

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Reazioni termo-nucleari negli interni stellari

Relatore:
Prof.
Francesco Rosario Ferraro

Presentata da:
Alberto Falchieri

Anno Accademico 2018/2019

Indice

I	Considerazioni termodinamiche	1
II	Considerazioni sulle reazioni termonucleari	5
III	Reazioni termonucleari negli interni stellari	13
1	Reazioni termonucleari di presequenza	14
2	Reazioni termonucleari di fusione dell'idrogeno	16
3	Reazioni termonucleari di fusione dell'elio	31
4	Reazioni termonucleari successive all'elio	34
5	Catture neutroniche	37

Sommario

Le reazioni termonucleari sono la fonte di energia principale delle stelle e svolgono un ruolo fondamentale nel controbilanciare la forza di gravità. È quindi molto importante comprenderne i meccanismi di attivazione sia sotto il profilo qualitativo che quantitativo. Attraverso una progressiva contrazione su tempi scala prima dinamici (molto veloci) e poi termodinamici il nucleo della stella raggiunge le condizioni ambientali (in termini di temperatura e densità) idonee all'accensione delle reazioni termonucleari di fusione.

Dopo una breve introduzione alle equazioni che descrivono la struttura delle stelle, si discute il problema delle condizioni in cui le reazioni termonucleari di fusione possono avvenire e da quali parametri dipende il tasso con cui le reazioni avvengono. Si discutono poi in dettaglio le principali catene di reazioni termonucleari che avvengono negli interni stellari: i processi di combustione dell' H^1 , dell' He^4 , del C^{12} e i processi che generano gli elementi più pesanti con particolare attenzione a quelli più abbondanti nell'universo (dopo l' H^1 e l' He^4), i cosiddetti elementi α e gli elementi del gruppo del Fe^{56} .

Parte I

Considerazioni termodinamiche

Come prima cosa si deve partire dalla definizione di stella. Una stella è un oggetto astronomico che consiste in uno sferoide luminoso di plasma alimentato da reazioni termonucleari che avvengono al suo interno e tenuto insieme dalla sua forza di gravità. Bisogna poi tenere conto delle caratteristiche osservate delle stelle, che ci danno un'idea delle dimensioni, masse, temperature e tempi in gioco. Gli ordini di grandezza caratteristici delle stelle, nelle fasi centrali della loro vita, variano all'interno dei seguenti intervalli: dimensioni tra 10^8 m e 10^{11} m di raggio, masse tra 10^{30} Kg e 10^{32} Kg temperature interne tra 10^6 K e 10^9 K ed età tra 10^7 anni e 10^{10} anni.

Lo stato di equilibrio di una stella è determinato dal bilanciamento tra la forza di gravità e la pressione esercitata dal gas. Inizialmente la nube di gas si contrae in assenza di una pressione significativa e l'evoluzione è caratterizzata da tempi scala dinamici:

$$T_d = \sqrt{\frac{2}{G} \frac{3}{4\pi\rho}} \quad (1)$$

Questo processo viene rallentato quando la pressione diventa rilevante a causa dell'aumento della densità e della temperatura. La ionizzazione del gas aumenta la sua opacità che favorisce ulteriormente l'aumento della temperatura. Questo rallentamento procede con tempi scala termodinamici, più lenti di quelli dinamici. Si ottiene il primo equilibrio quando nel nucleo si raggiungono le condizioni necessarie per le principali reazioni termonucleari che bruciano l' H^1 e che hanno tempi scala molto più lunghi. Una volta che la concentrazione di H^1 diventa abbastanza bassa il nucleo della stella riprende a contrarsi secondo i tempi scala termodinamici fino all'accensione delle reazioni dell' He^4 , mentre gli strati più esterni continuano a bruciare H^1 . Si formano quindi gusci concentrici che bruciano elementi sempre più pesanti a partire dall' H^1 in quello più esterno. Questo processo, a seconda della massa della stella, può andare avanti fino alla produzione del Fe^{56} oltre il quale le reazioni diventano endoenergetiche e la stella non può più sostenersi tramite reazioni nucleari.

In generale la struttura stellare viene descritta sulla base di sette equazioni che descrivono il legame tra le sette grandezze fisiche in gioco: pressione (P), massa (M), densità (ρ), temperatura (T), luminosità (L), tasso di produzione di energia nucleare (ε) e opacità (κ). Infatti, visto che le forze nette devono essere nulle in ogni parte della stella, la pressione totale deve essere uguale e opposta alla forza di gravità:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r) \quad (2)$$

Si può ricavare l'andamento della massa col raggio, in funzione della densità, semplicemente usando l'equazione di continuità della massa:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (3)$$

La conservazione dell'energia, unita al fatto che la stella si trova in uno stato di equilibrio, impone un vincolo nella relazione tra la derivata della luminosità e l'energia prodotta nell'unità di tempo e di massa:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon \quad (4)$$

A seconda delle condizioni di densità e temperatura si possono adottare alcune approssimazioni per ottenere l'equazione di stato valida all'interno della stella. Si può scomporre la pressione in due componenti: la pressione di radiazione e la pressione del gas. Quest'ultima è ulteriormente scomposta in pressione degli ioni e pressione degli elettroni; mentre i primi si possono sempre trattare come un gas perfetto, i secondi, visto che sono molto più leggeri, potranno anche essere modellizzati come un gas degenere, relativistico o meno:

$$P = \frac{aT^4}{3} + \frac{k\rho T}{\mu_i H} + \begin{cases} \frac{k\rho T}{\mu_e H} & \text{non degenere} \\ k_1 \rho^{\frac{5}{3}} & \text{degenere non relativistico} \\ k_2 \rho^{\frac{4}{3}} & \text{degenere relativistico} \end{cases} \quad (5)$$

Dove k è la costante di Boltzmann. a , k_1 e k_2 sono costanti di proporzionalità appropriate. Inoltre μH è la massa media di una particella che è espressa sulla base della massa di un nucleo di H^1 .

Il trasporto di energia per via radiativa rispetta la seguente legge:

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{rad} = - \frac{3\kappa\rho}{4\pi r^2} \frac{L(r)}{4acT^3} \quad (6)$$

che può anche essere scritta:

$$\nabla_{rad} = \frac{3\kappa\rho H_p}{4ac T^4} F_{rad} \quad (7)$$

Dove H_p è l'altezza scala di pressione.

Utilizzando la notazione:

$$\nabla_{rad} = \frac{d\text{Log}(T)}{d\text{Log}(P)} = \frac{P}{T} \left| \frac{dT}{dP} \right| \quad (8)$$

Si può determinare se in una regione dell'interno stellare sia presente il fenomeno della convezione usando il criterio di Schwarzschild:

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} \quad (9)$$

dove:

$$\nabla_{ad} = \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \quad (10)$$

γ è l'indice adiabatico. Se il criterio non è soddisfatto è presente la convezione e si dovrà tener conto del flusso di energia prodotto, espresso nella seguente equazione:

$$F_{conv} = \frac{1}{2} \rho v c_p \alpha (\nabla - \nabla_{ad}) T \quad (11)$$

Dove c_p è il calore specifico a pressione costante, v è la velocità degli elementi convettivi e α è il parametro di mixing length. Il coefficiente di opacità all'interno della stella è scomposto in:

$$\kappa = \kappa_{BF} + \kappa_{FF} + \kappa_E \quad (12)$$

Si indicano le abbondanze in massa, espresse in percentuale, di H, He e degli elementi più pesanti ("metalli") rispettivamente con X, Y e Z. Una componente è dovuta alla fotoionizzazione:

$$\kappa_{BF} \propto 10^{25} Z (1 + X) \frac{\rho}{T^{3.5}} \quad (13)$$

Un'altra componente dovuta all'assorbimento di fotoni da parte di elettroni liberi nel campo magnetico di uno ione è:

$$\kappa_{FF} \propto 10^{22} (X + Y) (1 + X) \frac{\rho}{T^{3.5}} \quad (14)$$

Infine lo scattering dei fotoni ne rallenta la diffusione:

$$\kappa_E \propto 0.2 (1 + X) \quad (15)$$

Si è trascurata la componente di assorbimento di fotoni dovuta alle transizioni elettroniche legato-legato (bound-bound) perché negli interni stellari la maggior parte degli atomi sono ionizzati e i fotoni assorbiti devono essere di frequenze ben determinate.

Infine l'equazione che si andrà ad analizzare nelle prossime parti è quella che esprime l'energia prodotta dalle reazioni termonucleari per unità di tempo e per unità di massa:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n E_i x_A x_B c_i \rho T^{-\frac{2}{3}} e^{-1.89 \left(\frac{E_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}} \phi_i(T) \quad (16)$$

$$c_i = \frac{4h^2}{k^{\frac{2}{3}} m_H^{\frac{7}{2}}} \frac{(A_A + A_B)^{\frac{3}{2}}}{(A_A A_B)^{\frac{5}{2}}} E_0^{\frac{1}{6}} \Pi'' \quad (17)$$

Parte II

Considerazioni sulle reazioni termonucleari

Le reazioni termonucleari sono delle interazioni tra nuclei, che li trasformano in nuovi nuclei e che avvengono grazie al moto termico dovuto alle alte temperature all'interno delle stelle. In base alle diverse energie di legame dei nucleoni all'interno dei nuclei dei reagenti e dei prodotti le reazioni potranno essere endoenergetiche od esoenergetiche. Per studiare le stelle ci concentreremo principalmente su quest'ultimo tipo di reazioni che fungono da fonte energetica principale per la stella. Data la dominante concentrazione di H^1 , le prime e più importanti reazioni che si analizzeranno sono quelle che lo trasformano in He^4 . Si procederà poi a studiare la reazione che trasforma He^4 in C^{12} , per arrivare eventualmente agli elementi più pesanti fino al Fe^{56} . Tutti i nuclei stabili si trovano nella cosiddetta valle di stabilità che è collocata sulla diagonale in prossimità dell'origine. All'aumentare di A invece aumenta il rapporto di $\frac{N}{Z}$.

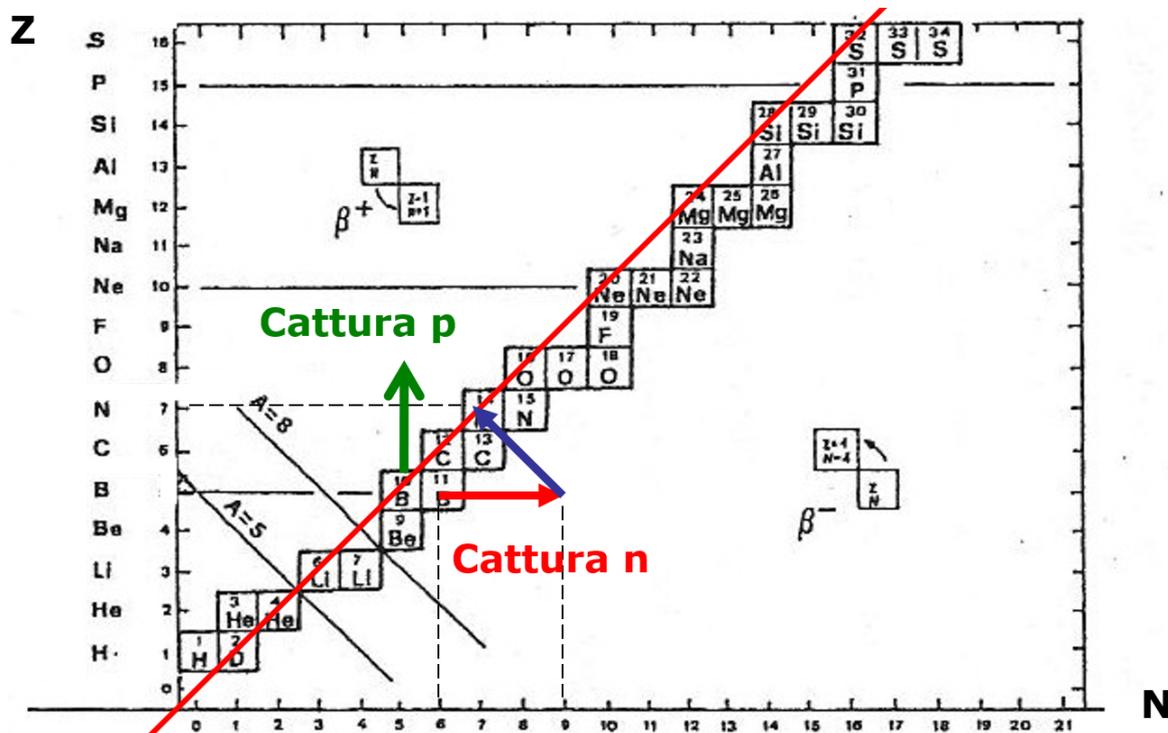


Figura 1: La sequenza dei nuclei stabili

I nuclei che non si trovano nella valle di stabilità non sono stabili e decadono secondo differenti processi a seconda della loro posizione nel grafico. I risultati finali delle reazioni termonucleari di cui si tratterà saranno quindi quasi sempre collocati nella valle di stabilità.

Per ricavare l'energia per unità di tempo e di massa prodotta dalle reazioni termonucleari si dovranno utilizzare diversi fattori per ogni tipo di reazione. Si devono prendere in considerazione l'energia prodotta da una singola reazione, la velocità di reazione, e la densità dei singoli reagenti:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n E_i \frac{dN_r}{dt} \frac{1}{\rho} \quad (18)$$

Per calcolare l'energia guadagnata dalla stella per ogni reazione si dovrà trovare la differenza di energia propria tra i prodotti e i reagenti. Una parte di questa energia è persa a causa dei neutrini che lasciano la stella senza interagire. I neutrini sono principalmente prodotti dal decadimento β^+ attraverso il quale un protone decade in un neutrone, un positrone ed un neutrino elettronico:



Questo decadimento è molto importante perché le catene di reazioni partono da nuclei di H^1 ovvero protoni per arrivare a nuclei più pesanti che, come si è visto, sono più ricchi di neutroni od al limite bilanciati. Il decadimento β^+ è però endoenergetico per cui avviene solo in combinazione con altre reazioni nucleari.

Quelle precedentemente descritte sono le due energie che caratterizzano ogni reazione.

Si può iniziare da un'analisi generale delle reazioni termonucleari. Si può schematizzare una tipica reazione di fusione nucleare nel modo seguente: due nuclei atomici (A e B) interagiscono generando il nucleo (C) con un rilascio di energia sotto forma di fotoni (γ).



L'origine dell'energia che viene generata in questo tipo di reazioni è il cosiddetto difetto di massa, cioè il fatto che la massa di C è minore della somma delle masse di A e B. Tale fenomeno è spiegato dalla relatività ristretta che afferma che massa ed energia sono equivalenti e quindi, se il nucleo C è più stabile dei nuclei A e B, allora avrà meno energia interna e di conseguenza una massa minore. Nella trasformazione questa massa mancante viene liberata sotto forma di fotoni. L'energia di legame è indicata in funzione del numero di massa nel seguente grafico:

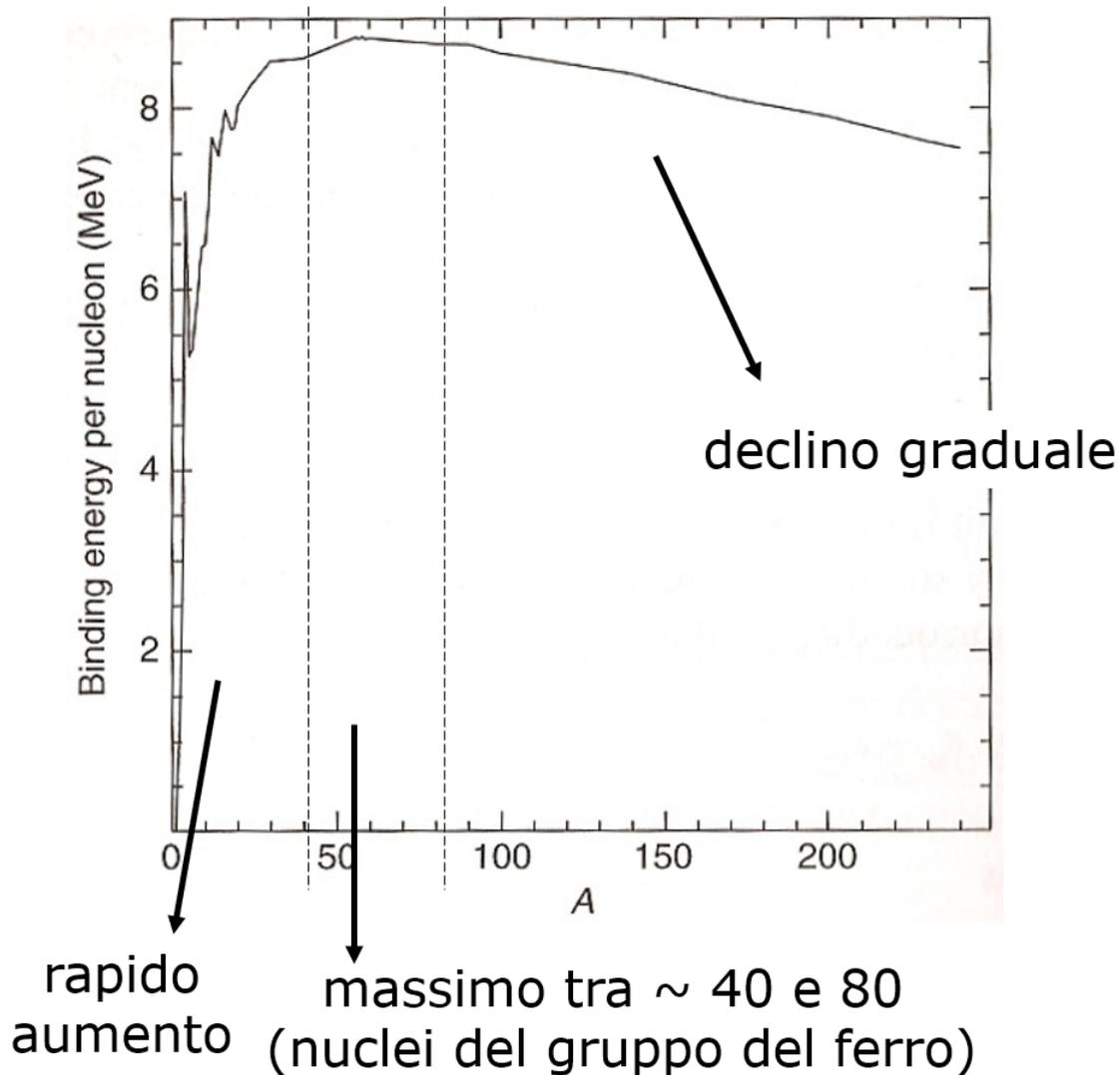


Figura 2: Energia di legame per nucleone

L'energia di legame cresce molto rapidamente all'inizio, con alcuni picchi di energia più alta, il più evidente è quello dell' He^4 . Si raggiunge un massimo con il Fe^{56} e successivamente si ha un leggero calo che spiega il fatto che le reazioni nucleari di fusione sono esoenergetiche fino al ferro ed endoenergetiche oltre il ferro.

Anche se le reazioni sono esoenergetiche è necessario comunque raggiungere un'energia di soglia perché possano avvenire. Il principale ostacolo è la barriera di potenziale dovuta

alla repulsione coulombiana tra i nuclei che sono carichi positivamente:

$$E_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_A Z_B e^2}{r} \quad (21)$$

La forza nucleare forte domina la forza elettromagnetica, ma solo entro il suo limitato raggio di azione.

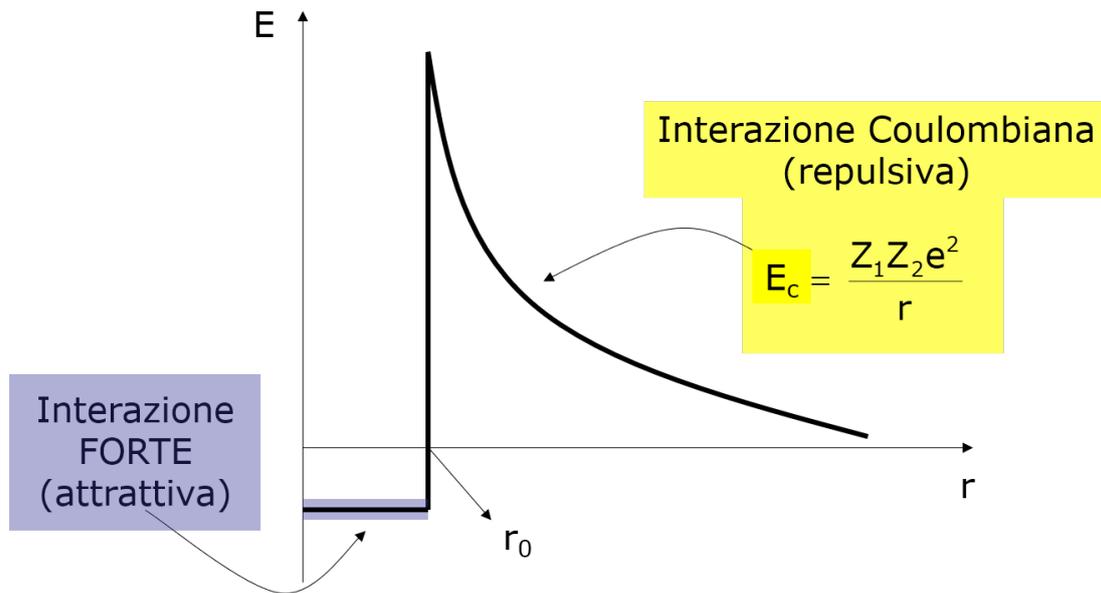


Figura 3: Barriera di potenziale

Alle temperature tipiche degli interni stellari i nuclei di H^1 hanno un'energia termica molto minore di quella necessaria per superare la barriera di potenziale elettromagnetico. A rendere possibili le reazioni termonucleari, a queste temperature, sono fondamentalmente due fenomeni: l'effetto tunnel quantistico e il fatto che una piccola percentuale di nuclei di H^1 abbiano un'energia molto superiore a quella della media.

Per ottenere una formula esplicita di ϵ è necessario ricavare un'espressione generale del numero di reazioni per unità di volume e per unità di tempo, cioè il tasso di reazione. Quest'ultimo si può semplicemente scomporre nei seguenti termini:

$$\frac{dN_r}{dt} = v\sigma(v)N_A N_B \quad (22)$$

Dove N_A e N_B sono le densità numeriche dei due nuclei.

Si può successivamente considerare che i nuclei seguiranno una certa distribuzione di velocità ($n(v)$) che si può poi riparametrizzare in termini di energia ($\Pi(E)$):

$$\frac{dN_r}{dt} = N_A N_B \int_0^\infty v \sigma(v) n(v) dv = N_A N_B \int_0^\infty \Pi(E) \sigma(E) v dE \quad (23)$$

Se si assume di essere in condizioni di non degenerazione, tali nuclei seguiranno la distribuzione Maxwell-Boltzmann:

$$\Pi(E) dE = 2\pi \left(\frac{1}{\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} E^{\frac{1}{2}} dE \quad (24)$$

$$v = \sqrt{\frac{2E}{M}} \quad (25)$$

L'espressione del tasso di reazione può, in questo caso, essere espressa così:

$$\frac{dN_r}{dt} \propto N_A N_B \int_0^\infty \sigma(E) \sqrt{E} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE = N_A N_B \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (26)$$

Si passa ora ad esaminare la sezione d'urto della reazione ($\sigma(E)$) che viene scomposta in:

$$\sigma(E) \propto \sigma'(E) \Pi'(E) \Pi'' \quad (27)$$

$\sigma'(E)$ è la sezione d'urto ravvicinato, cioè la probabilità che i nuclei si avvicinino abbastanza da interagire. Si assume che questa sezione d'urto sia data dalla lunghezza d'onda di De Broglie associata ai nuclei:

$$\sigma'(E) = \pi \lambda^2 = \frac{\pi h^2}{2ME} \quad (28)$$

L'effetto tunnel quantistico permette a due particelle di interagire anche avendo un'energia inferiore a quella necessaria per superare la barriera di potenziale. La probabilità, non nulla, che i due nuclei entrino effettivamente in contatto è il secondo termine ($\Pi'(E)$) nell'espressione della sezione d'urto ed è data dal fattore di Gamow:

$$\Pi'(E) = e^{-\left(\frac{4\pi}{h} \sqrt{2M_R} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{E(r) - E_C} dr \right)} \quad (29)$$

Dove M_R è la massa ridotta del sistema. L'espressione può essere semplificata nella seguente forma:

$$\Pi'(E) = e^{-\sqrt{\frac{E_0}{E}}} \quad (30)$$

$$E_0 = 1.6 \cdot 10^{-6} \frac{A_A A_B}{A_A + A_B} Z_A^2 Z_B^2 \quad (31)$$

Il terzo e ultimo termine dell'espressione della sezione d'urto (Π'') è la probabilità che i nuclei reagendo formino prodotti stabili. I nuclei inizialmente si fondono, ma il nucleo generato è instabile e può decadere di nuovo nei due nuclei originari oppure in uno o più prodotti stabili. Si possono caratterizzare questi due processi in base ai loro tempi medi di decadimento: rispettivamente τ e t . Il termine sarà quindi dato da:

$$\Pi'' \propto \frac{\tau}{t}$$

Questi tempi, in generale, non sono noti e vengono ricavati sperimentalmente. Si possono quindi reintrodurre questi fattori nell'espressione del tasso di reazione.

$$\frac{dN_r}{dt} \propto N_A N_B \int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} E \sigma'(E) \Pi'(E) \Pi'' dE = N_A N_B \int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} E \frac{\pi h^2}{2ME} e^{-\sqrt{\frac{E_0}{E}}} \Pi'' dE \quad (32)$$

$$\frac{dN_r}{dt} \propto N_A N_B \int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} e^{-\sqrt{\frac{E_0}{E}}} \Pi'' dE \quad (33)$$

Analizzando la funzione integranda si osserva che è composta dal prodotto di due funzioni: la distribuzione delle energie termiche e il fattore di Gamow. La funzione risultante è quindi schiacciata alle basse energie dal fattore di Gamow ed alle alte energie dalla distribuzione delle energie termiche. Risulta quindi concentrata in un piccolo intervallo di energie, detto picco di Gamow:

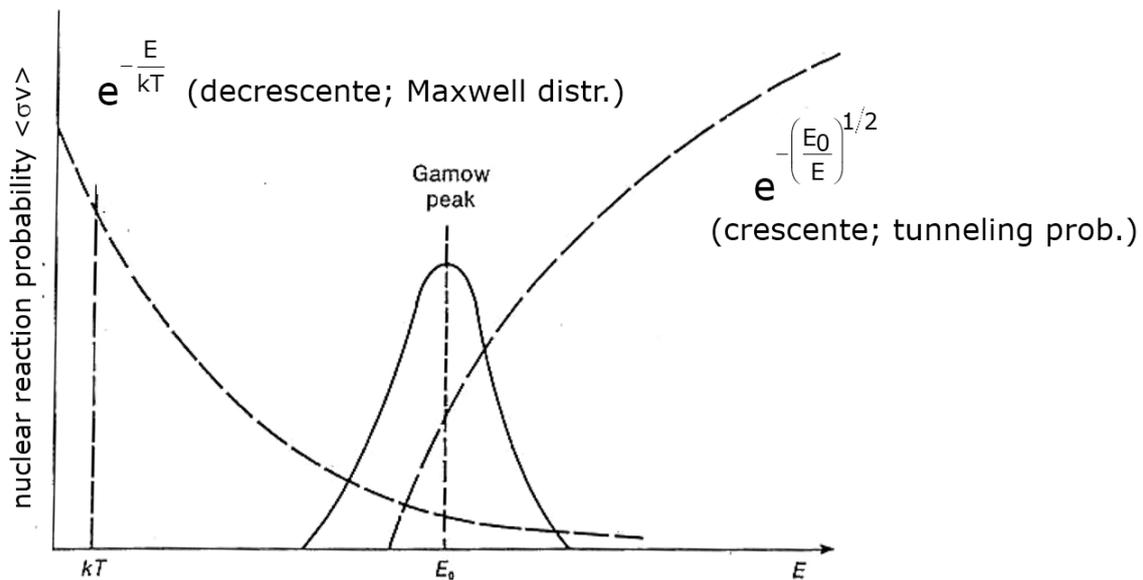


Figura 4: Picco di Gamow

Il picco è incentrato intorno all'energia:

$$E_G = \left(\frac{2\pi^2 \sqrt{2M} Z_A Z_B e^2 kT}{h} \frac{kT}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (34)$$

Si può anche tenere conto di un fattore correttivo ($\phi(T)$) dovuto all'effetto di schermo che hanno gli elettroni sulla carica elettrica dei nuclei. Includendo tutti i fattori ed integrando si ottiene:

$$\frac{dN_r}{dt} = c x_A x_B \rho^2 T^{-\frac{2}{3}} e^{-1.89 \left(\frac{E_0}{kT} \right)^{\frac{1}{3}}} \phi(T) \quad (35)$$

$$c = \frac{4h^2}{k^{\frac{2}{3}} m_H^{\frac{7}{2}}} \frac{(A_A + A_B)^{\frac{3}{2}}}{(A_A A_B)^{\frac{5}{2}}} E_0^{\frac{1}{6}} \Pi'' \quad (36)$$

Dove x_A e x_B sono abbondanze in massa, espresse in percentuale.

Parte III

Reazioni termonucleari negli interni stellari

Capitolo 1

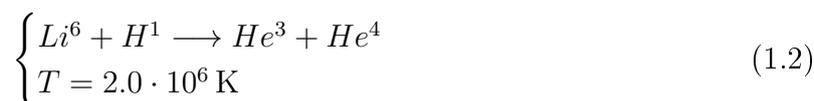
Reazioni termonucleari di presequenza

Le reazioni termonucleari di presequenza avvengono nella fase iniziale della vita della stella, prima ancora che inizi a bruciare l' H^1 . Infatti queste reazioni possono avvenire a temperature relativamente basse: nell'intervallo tra $0.5 \cdot 10^6$ K e $5 \cdot 10^6$ K. In ordine di temperatura le principali reazioni di presequenza sono le seguenti.

L' H^2 si fonde con H^1 per formare He^3 :



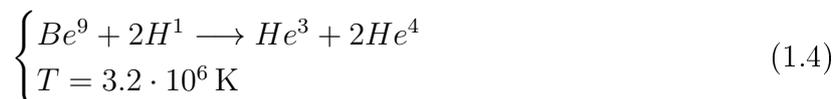
Il Li^6 si fonde con H^1 per formare He^3 ed He^4 :



Il Li^7 si fonde con H^1 per formare due He^4 :



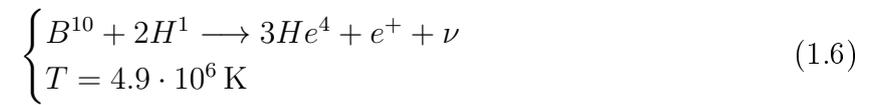
Il Be^9 si fonde con due H^1 per formare He^3 e due He^4 :



Il B^{11} si fonde con H^1 per formare tre He^4 :



Il B^{10} si fonde con due H^1 per formare tre He^4 liberando un positrone:



Si può notare come molte di queste reazioni producano He^4 , questo è dovuto al fatto che ha un nucleo molto stabile.

Capitolo 2

Reazioni termonucleari di fusione dell'idrogeno

Le reazioni termonucleari di fusione dell' H^1 si innescano quando la temperatura all'interno della stella raggiunge i 10^7 K.

I tempi caratteristici (T) danno un'idea del tempo reale su cui avviene la reazione ed essendo molto variabili, tra una reazione e l'altra, hanno effetti fisici importanti e saranno quindi riportati per ogni formula. Altre grandezze fisiche rilevanti che saranno riportate sono l'energia propria netta liberata dalla reazione (E) e l'energia persa a causa dei neutrini (E_ν), quando presenti.

Esistono tre catene di reazioni principali che partono dalla fusione di due nuclei di H^1 dette PPI, PPII, PPIII. Tali catene di reazioni verranno analizzate una alla volta.

La catena PPI è schematizzata nel grafico seguente:

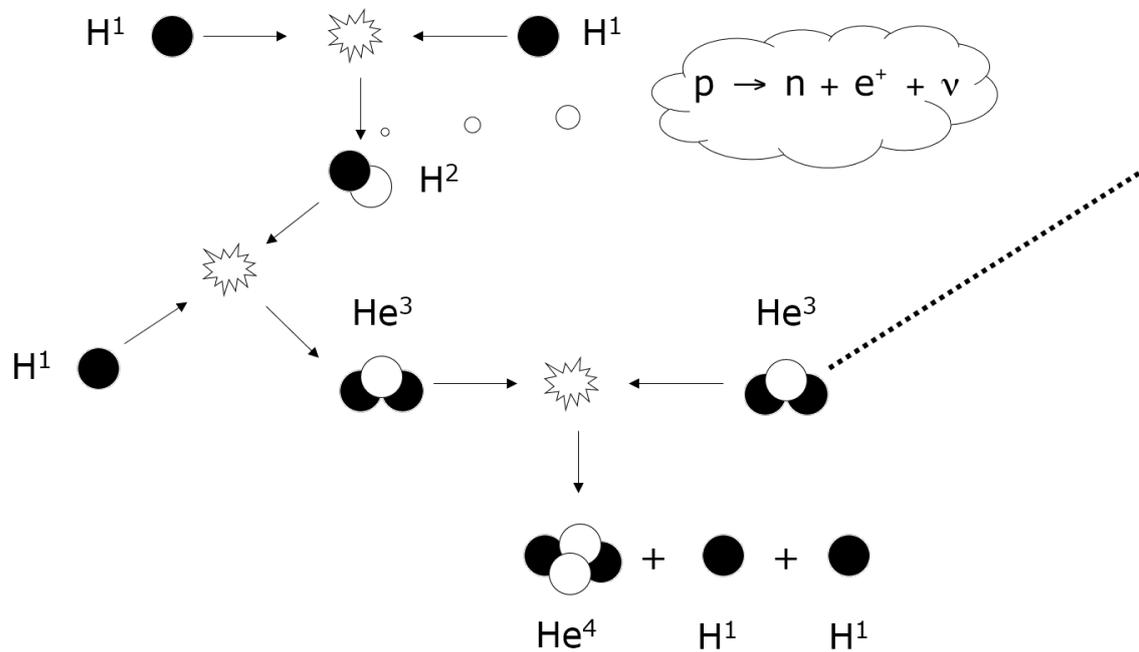


Figura 2.1: Catena PPI

Nella prima reazione due H^1 si fondono in un nuovo nucleo che poi decade in H^2 tramite un decadimento di tipo β^+ :

$$\begin{cases} H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu \\ E = +1.44 \text{ MeV} \\ E_\nu = -0.26 \text{ MeV} \\ T = 1.4 \cdot 10^9 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.1)$$

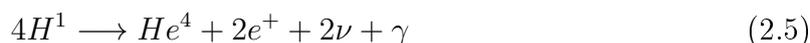
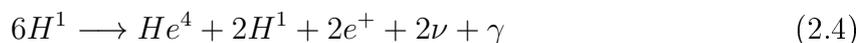
Nella seconda reazione l' H^2 si fonde con un ulteriore H^1 per formare He^3 :

$$\begin{cases} H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma \\ E = +5.49 \text{ MeV} \\ T = 6 \text{ s} \end{cases} \quad (2.2)$$

Nella terza reazione due nuclei di He^3 provenienti dalla reazione precedente producono un nucleo di He^4 liberando due H^1 :

$$\begin{cases} He^3 + He^3 \longrightarrow He^4 + 2H^1 + \gamma \\ E = +12.85 \text{ MeV} \\ T = 10^6 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.3)$$

Tenendo conto che per ottenere i due He^3 necessari alla terza reazione devono avvenire le prime due reazioni due volte, si scrive la reazione complessiva e, in seguito, semplificandola si ottiene la reazione netta:



Si può infine calcolare l'energia liberata da una catena PPI al netto dei neutrini:

$$(2(1.44 - 0.26 + 5.49) + 12.85) \text{ MeV} = 26.2 \text{ MeV} = 4.2 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \quad (2.6)$$

Si può notare come la prima reazione sia di gran lunga la più lenta e di fatto determini la velocità dell'intera catena di reazioni. Questo è dovuto al fatto che la prima reazione contiene un decadimento β^+ che, come si è già osservato, è endoenergetico ed è dovuto alla forza nucleare debole, che ha tempi di decadimento più lenti della forza nucleare forte. Una reazione più diretta tra un H^1 ed un neutrone è di fatto impossibile poiché i neutroni liberi decadono velocemente, su tempi scala di 10 min, tramite un decadimento β^- .

La catena PPII, che inizia allo stesso modo della PPI, è schematizzata nel grafico seguente:

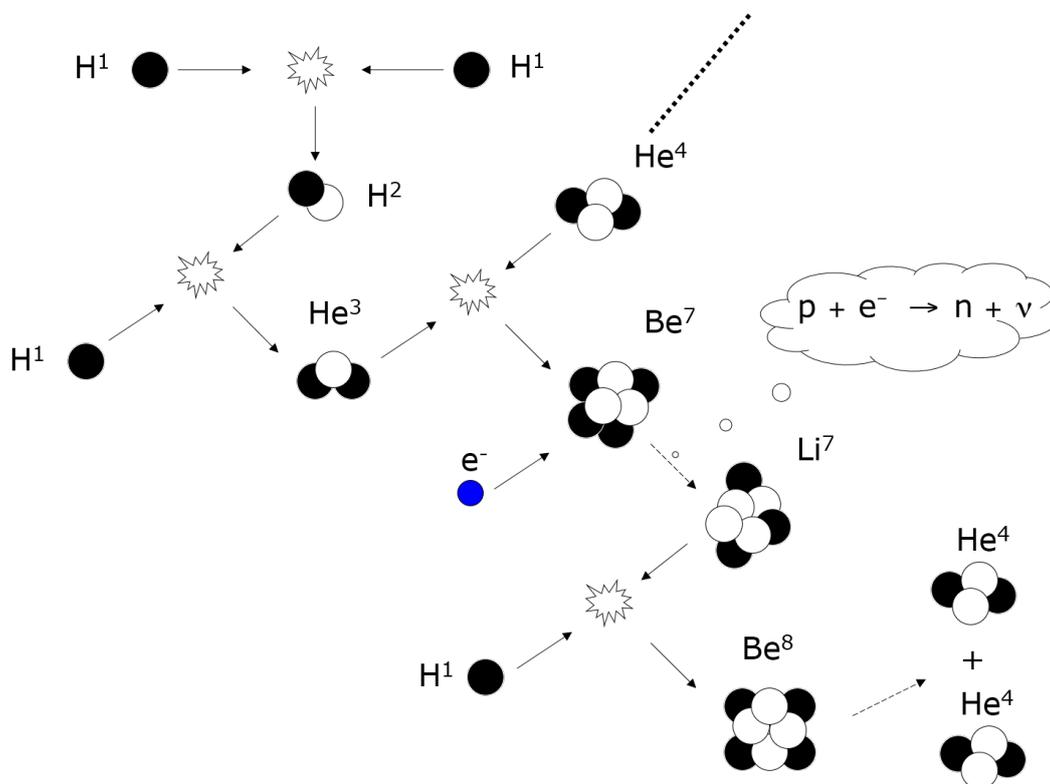


Figura 2.2: Catena PPII

Nella prima reazione due H^1 si fondono in un nuovo nucleo che poi decade in H^2 tramite un decadimento di tipo β^+ :

$$\begin{cases} H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu \\ E = +1.44 \text{ MeV} \\ E_\nu = -0.26 \text{ MeV} \\ T = 1.4 \cdot 10^9 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.7)$$

Nella seconda reazione l' H^2 si fonde con un ulteriore H^1 per formare He^3 :

$$\begin{cases} H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma \\ E = +5.49 \text{ MeV} \\ T = 6 \text{ s} \end{cases} \quad (2.8)$$

Nella terza reazione l' He^3 si fonde con un He^4 già presente per formare Be^7 :

$$\begin{cases} He^3 + He^4 \longrightarrow Be^7 + \gamma \\ E = +1.59 \text{ MeV} \\ T = 10^6 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.9)$$

Nella quarta reazione il Be^7 cattura un elettrone e si trasforma in Li^7 :

$$\begin{cases} Be^7 + e^- \longrightarrow Li^7 + \nu \\ E = +0.86 \text{ MeV} \\ E_\nu = -0.80 \text{ MeV} \\ T = 0.4 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.10)$$

Nella quinta reazione il Li^7 si fonde con un H^1 formando Be^8 che subito decade due He^4 :

$$\begin{cases} Li^7 + H^1 \longrightarrow 2He^4 + \gamma \\ E = +17.35 \text{ MeV} \\ T = 6 \text{ min} \end{cases} \quad (2.11)$$

Si riporta la reazione complessiva e la reazione netta semplificata:

$$4H^1 + He^4 + e^- \longrightarrow 2He^4 + e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.12)$$

$$4H^1 + e^- \longrightarrow He^4 + e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.13)$$

Si può infine calcolare l'energia liberata da una catena PPII sempre al netto dei neutrini:

$$(1.44 - 0.26 + 5.49 + 1.59 + 0.86 - 0.80 + 17.35) \text{ MeV} = 25.67 \text{ MeV} = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \quad (2.14)$$

Si può osservare che la differenza tra la catena di reazioni PPII e la PPI è che, dopo essersi formato, l' He^3 invece di reagire con altro He^3 si fonde con dell' He^4 per formare poi due He^4 in seguito ad alcune reazioni. Per questo motivo la probabilità che la catena PPII avvenga dipende anche dalla concentrazione di He^4 e quindi diventa sempre più importante al trasformarsi dell' H^1 in He^4 . La prima reazione della catena continua ad essere più lenta delle altre di vari ordini di grandezza e quindi PPI e PPII avranno la stessa velocità.

La catena PPIII, che inizia in maniera analoga alla PPII, è schematizzata nel seguente grafico:

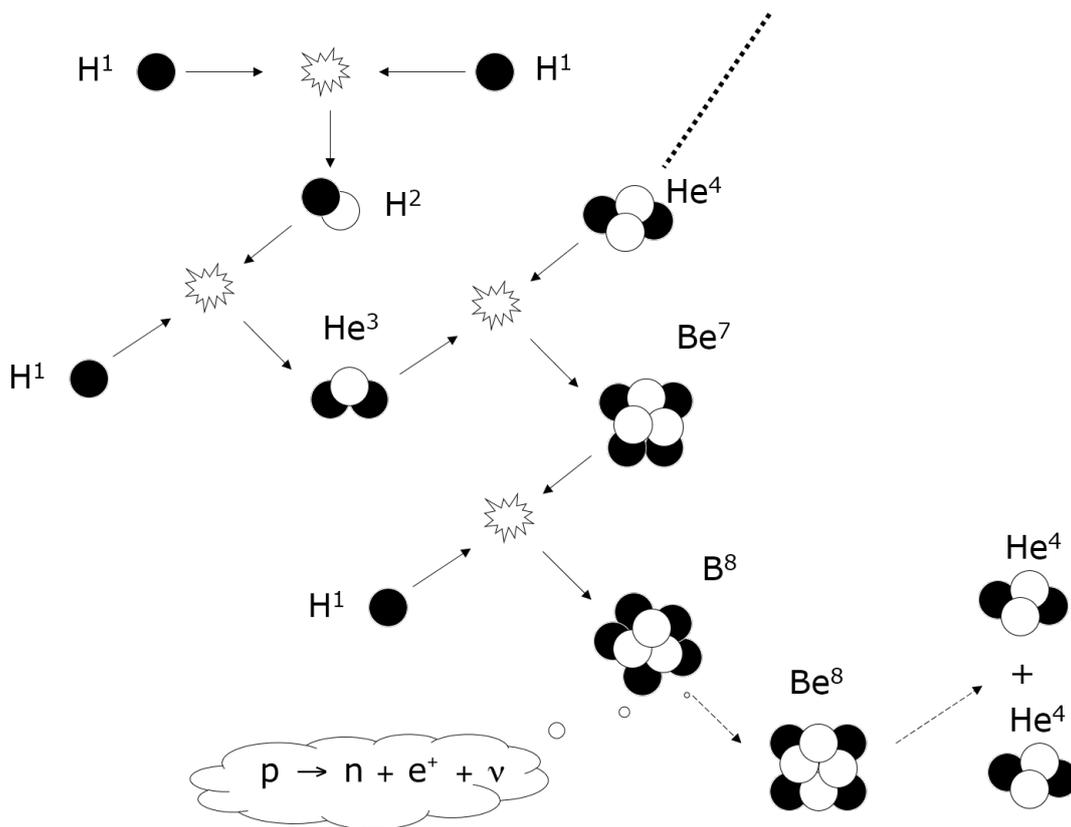


Figura 2.3: Catena PPIII

Nella prima reazione due H^1 si fondono in un nuovo nucleo che poi decade in H^2 tramite un decadimento di tipo β^+ :

$$\begin{cases} H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu \\ E = +1.44 \text{ MeV} \\ E_\nu = -0.26 \text{ MeV} \\ T = 1.4 \cdot 10^9 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.15)$$

Nella seconda reazione l' H^2 si fonde con un ulteriore H^1 per formare He^3 :

$$\begin{cases} H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma \\ E = +5.49 \text{ MeV} \\ T = 6 \text{ s} \end{cases} \quad (2.16)$$

Nella terza reazione l' He^3 si fonde con un He^4 già presente per formare Be^7 :

$$\begin{cases} He^3 + He^4 \longrightarrow Be^7 + \gamma \\ E = +1.59 \text{ MeV} \\ T = 10^6 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.17)$$

Nella quarta reazione il Be^7 si fonde con un H^1 e forma B^8 :

$$\begin{cases} Be^7 + H^1 \longrightarrow B^8 + \gamma \\ E = +0.135 \text{ MeV} \\ T = 66 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.18)$$

Nella quinta reazione il B^8 decade in He^4 tramite decadimento β^+ che subito torna a decadere in due He^4 :

$$\begin{cases} B^8 \longrightarrow 2He^4 + e^+ + \nu + \gamma \\ E = +18.07 \text{ MeV} \\ E_\nu = -7.20 \text{ MeV} \\ T = 1 \text{ s} \end{cases} \quad (2.19)$$

Si riporta la reazione complessiva e la reazione netta semplificata:

$$4H^1 + He^4 \longrightarrow 2He^4 + 2e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.20)$$

$$4H^1 \longrightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.21)$$

Si può infine calcolare l'energia liberata da una catena PPIII sempre al netto dei neutrini:

$$(1.44 - 0.26 + 5.49 + 1.59 + 0.135 + 18.07 - 7.20) \text{ MeV} = 19.3 \text{ MeV} = 3.1 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \quad (2.22)$$

L'unica differenza tra la catena PPIII e la PPII è se il Be^7 assorbe un H^1 prima o dopo che uno dei suoi protoni decada in un neutrone. Continuano a valere le stesse considerazioni che sono già state illustrate in merito alle differenze tra PPII e PPI.

Si possono rappresentare le varie catene di reazioni PP tramite il seguente diagramma ad albero, in cui sono indicate le percentuali di ogni catena nelle condizioni tipiche di una stella della sequenza principale:

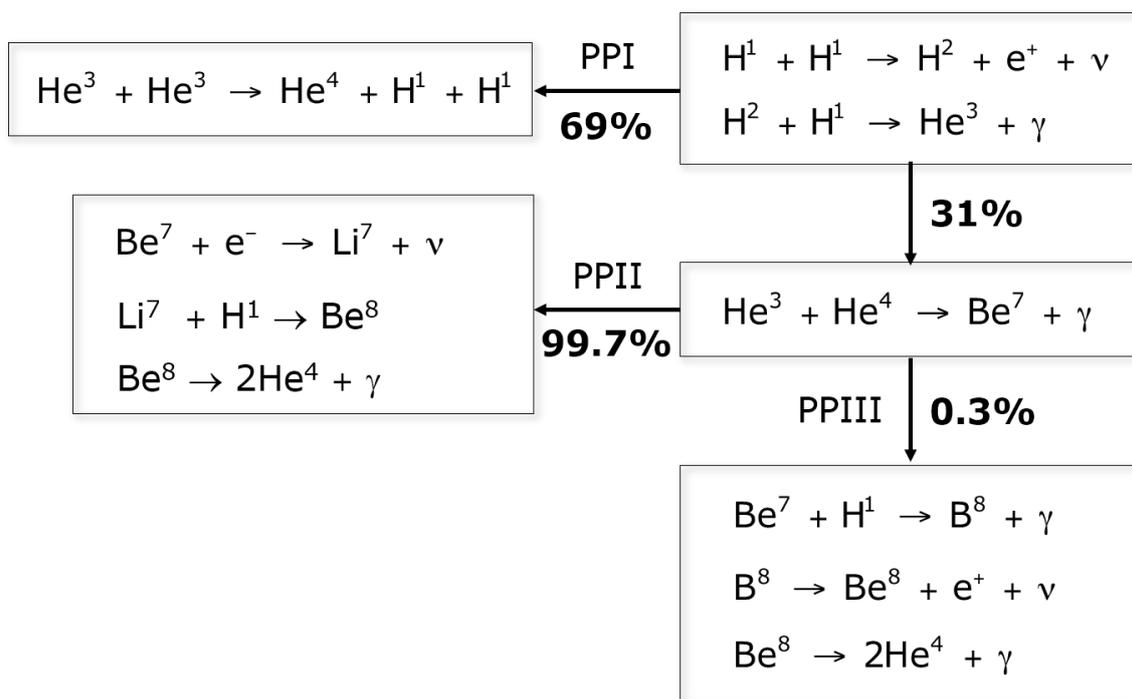


Figura 2.4: Riassunto catene PP

Si può inoltre esprimere, tramite il seguente grafico indicativo, l'andamento dell'efficienza relativa delle varie catene PP al variare della temperatura.

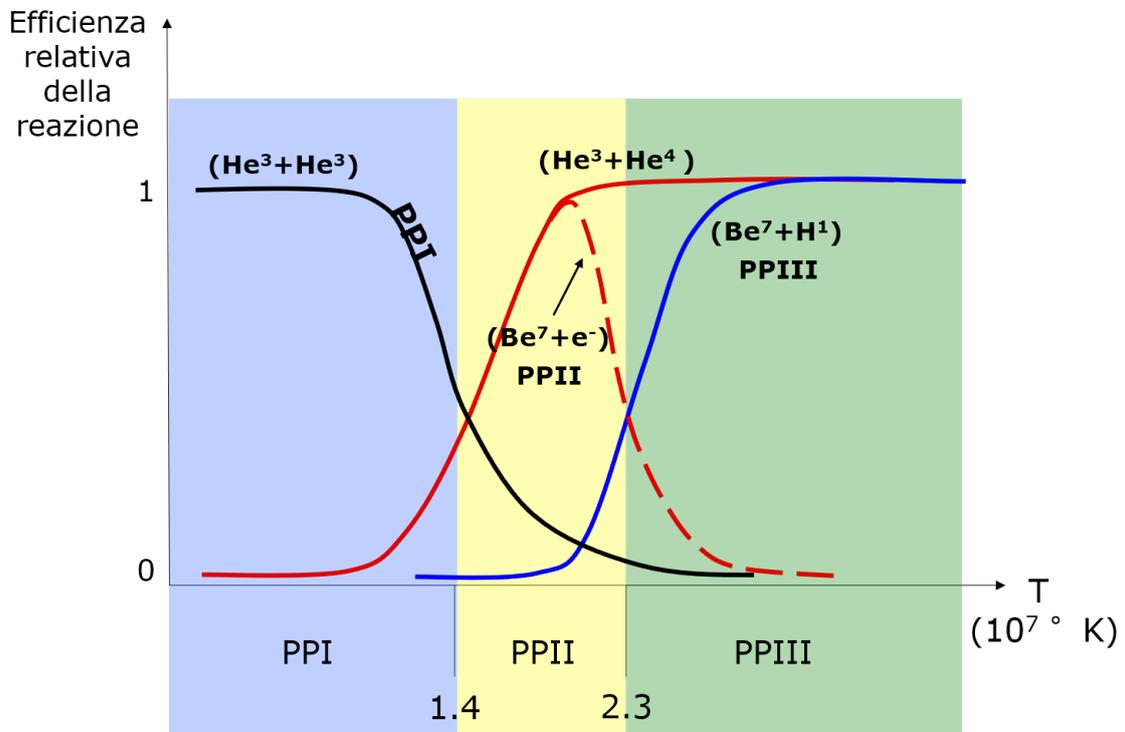


Figura 2.5: Efficienza relativa delle catene PP in funzione della temperatura

Si può evidenziare che, come già osservato, la PPI è inizialmente dominante, mentre quando la concentrazione di He^4 è maggiore, PPII e PPIII diventano prevalenti.

Oltre alle catene di reazioni PP ne esiste un'altra principale che trasforma H^1 in He^4 ed è detta ciclo CNO.

Questo ciclo principale è un tipico esempio di ciclo di cattura protonica che utilizza la presenza di atomi pesanti come il C, N, O come "catalizzatori" per la produzione di He^4 .

Il ciclo CNO è schematizzato nel grafico seguente:

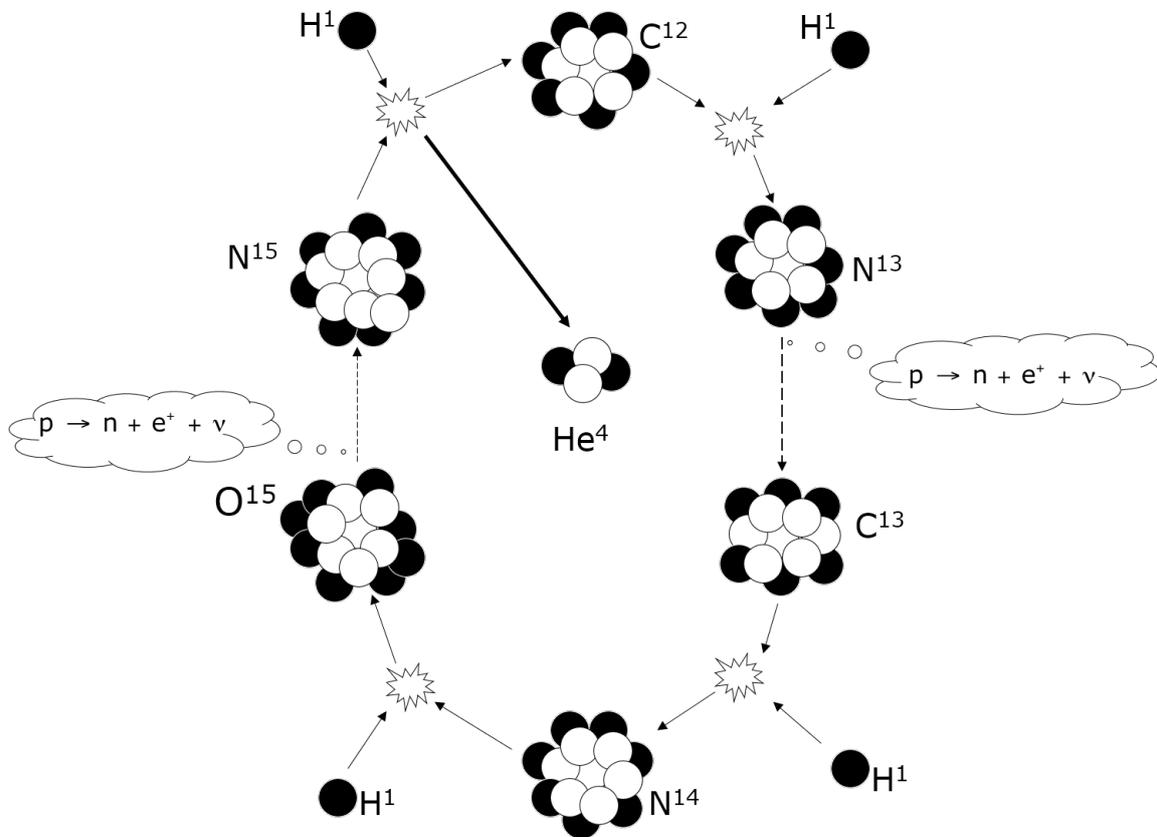


Figura 2.6: Ciclo CNO

La prima fusione nucleare che avviene è quella di un C^{12} con un H^1 per formare un N^{13} :

$$\begin{cases} C^{12} + H^1 \longrightarrow N^{13} + \gamma \\ E = +1.94 \text{ MeV} \\ T = 1.3 \cdot 10^7 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.23)$$

L' N^{13} , tramite un decadimento β^+ , forma C^{13} :

$$\begin{cases} N^{13} \longrightarrow C^{13} + e^+ + \nu \\ E = +2.2 \text{ MeV} \\ E_\nu = -0.7 \text{ MeV} \\ T = 7 \text{ min} \end{cases} \quad (2.24)$$

Il C^{13} che reagisce con H^1 produce un N^{14} :

$$\begin{cases} C^{13} + H^1 \longrightarrow N^{14} + \gamma \\ E = +7.55 \text{ MeV} \\ T = 2.7 \cdot 10^6 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.25)$$

L' N^{14} reagendo nuovamente con H^1 produce O^{15} :

$$\begin{cases} N^{14} + H^1 \longrightarrow O^{15} + \gamma \\ E = +7.29 \text{ MeV} \\ T = 3.2 \cdot 10^8 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.26)$$

L' O^{15} , tramite un decadimento β^+ , forma N^{15} :

$$\begin{cases} O^{15} \longrightarrow N^{15} + e^+ + \nu \\ E = +2.7 \text{ MeV} \\ E_\nu = -1.0 \text{ MeV} \\ T = 82 \text{ sec} \end{cases} \quad (2.27)$$

L' N^{15} reagendo con H^1 produce un C^{12} ed un He^4 :

$$\begin{cases} N^{15} + H^1 \longrightarrow C^{12} + He^4 \\ E = +4.96 \text{ MeV} \\ T = 1.1 \cdot 10^5 \text{ yr} \end{cases} \quad (2.28)$$

Si può infine calcolare l'energia liberata da un ciclo CNO completo, sempre al netto dei neutrini:

$$(1.94 + 2.2 - 0.7 + 7.55 + 7.29 + 2.7 - 1.0 + 4.96) \text{ MeV} = 24.9 \text{ MeV} = 4.0 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \quad (2.29)$$

Concluso il ciclo, si sono trasformati quattro H^1 in un He^4 mentre invece la quantità di C, N ed O è rimasta invariata e questi ultimi svolgono un ruolo di "catalizzatori" della reazione:

$$4H^1 + C^{12} \longrightarrow He^4 + C^{12} + 2e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.30)$$

$$4H^1 \longrightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu + \gamma \quad (2.31)$$

Mentre la quantità totale di C, N ed O non è influenzata in modo sensibile dal ciclo CNO, la loro abbondanza relativa invece cambia significativamente. La reazione più lenta del ciclo è quella che trasforma N^{14} in O^{15} , ed è almeno un ordine di grandezza più lenta delle altre. A causa di questa differenza di velocità si accumulerà dell' N^{14} . Quando il ciclo CNO raggiunge l'equilibrio la concentrazione relativa finale dei vari elementi della

catena di reazioni è direttamente proporzionale al tempo caratteristico della reazione che li consuma. Questo si ottiene ponendo come condizione che all'equilibrio la quantità di un certo elemento prodotto da una reazione deve essere uguale alla quantità di quello stesso elemento consumato dalla reazione successiva per unità di volume e di tempo. Una volta che il ciclo è andato a regime ci si aspetta che il calo dell'abbondanza di C sia accompagnato da un incremento dell'abbondanza di N. Questa è una tipica anticorrelazione chimica che rappresenta un tracciante importante del processo di cattura protonica. Nel grafico seguente è mostrato l'andamento delle concentrazioni di C, N ed O nello sviluppo temporale, dopo che hanno iniziato ad avvenire le reazioni del ciclo CNO.

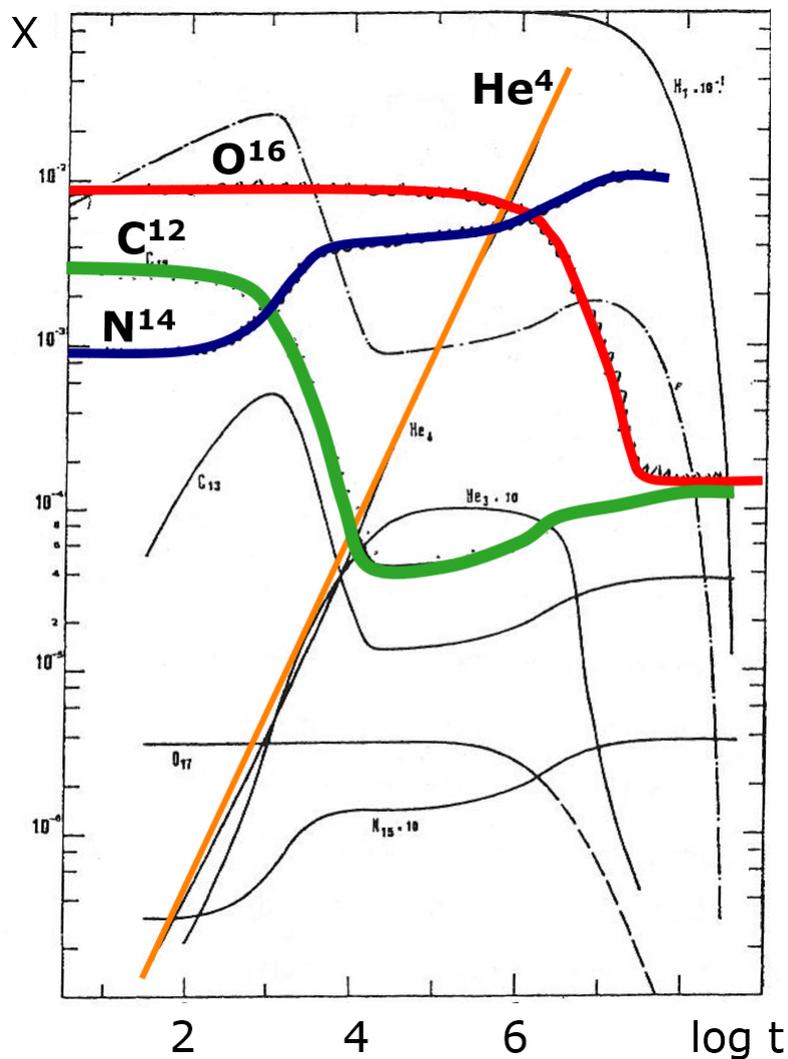


Figura 2.7: Evoluzione temporale degli elementi coinvolti nel ciclo CNO

È possibile oltre al ciclo CNO principale anche un ciclo secondario meno probabile.
 Dall' N^{14} si può attivare anche questo ciclo secondario che ha un ramo in comune con il ciclo primario:

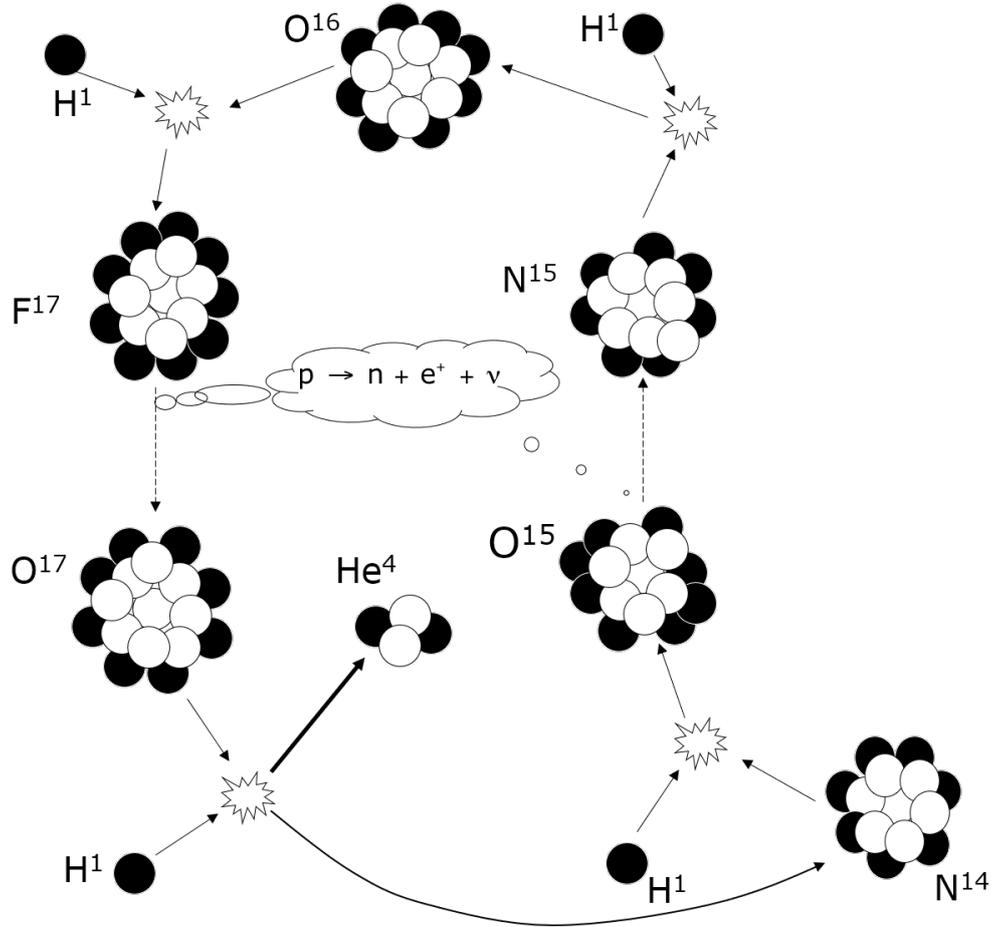


Figura 2.8: Ciclo secondario

La prima fusione nucleare che avviene è quella di un N^{14} con un H^1 per formare un O^{15} :



L' O^{15} , tramite un decadimento β^+ , forma N^{15} :



L' N^{15} reagendo con H^1 produce un O^{16} :



L' O^{16} reagendo con H^1 produce un F^{17} :



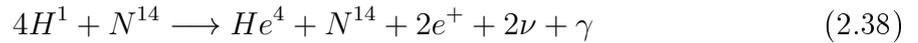
Il F^{17} , tramite un decadimento β^+ , forma O^{17} :



L' O^{17} reagendo con H^1 produce un N^{14} ed un He^4 :



Concluso il ciclo, si sono trasformati quattro H^1 in un He^4 mentre invece la quantità di N, O e F è rimasta invariata, analogamente al ciclo principale:



Il ciclo CNO può essere considerato il ciclo primario di cattura protonica, tuttavia a temperature crescenti si possono attivare vari cicli di cattura protonica che coinvolgono elementi via via più pesanti, introducendo le cosiddette anti-correlazioni, come la CN descritta. Queste anti-correlazioni sono traccianti dei processi di cattura protonica che il gas ha subito durante la sua storia evolutiva e possono essere evidenziate dalle osservazioni.

Si può notare che sia le varie catene PP che il ciclo CNO producono quantità di energia quasi uguali. Questo fatto può essere facilmente compreso visto che tutti questi processi convertono quattro H^1 in un He^4 ed ovviamente l'energia interna di questi nuclei non dipende dalla catena di reazioni; la differenza di energia è dovuta ai neutrini.

Si può quindi procedere ad esprimere il tasso di produzione di energia per le catene PP e il ciclo CNO a partire dalla formula già vista:

$$\varepsilon = Ex_A x_B c \rho T^{-\frac{2}{3}} e^{-1.89 \left(\frac{E_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}} \phi(T) \quad (2.40)$$

Conoscendo gli elementi coinvolti e l'energia prodotta in ogni reazione si possono inserire nella formula ottenendo i seguenti risultati:

$$\varepsilon_{PP} = 2.36 \cdot 10^6 \rho X^2 T_6^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{33.81}{\sqrt[3]{T_6}}} \phi_{PP}(T) \quad (2.41)$$

$$\varepsilon_{CNO} = 7.21 \cdot 10^{27} \rho X Z_{CN} T_6^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{153.31}{\sqrt[3]{T_6}}} \phi_{CNO}(T) \quad (2.42)$$

Dove T_6 è una grandezza adimensionale:

$$T_6 = \frac{T}{10^6 \text{ K}} \quad (2.43)$$

Come si può notare queste leggi non hanno una dipendenza da T in forma di semplice legge di potenza. Si può esprimere questa dipendenza elevando T ad un esponente che sarà esso stesso funzione di T . Si può approssimare a costante questo esponente se si rimane all'interno di un ristretto intervallo di T :

$$\begin{cases} \varepsilon_{PP} = \varepsilon_1 \rho X^2 T_6^{\nu_{PP}} \\ \nu_{PP} = [3.5 - 6] \end{cases} \quad (2.44)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_{CNO} = \varepsilon_2 \rho X Z_{CN} T_6^{\nu_{CNO}} \\ \nu_{CNO} = [13 - 20] \end{cases} \quad (2.45)$$

Se si assumono concentrazioni tipiche dell'interno di stelle della sequenza principale si può rappresentare nel seguente grafico la dipendenza di entrambe le ε dalla temperatura.

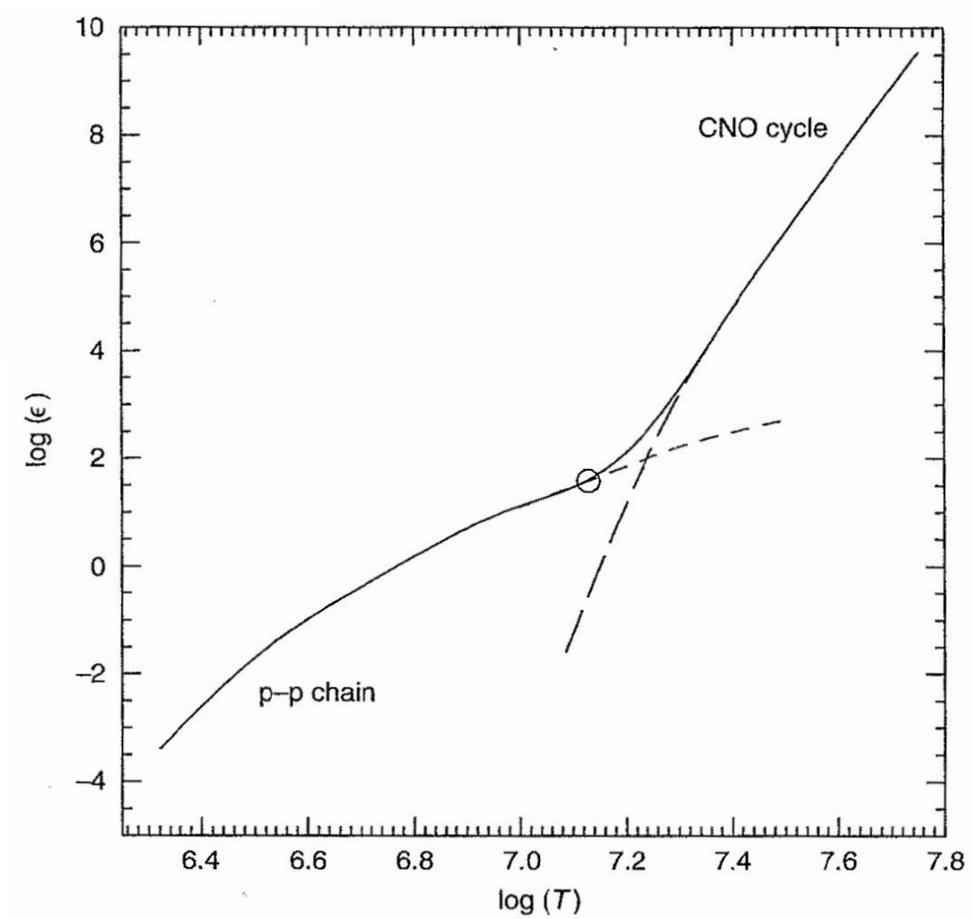


Figura 2.9: Efficienza energetica in funzione della temperatura delle catene PP e del ciclo CNO

Come si può vedere dal grafico la produzione di energia è principalmente dovuta alle catene PP alle basse temperature ed al ciclo CNO alle alte temperature. Per esempio alla temperatura dell'interno del Sole vale: $\frac{\epsilon_{PP}}{\epsilon_{CNO}} \sim 100$.

Capitolo 3

Reazioni termonucleari di fusione dell'elio

Al calare della concentrazione di H^1 , che è stato convertito in He^4 , le reazioni termonucleari che coinvolgono H^1 rallentano fino a praticamente arrestarsi quando l'abbondanza di H^1 scende al di sotto del 5%. Il nucleo della stella comincia una fase di contrazione. Quando la temperatura del nucleo della stella raggiunge $1.5 \cdot 10^8$ K si innesca la reazione di fusione dell' He^4 . La principale reazione che brucia He^4 è il processo 3α , che deriva il suo nome dal fatto che storicamente i nuclei di He^4 sono anche detti particelle α .

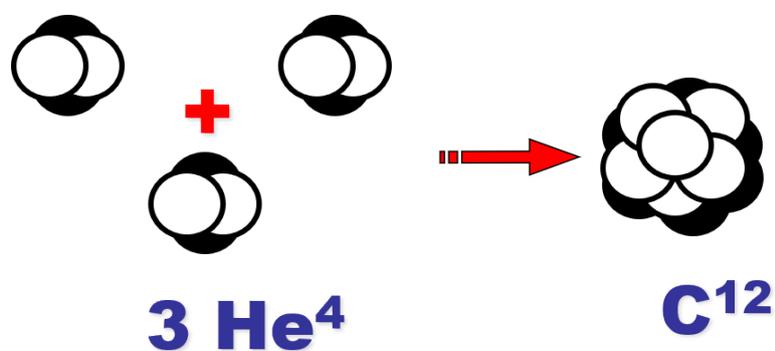
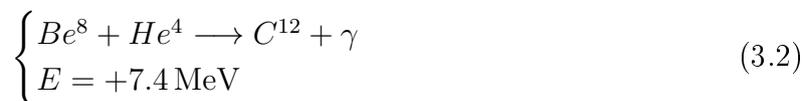


Figura 3.1: Processo 3α

Il processo può essere scomposto in due reazioni. Nella prima reazione due He^4 si fondono per formare Be^8 :



Nella seconda reazione il Be^8 si fonde con l' He^4 per formare C^{12} :



Si riporta la reazione complessiva:



Si può infine calcolare l'energia liberata da un processo 3α :

$$(-0.1 + 7.4) \text{ MeV} = 7.3 \text{ MeV} = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \quad (3.4)$$

Il Be^8 è molto instabile ed infatti la reazione che lo produce è endoenergetica e raggiunge un equilibrio dinamico con proporzione: $\frac{\text{Be}^8}{\text{He}^4} = \frac{1}{10^{10}}$. A causa di questa instabilità il Be^8 dovrà interagire con un altro He^4 poco dopo essersi formato e questo processo può essere considerato una reazione a tre nuclei. Analogamente a quanto fatto per le reazioni di fusione dell' H^1 , si può ricavare il tasso di produzione di energia del processo 3α :

$$\varepsilon_{3\alpha} = 3.5 \cdot 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} e^{-\frac{4320}{T_6}} \phi_{3\alpha}(T) \quad (3.5)$$

Anche questa formula può essere approssimata con una legge di potenza:

$$\begin{cases} \varepsilon_{3\alpha} = \varepsilon_3 \rho^2 Y^3 T_8^{\nu_{3\alpha}} \\ \nu_{3\alpha} = [20 - 30] \end{cases} \quad (3.6)$$

Dove T_8 è una grandezza adimensionale definita analogamente a T_6 :

$$T_8 = \frac{T}{10^8 \text{ K}} \quad (3.7)$$

L'energia totale prodotta dal bruciamento dell' He^4 per unità di massa è un decimo di quella prodotta dal bruciamento dell' H^1 :

$$\begin{cases} E_{PP}^* = \frac{E_{PP}}{4m_H} = 6.3 \cdot 10^{18} \text{ erg/g} \\ E_{CNO}^* = \frac{E_{CNO}}{4m_H} = 6.0 \cdot 10^{18} \text{ erg/g} \\ E_{3\alpha}^* = \frac{E_{3\alpha}}{12m_H} = 5.9 \cdot 10^{17} \text{ erg/g} \end{cases} \quad (3.8)$$

Per questo motivo la fase di vita di una stella in cui brucia He^4 è molto più corta.

Si può infine aggiungere questo processo al grafico del tasso di produzione di energia in funzione della temperatura, già determinato per le catene PP ed il ciclo CNO:

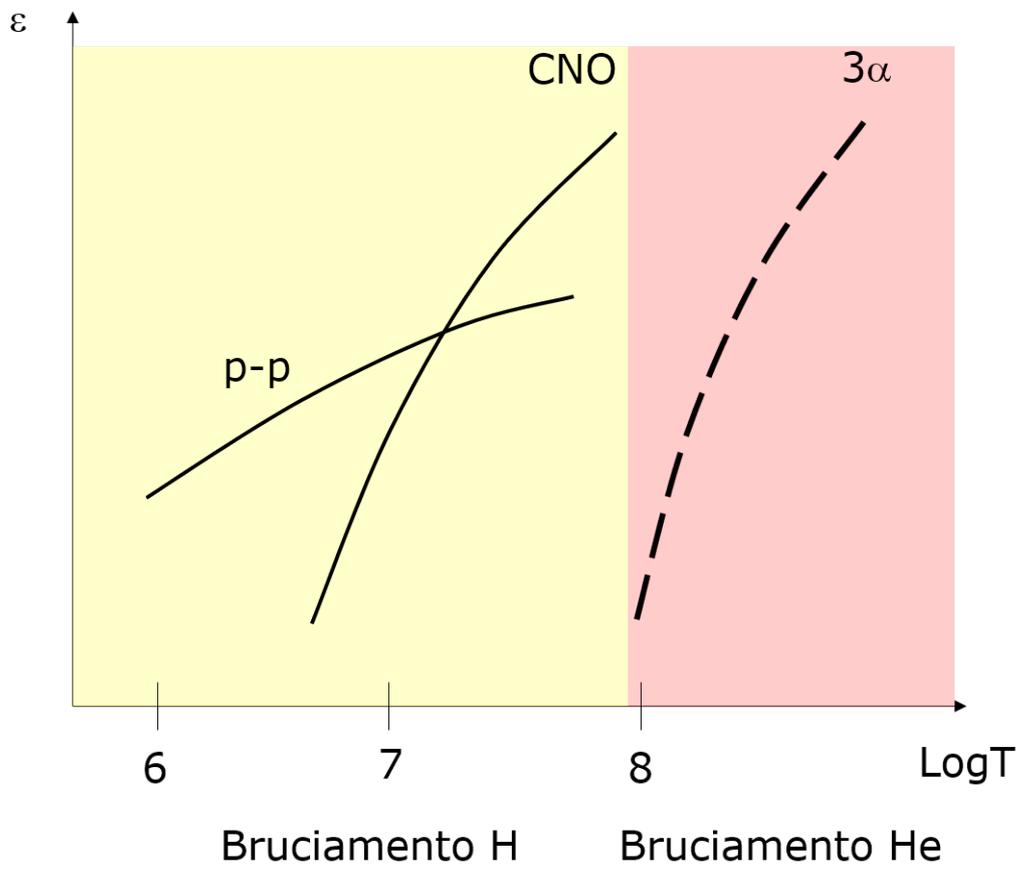


Figura 3.2: Efficienza energetica in funzione della temperatura delle catene PP, del ciclo CNO e del processo 3α

Capitolo 4

Reazioni termonucleari successive all'elio

Al calare della concentrazione di He^4 , il tasso di produzione di energia dei processi 3α diminuisce ed il nucleo della stella si contrae e si scalda per compensare. Al raggiungimento di specifiche temperature, si innescano ulteriori reazioni termonucleari.

Raggiunta la temperatura tra $5 \cdot 10^8$ K e $6 \cdot 10^8$ K si attivano le reazioni di bruciamento del C^{12} . In una possibile reazione due C^{12} reagiscono per formare O^{16} e due He^4 :



L'altra reazione possibile produce invece Ne^{20} e un solo He^4 , sempre partendo da due C^{12} :



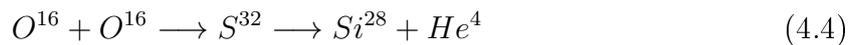
Queste reazioni forniscono due percorsi alternativi con cui si ottengono elementi più pesanti a partire dal C^{12} .

Raggiunta la temperatura tra $1.2 \cdot 10^9$ K e $1.9 \cdot 10^9$ K si attiva la reazione di bruciamento del Ne^{20} . Il Ne^{20} può assorbire un fotone guadagnando energia per poi dividersi in O^{16} e He^4 :

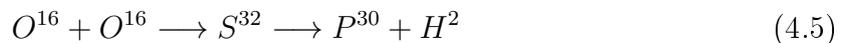


Raggiunta la temperatura tra $1.5 \cdot 10^9$ K e $2.6 \cdot 10^9$ K si attivano le reazioni di bruciamento dell' O^{16} . Due O^{16} si fondono in S^{32} che può poi decadere in quattro modi diversi.

La prima possibilità consiste nella formazione di Si^{28} ed He^4 :



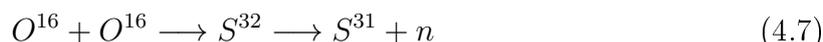
La seconda possibilità consiste nella formazione di P^{30} ed H^2 :



La terza possibilità consiste nella formazione di P^{31} ed H^1 :



La quarta possibilità consiste nella formazione di S^{31} ed un neutrone:



Il bruciamento dell' O^{16} può formare differenti nuclei più pesanti producendo contemporaneamente vari tipi di nuclei leggeri.

Tuttavia a temperature così alte (oltre il miliardo di K) cominciano i processi di fotodisintegrazione, cioè i fotoni sono così energetici che riescono a spaccare gli elementi pesanti producendo atomi di elio. Queste particelle saranno di fatto il combustibile primario per la formazione degli elementi successivi. Di seguito riporto alcuni dei processi di fotodisintegrazione più diffusi.

Nella prima reazione il Si^{28} assorbe un fotone e si scinde in Mg^{24} ed He^4 :



Nella seconda reazione il Mg^{24} assorbe un fotone e si scinde in Ne^{20} ed He^4 :



Nella terza reazione il Ne^{20} assorbe un fotone e si scinde in O^{16} ed He^4 :



Nella quarta reazione l' O^{16} assorbe un fotone e si scinde in C^{12} ed He^4 :



Nella quinta reazione il C^{12} assorbe un fotone e si scompone infine in tre He^4 :

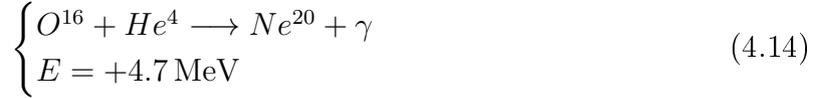


Come accennato, l' He^4 prodotto da questa catena di reazioni, insieme a quello proveniente dalle reazioni descritte precedentemente, contribuisce alla formazione di nuclei pesanti tramite una serie di processi detti catture α . Queste ultime sono un tipo di reazioni nucleari di fusione che includono He^4 come uno dei reagenti ed una serie di elementi a partire dal C^{12} come altro reagente e producono elementi sempre più pesanti. Le catture α che avvengono a temperature superiori ai $6 \cdot 10^8$ K, sono di seguito elencate in ordine di peso atomico e con l'energia associata che viene liberata da ogni reazione.

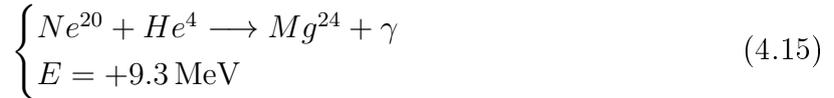
Il C^{12} si fonde con l' He^4 per formare O^{16} :



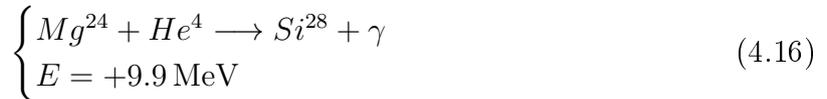
L'O¹⁶ si fonde con l'He⁴ per formare Ne²⁰:



Il Ne²⁰ si fonde con l'He⁴ per formare Mg²⁴:



Il Mg²⁴ si fonde con l'He⁴ per formare Si²⁸:



Il Si²⁸ si fonde con l'He⁴ per formare S³²:



Lo S³² si fonde con l'He⁴ per formare Ar³⁶:



Queste reazioni procedono fino alla formazione del Ni⁵⁶ dalla fusione di Cr⁵² e He⁴:



Ad ogni passaggio di questa serie di reazioni, che parte dal C¹², il numero atomico del prodotto ottenuto aumenta di due e il numero di massa aumenta di quattro. La catena si ferma al Ni⁵⁶ perché superando il Fe⁵⁶ le reazioni diventano endoenergetiche.

I tempi scala delle catture α diventano sempre più corti al crescere della massa atomica, arrivando fino all'ordine di grandezza dei giorni. Gli elementi formati attraverso la cattura di particelle α sono detti elementi α e sono gli elementi più abbondanti nell'universo dopo l'H¹ e l'He⁴.

Capitolo 5

Catture neutroniche

Come scritto nella parte II le reazioni termonucleari di fusione sono esoenergetiche solo fino alle reazioni di produzione degli elementi del gruppo del ferro. Il Fe^{56} presenta un massimo di energia di legame per nucleone e questo impedisce che ci possano essere reazioni termonucleari di fusione "spontanee" tra elementi più pesanti del Fe^{56} . Per spiegare la formazione degli elementi pesanti bisogna dunque invocare altri processi. La cattura neutronica è il processo principale di formazione degli elementi pesanti. Il processo di cattura neutronica in natura è ostacolato dal fatto che, come già osservato, i neutroni liberi non sono stabili e quindi l'unico modo per avere delle reazioni che li coinvolgano è avere simultaneamente altre reazioni che li producano. Processi che possono generare neutroni sono ad esempio catture α che coinvolgano isotopi più pesanti degli elementi che sono già stati analizzati: per esempio il C^{13} invece del C^{12} o l' O^{18} invece dell' O^{16} :

Il C^{13} si fonde con l' He^4 e produce O^{16} ed un neutrone:

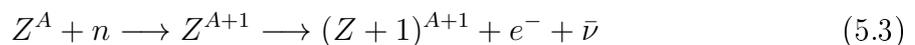


L' O^{18} si fonde con l' He^4 e produce Ne^{21} ed un neutrone:

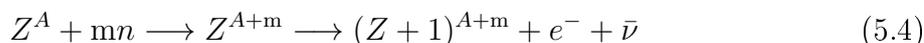


Le catture neutroniche si possono dividere in due tipi diversi detti processi s (slow) e processi r (rapid). I processi s sono quelli con tempi caratteristici più lenti di quelli dei decadimenti dei nuclei instabili, mentre i processi r sono quelli con tempi caratteristici più veloci.

Una singola cattura neutronica può essere schematizzata nella seguente formula:



Se però il nucleo formato dalla prima cattura neutronica è ancora stabile, ne possono avvenire altre prima del decadimento β^- :



Questo stesso processo può avvenire anche se i nuclei di transizione sono instabili nel caso di processi r, in cui il nucleo non ha tempo di decadere prima di assorbire un nuovo neutrone.

Una delle successioni di reazioni possibili che portano alla formazione di neutroni utili per i processi s è la seguente.

L' N^{14} si fonde con un He^4 e forma F^{18} :



Il F^{18} decade, tramite un decadimento β^+ , in O^{18} :



L' O^{18} si fonde con un He^4 e forma Ne^{22} :



Il Ne^{22} si fonde con un He^4 e forma Mg^{25} ed un neutrone:



Una possibile reazione che porta alla formazione di neutroni utili per i processi r è la fotodisintegrazione del Fe^{56} , che avviene solo se si raggiungono i 10^{10} K:



Queste reazioni si distinguono per la quantità di neutroni prodotti che solo nel secondo caso aumentano il tasso delle reazioni di cattura neutronica a sufficienza per i processi r. Le condizioni necessarie per la fotodisintegrazione del Fe^{56} , come l'alta temperatura, sono caratteristiche dei nuclei stellari nelle fasi che precedono l'esplosione di supernovae di tipo II.

Alcuni isotopi possono essere prodotti solo tramite catture neutroniche di tipo r, cioè quelli che hanno numeri di massa superiori di almeno due all'isotopo stabile più pesante di quell'elemento. Gli elementi generati da catture neutroniche s e r sono chiamati rispettivamente elementi s ed elementi r e sono traccianti di arricchimento del mezzo interstellare da parte di stelle di piccola massa e di grande massa rispettivamente.

In conclusione si può affermare che tutti gli elementi chimici ad esclusione dell' H^1 e dell' He^4 siano stati prodotti nelle varie fasi di evoluzione delle stelle.

In particolare: elementi α , modeste quantità di Fe^{56} e molti elementi s ed r sono prodotti dalle stelle di grande massa e poi riemessi nel mezzo interstellare dalle esplosioni di supernovae di tipo II. Infatti la struttura finale di una stella che sta per esplodere come supernova di tipo II è riportata in figura e mostra una cosiddetta struttura a cipolla, in cui gli strati esterni della stella sono caratterizzati da elementi chimici (essenzialmente elementi α) di peso molecolare medio decrescente verso l'esterno.

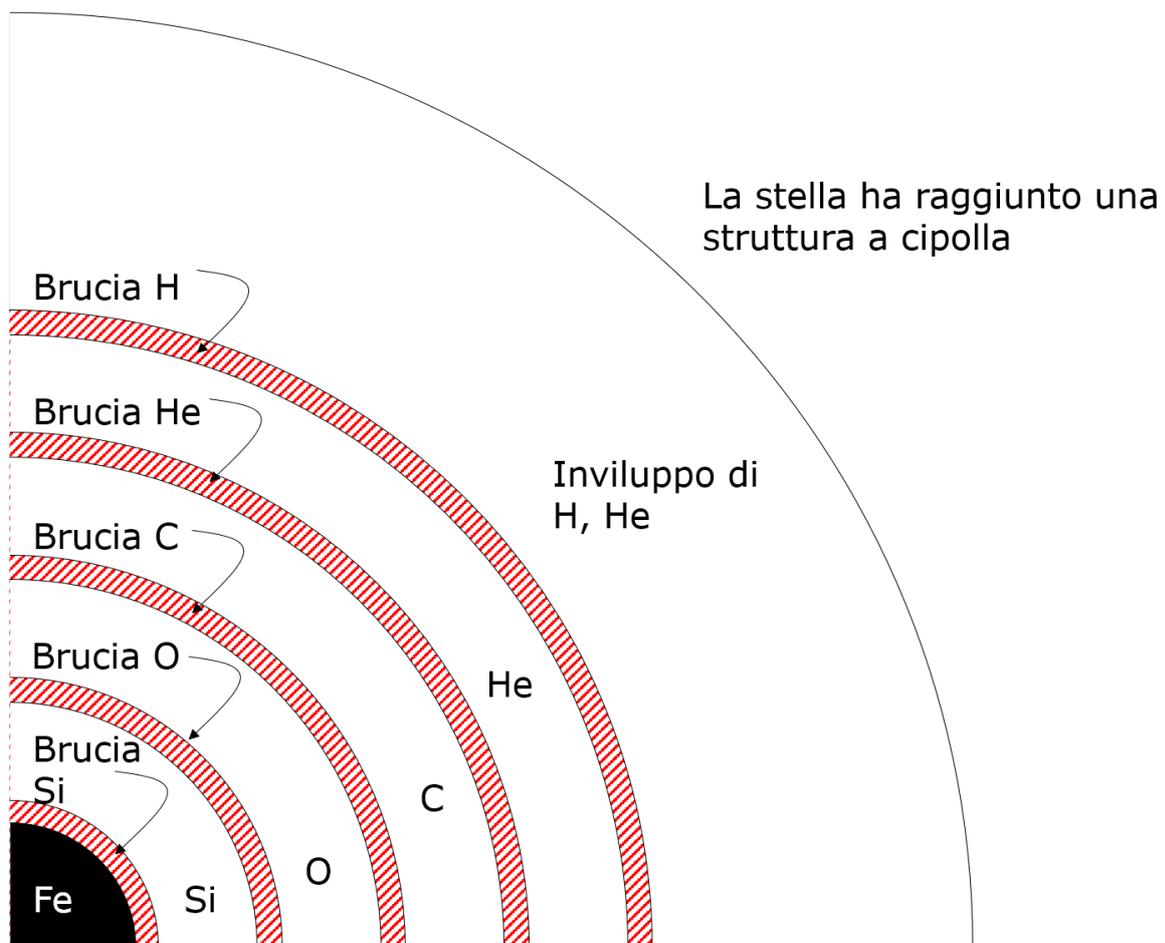


Figura 5.1: Struttura a cipolla di una stella

Questa struttura è il risultato della combustione in gusci di vari elementi al variare della temperatura dello strato della stella. Nonostante il nucleo stellare sia costituito da Fe^{56} , questo materiale rimane intrappolato nel nucleo che collassa su tempi scala di pochi secondi. È il collasso del nucleo e la conseguente caduta su di esso degli strati esterni

che genera l'esplosione delle supernovae di tipo II. Così, mentre il ferro del nucleo rimane incapsulato nella stella di neutroni, il materiale appartenente ai gusci viene completamente emesso durante l'esplosione. Solo lo strato più interno di Si^{28} viene trasformato in Fe^{56} durante l'esplosione, cosicché le stelle di grande massa (massa superiore alle otto masse solari) risultano grandi produttrici di elementi α e modeste produttrici di Fe^{56} . La grande abbondanza di neutroni, dovuta alla fotodisintegrazione del Fe^{56} e dell' He^4 nel nucleo delle stelle prima dell'esplosione, favorisce la formazione di elementi r.

Le grandi produttrici di Fe^{56} dell'universo sono invece le supernovae di tipo Ia che sono generate da un'esplosione term nucleare dovuta all'innescò della fusione del C^{12} in ambiente degenere. Il modello più semplice per i precursori di supernovae di tipo Ia è il cosiddetto doppio degenere, in cui due nane bianche di C-O in un sistema binario stretto mergono producendo l'innescò del C^{12} . L'intera struttura viene trasformata in Fe^{56} dall'esplosione.

I processi di nucleogenesi dei vari elementi sono rappresentati nei seguenti grafici:

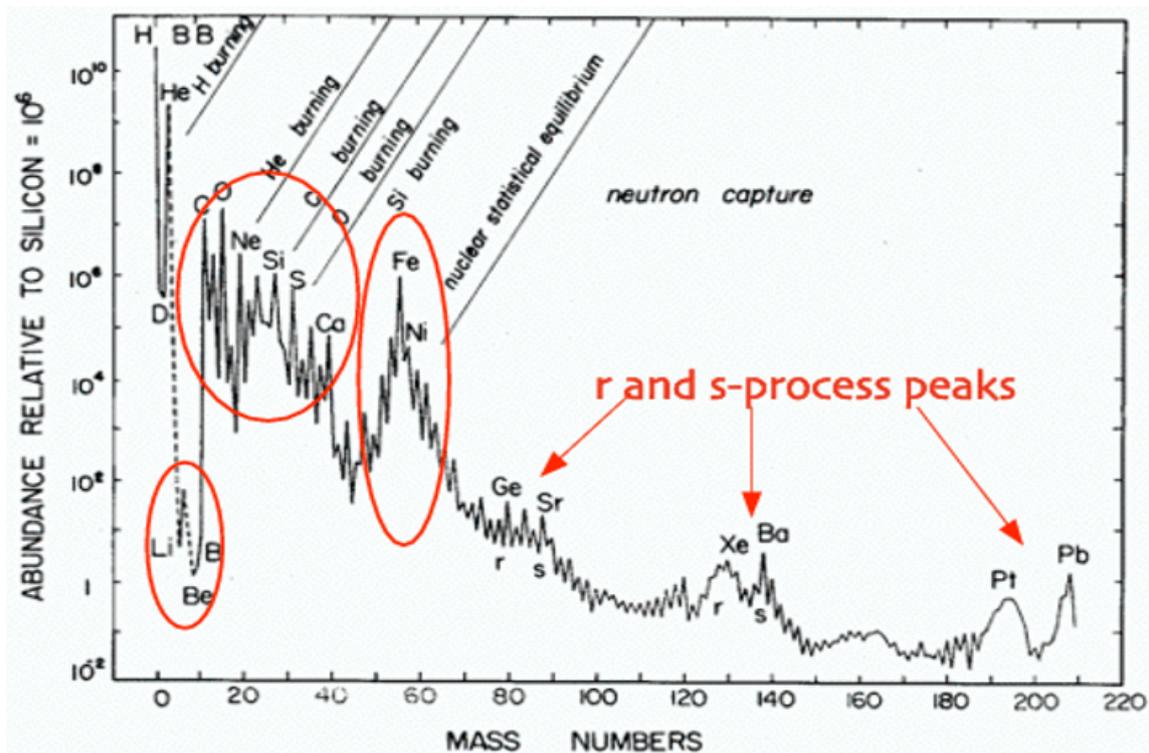


Figura 5.2: Abbondanze relative degli elementi

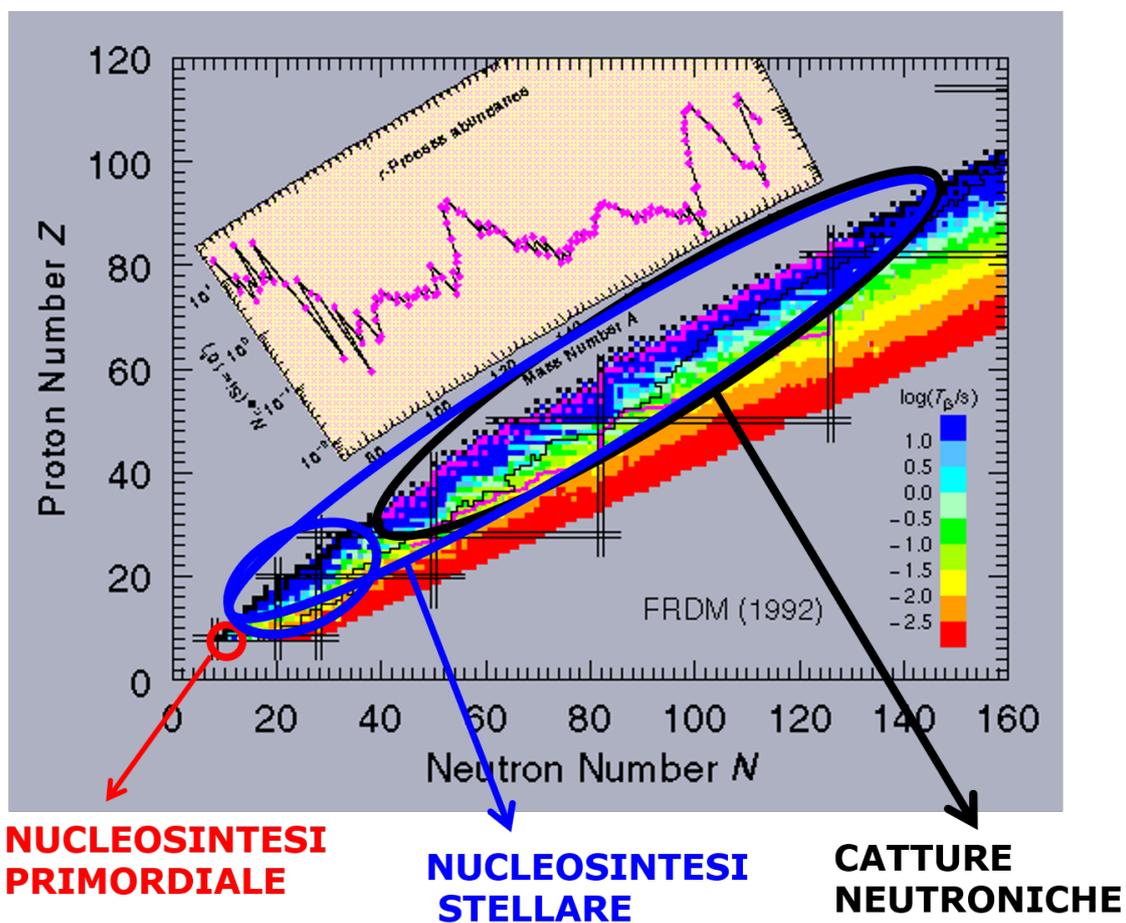


Figura 5.3: Processi di nucleosintesi

Bibliografia

- [1] Ferraro. *Astrofisica stellare: struttura delle stelle*. slides.
- [2] Bowers e Deeming. *Astrophysics I: stars*.
- [3] Carroll e Ostlie. *An introduction to modern astrophysics*. ed. Addison e Wesley.
- [4] Castellani. *Astrofisica stellare*. ed. Zanichelli.
- [5] Cester. *Corso di astrofisica*.
- [6] Salaris e Cassini. *Evolution of stars and stellar populations*. ed. Wiley.
- [7] Schwarzschild. *Structure and evolution of the stars*. Dover publication.