8 + \gamma$
		$B^8 \rightarrow Be^8$	$+ e^+ + v$
		$Be^{\circ} \rightarrow 2H$	e <sup>+</sup> + γ

Figura 8: branching ratio dei tre canali delle catene PP (fonte: Ferraro)

#### Ciclo CNO

Un ulteriore modo per ottenere <sup>4</sup>*He* negli interni stellari è tramite il ciclo *CNO*. Questa serie di reazioni si serve di elementi pesanti quali carbonio, azoto ed ossigeno per ottenere nuclei  $\alpha$ . E' importante sottolineare che C, N ed O sono già presenti nell'ambiente stellare e che fungono solamente da catalizzatori per la combustione dell'idrogeno. Come le catene PP, il CNO va a regime a temperature di 10<sup>7</sup> K ed ha una produzione energetica paria a 25 MeV.



Figura 9: schema ciclo CNO primario (fonte: Ferraro)

Come si vede in figura, il ciclo è composto da quattro catture neutroniche e 2 decadimenti  $\beta^+$ . Le reazioni sono schematizzate sotto.

Reazione	Е	t
$1^{12}C + ^{1}H \rightarrow ^{13}N + \gamma$	$+1.94 { m MeV}$	$1.3 \cdot 10^7 \text{ yr}$
$^{13}N \to ^{13}C + e^+ + \nu_e$	$+2.2 - 0.7 { m MeV}$	$7 \min$
$1^{3}C + H \rightarrow H \rightarrow H \gamma$	$+7.55 { m MeV}$	$2.7 \cdot 10^6 \text{ yr}$
$ 1^{4}N + ^{1}H \rightarrow ^{15}O + \gamma $	$+7.29 { m MeV}$	$3.2 \cdot 10^8 \text{ yr}$
$1^{15}O \rightarrow^{15} N + e^+ + \nu_e$	$+2.7 - 1.0 { m MeV}$	82 s
$^{15}N + ^{1}H \rightarrow ^{12}C + ^{4}He$	$+4.96 { m MeV}$	$1.1 \cdot 10^5 \text{ yr}$

La reazione più lenta è:

$$^{14}N + ^{1}H \rightarrow ^{15}O + \gamma$$

questo porta ad una variazione delle abbondanze ed in particolare ad un accumulo di azoto.

Esistono in realtà diversi cicli secondari che possono attivarsi a partire da quello appena descritto, anche loro alimentati da catture protoniche. Sono identificabili per via delle variazioni delle abbondanze chimiche relative che lasciano nel gas interstellare.

#### **Processo** $3\alpha$

Dopo aver esaurito l'idrogeno, ovvero quando l'abbondanza relativa nel nucleo è minore di 0.05, finisce la fase di sequenza principale di una stella. Il nucleo inizia quindi a contrarsi e le temperature salgono fino a che non arrivano a  $1.5 \cdot 10^8$  K. A questo punto inizia il bruciamento dell'<sup>4</sup>He. Una reazione fondamentale in questa fase è la  $3\alpha$  che consiste della produzione di  ${}^{12}C$  a partire da tre nuclei  $\alpha$ .

$${}^{4}He + {}^{4}He \rightarrow {}^{8}Be$$
$${}^{8}Be + {}^{4}He \rightarrow {}^{12}C$$

La prima è una reazione endotermica altamente instabile, il <sup>8</sup>Be ha infatti un tempo di vita di  $7 \cdot 10^{-17}$  s dopo il quale torna alle due particelle iniziali. Serve quindi un ambiente ricco di <sup>4</sup>He per la formazione del carbonio.

La catena  $3\alpha$  produce un totale di 7.3 MeV rendendo<br/>la la meno energetica tra quelle analizzate.

# Appendice

### concetti chiave del modello standard

Per una comprensione piena sarebbe necessario introdurre svariati argomenti di fisica nucleare e subnucleare prima di arrivare a trattare anche solo della cattura elettronica. In questa appendice cercherò di spiegare alcuni concetti chiave che vengono nominati più volte all'interno dell'elaborato.

## quark, leptoni e adroni:

Secondo la fisica delle particelle i costituenti ultimi della materia non sono protoni o neutroni, bensì quark e leptoni. Questi ultimi sono particelle che interagiscono tramite campi di forze fondamentali mediati da bosoni vettori (o bosoni di gauge).

Quark e leptoni sono suddivisi in tre famiglie e sono soggeti a forze elettromagnetiche e deboli. I quark sono inoltre soggetti a quella forte, la stessa che tiene insieme i nuclei. I leptoni sono fermioni di spin 1/2 e si suddividono in elettroni, muoni e tau  $(e^-, \mu, \tau)$ con relativi neutrini ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Ogni famiglia ha la rispettiva antifamiglia caratterizzata da carica elettrica opposta, un esempio è quello del positrone  $e^+$  per il  $e^-$  e dell'antineutrino elettronico  $\bar{\nu_e}$  per il  $\nu_e$ .

Anche i quark sono fermioni di spin 1/2 con le tre famiglie e antifamiglie. Ogni quark ha una carica di *colore* (r (red/rosso), q (green/giallo), b (blue/blu)) che regola le interazioni forti. Esistono anche le cariche di anticolore che sono  $\bar{r}, \bar{q}, b$ .

Nel modello standard ci sono poi gli *adroni*, ovvero particelle composte da più quark che devono avere carica di colore neutra. Tra questi si hanno i barioni composti da tre quark di colore diverso (barioni degni di nota sono i protoni (uud) e i neutroni (udd)) e i mesoni che invece hanno coppia di quark e antiquark (quindi carica di colore e anticolore).



#### FERMIONI

BOSONI

Figura 10: Schema del modello standard fonte:INF

#### bosoni vettori e interazioni fondamentali:

I bosoni vettori sono invece particelle di spin 1 che mediano le varie interazioni fondamentali: in particolare i gluoni g la forza forte, il fotone  $\gamma$  la forza elettromagnetica e i bosoni W e Z la forza debole.

L'interazione forte coinvolge solamente i quark. La sorgente della forza relativa è quella della carica di colore ed è mediata da otto gluoni che ne portano una carica ed un'anticarica ( $r\bar{b}, r\bar{g}, b\bar{r}, ...$ ). Benchè abbia un raggio d'azione dell'ordine di  $10^{-13}$  cm, la forza forte è un' interazione molto intensa con costante di accoppiamento  $\alpha_S \simeq 1$  (come riferimento quella delle interazioni elettromagnetiche vale  $\alpha_{EM} = 1/137$ ).

L'interazione debole coinvolge sia i leptoni sia i quark ed è mediata dai bosoni  $W^{\pm}$  e  $Z^0$ . Questi processi trasformano i leptoni di una famiglia in quelli di un'altra e di un quark di un sapore in quello di un altro. Sono infatti alla base dei decadimenti  $\beta$  in quanto sono responsabili delle trasformazioni  $p \to n \text{ e } r \to p$ , ovvero di  $(uud) \to (udd)$  e  $(udd) \to (uud)$ . La costante di accoppiamento debole vale  $\alpha_W = 1.027 \cdot 10^{-5}$  e il raggio d'azione è minore di  $10^{-15}$  cm rendendole appunto interazioni deboli.

Non verranno trattate le interazioni fondamentali gravitazionale ed elettromagnetica.

# Bibliografia

- S.Braibant, G. Giacomelli, and M. Spurio. *Particelle e Interazioni Fondamentali*. Springer, 2012.
- M. Cuffiani and M. Spurio. slide e appunti del corso "fisica nucleare e subnucleare".
- N. G. Cooper. Los alamos science, number 25 1997: Celebrating the neutrino. Technical report, Los Alamos National Lab. (LANL), Los Alamos, NM (United States), 12 1997. URL https://www.osti.gov/biblio/569122.
- F.R. Ferraro. slide e appunti del corso "astrofisica stellare".
- Modello standard delle particelle elementari. Technical re-Istituto Nazionale Fisica Nucleare (INFN). URL port, https://www.infn.it/fisica/fisica-delle-particelle/ modello-standard-delle-particelle-elementari/.