

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Meccanismi di produzione dell'energia in astrofisica

Elaborato finale

Candidato:
Giacomo Romiti
Matricola 0000763022

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Indice

Introduzione	iii
1 Evoluzione termonucleare delle stelle	1
1.1 La struttura stellare	1
1.2 Reazioni termonucleari	2
1.2.1 Fusione dell'idrogeno	4
1.2.2 Fusione dell'elio	7
1.2.3 Parametrizzazione del coefficiente ϵ	8
1.2.4 Altre reazioni termonucleari	9
2 Esplosioni di supernova	11
2.1 Classificazione e caratteristiche	11
2.2 Supernove termonucleari	12
2.3 Supernove <i>core-collapse</i>	13
Bibliografia	17

Introduzione

I fenomeni dell'astrofisica – lo studio fisico della materia celeste – hanno tra le loro peculiarità quella di poter essere studiati quasi solamente tramite la radiazione elettromagnetica che giunge al nostro pianeta, essa stessa una forma di energia. Risulta dunque chiaro che discutere la totalità dei meccanismi di produzione energetica in un breve trattato è alquanto arduo, se non impossibile. Ci si limita qui pertanto a descrivere quei meccanismi che alimentano le stelle, gli oggetti che danno il nome a questa scienza e che ne costituiscono l'elemento fondamentale delle principali strutture, caratterizzando sia l'evoluzione chimica che le proprietà integrate delle galassie.

Nel capitolo 1 vengono affrontate le reazioni termonucleari che alimentano le stelle durante la loro evoluzione, con particolare attenzione alla fusione dell'idrogeno e dell'elio, essendo queste le fasi più efficienti nonché durature; si accenna poi a quelli che sono gli stadi evolutivi avanzati per introdurre il caso più eclatante di morte stellare: la supernova. Per questo capitolo si fa riferimento principalmente alle fonti [1, 5].

Nel capitolo 2 vengono descritti i processi che portano all'esplosione di supernova secondo quelli che sono, ad oggi, i modelli più accreditati. Questi eventi, oltre ad essere otticamente spettacolari, giocano un ruolo fondamentale sull'arricchimento chimico del cosmo, poiché permettono la nucleosintesi degli elementi pesanti, alcuni dei quali costituiscono i tasselli fondamentali della vita per come la conosciamo. Si parla dunque di meccanismi come l'esplosione termonucleare delle SN-Ia (ottime candele standard) o il collasso del nucleo delle SN-II, Ib e Ic; facendo riferimento specialmente ai testi [1, 2, 3].

Capitolo 1

Evoluzione termonucleare delle stelle

1.1 La struttura stellare

Secondo il modello standard dell'evoluzione stellare, le stelle sono sistemi composti di materia e radiazione, caratterizzati da simmetria sferica. Esse sono oggetti dinamici: considerando l'*output* energetico osservato – basti pensare che il Sole emette $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ – è chiaro che devono avvenire delle trasformazioni al loro interno affinché la struttura possa rimanere stabile per tempi che possano essere coerenti con i tempi scala noti.

Nella ricerca di una causa generatrice di tale energia, il primo elemento preso in esame, sul finire del XIX secolo, è stato l'energia potenziale gravitazionale della stella. Applicando il teorema del viriale al caso stellare,¹ è deducibile che ogni perdita di energia per irraggiamento del sistema costringe la configurazione a contrarsi, scaldandosi e fornendo l'energia perduta, garantendo così la conservazione di quest'ultima. Tale fenomeno prende il nome di **meccanismo di Kelvin-Helmoltz**.

Fu presto evidente che un meccanismo del genere non può produrre energia sufficiente per sostenere l'emissione stellare;² ciononostante si tratta di un processo fondamentale all'evoluzione stellare, in quanto permette al nucleo di raggiungere temperature tali – presupponendo che la stella sia sufficientemente massiva – da consentire l'accensione di determinate reazioni termonucleari, meccanismi molto efficienti di produzione di energia.

¹Per moti di particelle in regioni limitate di spazio e in tempi piuttosto lunghi, il teorema del viriale assume la forma $2T + V = 0$, dove T e V sono rispettivamente l'energia cinetica delle particelle – dunque l'energia termica – e il viriale, che assume il ruolo di potenziale gravitazionale nel caso l'unica forza agente sia di natura gravitazionale.

²Qualora il meccanismo di Kelvin-Helmholtz fosse il principale generatore di energia per il Sole, esso si spegnerebbe in un tempo – noto come tempo scala termico (o di Kelvin-Helmholtz) – $\tau_{th} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ yr}$, inferiore all'attuale età del Sole.

1.2 Reazioni termonucleari

L'evoluzione di un nucleo stellare consiste di successive fasi di bruciamento termonucleare, interrotte da fasi di contrazione gravitazionale. Ogni fase termonucleare rilascia energia, che interrompe temporaneamente il precedente stadio di contrazione.

È possibile, in generale, definire un'equazione dell'energia liberata $L(r)$ in funzione di quella prodotta ϵ : considerando uno strato (guscio) sferico di spessore dr , l'energia emessa da tutta la massa dello strato nell'unità di tempo è data da

$$L(r + dr) - L(r) = dL(r) = 4\pi\rho r^2 dr \epsilon$$

e quindi

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi\rho r^2 \epsilon \quad (1.1)$$

La (1.1) è nota come equazione del bilancio energetico, dove il coefficiente ϵ , da qui in avanti denominato **tasso di produzione energetica**, rappresenta l'energia prodotta per unità di tempo e massa ed è dato dalla sommatoria delle energie prodotte dai processi che intervengono in un dato ciclo di reazioni.

$$\epsilon = \sum \underbrace{\frac{\text{energia prodotta}}{\text{reazione}}}_1 \underbrace{\frac{N \text{ reazioni}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}}_2 \underbrace{\frac{\text{cm}^3}{\text{g}}}_3 \left[\frac{\text{erg}}{\text{g} \cdot \text{s}} \right] \quad (1.2)$$

L'elemento 1 dell'eq. (1.2) viene discusso nelle prossime sezioni poiché dipende dal ciclo di reazioni in atto. L'elemento 3 non è altro che l'inverso della densità del gas; mentre il numero di reazioni per unità di volume e tempo (elemento 2) è da stimare. Questo *rate* è scrivibile, per una reazione tra particelle A e B, come

$$\frac{dN}{dt} = v \sigma(v) N_A N_B \quad (1.3)$$

dove σ è la sezione d'urto della reazione presa in esame, ossia il numero di reazioni per bersaglio A, per unità di tempo e per flusso di particelle incidenti B; v è la velocità relativa tra le particelle A e B, e N_A , N_B sono le densità numeriche dei due tipi di particelle. Considerando un gas la cui distribuzione di velocità è di tipo maxwelliano, la (1.3) diventa

$$\frac{dN}{dt} \propto N_A N_B \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

Per quanto concerne la sezione d'urto, bisogna prendere in considerazione la sua dipendenza da tre fattori:

1. sezione d'urto di un incontro ravvicinato $\sigma'(E)$,

2. probabilità che questo incontro porti alla penetrazione della barriera di potenziale coulombiano $\Pi'(E)$,
3. probabilità che la reazione porti alla formazione di un nucleo stabile Π'' .

Per il primo fattore si può assumere che la sezione d'urto della particella sia dell'ordine della sua lunghezza d'onda di de Broglie $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2ME}}$,³ dunque

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

Il secondo fattore, chiamato *fattore di Gamow*, tiene conto della possibilità che si verifichi l'effetto quantistico noto come *effetto tunnel* ed è dimostrabile ([4] pag. 160-161) che esso risulta pari a

$$\Pi'(E) = e^{-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}}$$

con $E_0 = 1.6 \cdot 10^{-6} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} Z_1^2 Z_2^2$ erg.

Il terzo ed ultimo fattore parametrizza la probabilità che il nucleo eccitato, formatosi durante l'urto, emetta l'energia di eccitazione sotto forma di radiazione elettromagnetica, portando così alla formazione di un nucleo stabile anziché decadere nei nuclei originali. Questo dipende dal rapporto tra il tempo durante cui il nucleo rimane eccitato e il tempo impiegato dal nucleo stesso per emettere l'energia di eccitazione.

Tenendo conto di quanto detto finora ed integrando, si ottiene:

$$\frac{dN}{dt} = C x_1 x_2 \rho^2 T^{-\frac{2}{3}} e^{-1.89 \left(\frac{E_0}{kT}\right)^{1/3}} \quad (1.4)$$

dove $C = \frac{4h^2}{k^{2/3} m_H^{7/2}} \frac{(A_1 + A_2)^{3/2}}{(A_1 A_2)^{5/2}} E_0^{1/6} \Pi''$ racchiude in sé le costanti dell'equazione.

Sostituendo l'eq. (1.4) nella (1.2), si ha l'equazione per il tasso di produzione energetica di una reazione generica:

$$\epsilon = \sum_{i=1}^n \underbrace{E_i x_1 x_2 C_i \rho^2 T^{-\frac{2}{3}} e^{-1.89 \left(\frac{E_0}{kT}\right)^{1/3}}}_{(1.5)}$$

dove la prima parte dipende dagli elementi coinvolti nella reazione, la seconda dalle condizioni ambientali.

³Secondo l'ipotesi di de Broglie, ad una particella massiva è associabile una lunghezza d'onda correlata al suo impulso e alla costante di Planck $h = 6.6 \cdot 10^{-27}$ erg·s.

1.2.1 Fusione dell'idrogeno

La fusione dell'idrogeno è una delle fasi evolutive più importanti; essa è infatti la più duratura di queste e influenza le proprietà strutturali ed evolutive della stella. Il rapporto stechiometrico, indipendentemente dal processo, è sempre del tipo $4\text{H} \longrightarrow {}^4\text{He}$; adottando la relazione di Einstein $E = mc^2$ e tenendo conto della perdita di massa del $\sim 0.7\%$, si può facilmente verificare che la produzione di energia dev'essere pari a circa 26.7 MeV, maggiore dell'energia prodotta da qualunque altra reazione nucleare che può avere luogo in una stella, nonostante parte di questa energia venga perduta a causa della produzione di neutrini.⁴

Questa fase evolutiva può realizzarsi attraverso due catene di reazioni che possono avvenire simultaneamente, benché con efficacia diversa relativamente alla temperatura: la **catena protone-protone (PP)** e il **ciclo carbonio-azoto-ossigeno (CNO)**.

Catena protone-protone

Questo processo prende il nome dalla prima reazione della catena, la quale coinvolge la fusione di due protoni (nuclei di ${}^1\text{H}$). Sono possibili tre canali di attivazione della catena PP, ognuno identificato dal numero romano corrispondente, riportati nel dettaglio in tabella 1.1.

La prima reazione della catena PP necessita di un decadimento β^+ ,⁵ essendo questo un processo governato dall'interazione debole, la probabilità che esso si realizzi è piuttosto bassa e ciò la rende di gran lunga la reazione più lenta dell'intera catena. Data la necessità di un apporto energetico affinché la prima reazione abbia luogo, la **PPI** inizia ad acquisire importanza quando il nucleo raggiunge temperature dell'ordine di $5 \cdot 10^6$ K.

Quando l'abbondanza di ${}^4\text{He}$ aumenta, ossia quando la temperatura raggiunge valori $T \approx 14 \cdot 10^6$ K, la reazione ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ inizia ad assumere importanza rispetto alla ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$. Benché la PPI domini la scena con una probabilità del 69%, queste condizioni aprono i canali **PPII** e **PPIII**, che differiscono tra loro per l'interazione del ${}^7\text{Be}$: con un e^- nella PPII (99.7% dei casi) e con ${}^1\text{H}$ nella PPIII (probabilità dello 0.3%).

⁴Una delle leggi empiriche della fisica subnucleare è la conservazione del numero leptonicco: quando una reazione coinvolge un leptone, come un positrone (o un elettrone), dev'essere coinvolta anche la sua antiparticella o il corrispondente (anti-) neutrino. I neutrini sono particelle di massa estremamente bassa che interagiscono esclusivamente per interazioni deboli e sono pertanto in grado di penetrare gran parte della materia indisturbati. Essi fuoriescono dalle strutture stellari senza interagire, sottraendo di fatto energia alla stella.

⁵Il decadimento β^+ ($p^+ \longrightarrow n + e^+ + \nu$) è una reazione endoenergetica, che però fornisce i neutroni necessari alle successive reazioni della catena. Se i neutroni liberi non fossero soggetti a decadimento in tempi brevi (~ 15 min), il ciclo di fusione dei nuclei potrebbe avvenire tramite altri canali rispetto al processo debole, velocizzandosi di un fattore 10^9 .

PP I	Energia	Tempo scala
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	(1.44 – 0.26) MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.49 MeV	6 sec
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	12.85 MeV	10^6 yr
Energia totale	26.2 MeV	
Perdite per emissione di ν	$\sim 0.5\text{MeV}$ ($\sim 2\%$)	

PP II	Energia	Tempo scala
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	(1.44 – 0.26) MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.49 MeV	6 sec
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	1.59 MeV	10^6 yr
${}^7\text{Be} + e^- \longrightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	(0.86 – 0.80) MeV	0.4 yr
${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \longrightarrow 2 {}^4\text{He} + \gamma$	17.35 MeV	6 min
Energia totale	25.67 MeV	
Perdite per emissione di ν	~ 1 MeV ($\sim 4\%$)	

PP III	Energia	Tempo scala
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	(1.44 – 0.26) MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.49 MeV	6 sec
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	1.59 MeV	10^6 yr
${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0.135 MeV	66 yr
${}^8\text{B} \longrightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	18.07 MeV	1 sec
${}^8\text{Be} \longrightarrow 2 {}^4\text{He} + \gamma$	-7.20 MeV	
Energia totale	19.3 MeV	
Perdite per emissione di ν	~ 7.5 MeV ($\sim 28\%$)	

Tabella 1.1: I tre canali PP di produzione dell'elio: energia prodotta e tempi scala.

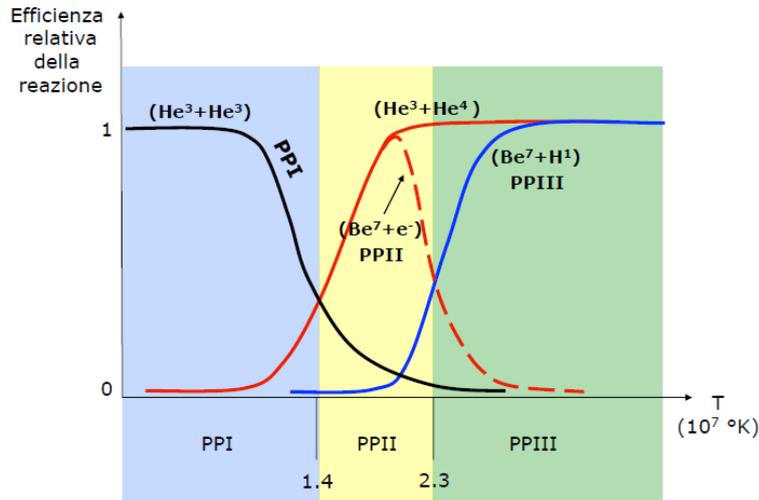


Figura 1.1: Efficienze delle catene PP a confronto.

Come regola generale, l'aumento di temperatura fa sì che le catene PPII e, successivamente, PPIII assumano un ruolo predominante rispetto alla PPI (figura 1.1) qualora risulti sufficiente la concentrazione di ${}^4\text{He}$, che sia esso primordiale o prodotto dalla PPI stessa.

Ciclo CNO

La fusione di H può avvenire anche secondo un altro processo, che prevede però la presenza di alcuni isotopi di C, N e O. Questi elementi agiscono come catalizzatori: essi vengono sia prodotti che distrutti nel corso di un intero ciclo.

CNO: ciclo principale	Energia	Tempo scala
${}^{12}\text{C} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	1.94 MeV	$1.3 \cdot 10^7$ yr
${}^{13}\text{N} \longrightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	(2.2 – 0.7) MeV	7 min
${}^{13}\text{C} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	7.55 MeV	$2.7 \cdot 10^6$ yr
${}^{14}\text{N} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	7.29 MeV	$3.2 \cdot 10^8$ yr
${}^{15}\text{O} \longrightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	(2.7 – 1.0) MeV	82 sec
${}^{15}\text{N} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	4.96 MeV	$1.1 \cdot 10^5$ yr
Energia totale	25 MeV	
Perdite per emissione di ν	~ 1.7 MeV ($\sim 6\%$)	

Tabella 1.2: Ciclo CNO principale: energia prodotta e tempi scala.

Come si può osservare in tabella 1.2, la differenza tra i tempi scala delle reazioni del ciclo CNO è notevole; questo fa sì che le abbondanze relative dei diversi isotopi varino nel tempo. In particolare la quarta reazione del ciclo (cfr.

CNO: ciclo secondario	Energia	Tempo scala
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	7.29 MeV	$3.2 \cdot 10^8$ yr
$^{15}\text{O} \longrightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	(2.7 – 1.0) MeV	82 sec
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	1.2 MeV	
$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	0.6 MeV	
$^{17}\text{F} \longrightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu$	(2.7 – 0.94) MeV	
$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$	1.19 MeV	
Energia totale	24.9 MeV	

Tabella 1.3: Un possibile ciclo CNO secondario.

tabella 1.2) è piuttosto lenta e questo determina un accumulo di ^{14}N . Solamente ad una temperatura sufficientemente alta ($T \approx 15 \cdot 10^6$ K) può esserci equilibrio tra i tassi di produzione e distruzione.

A temperature via via crescenti, altri cicli possono essere attivati – a partire dal ciclo principale – per mezzo di catture protoniche, lasciando tracce caratteristiche come le anticorrelazioni tra le abbondanze degli elementi coinvolti, osservabili poi nel gas interstellare. Un esempio di ciclo secondario è mostrato in tabella 1.3.

1.2.2 Fusione dell'elio

Una volta che l'idrogeno nelle regioni centrali della stella è stato consumato quasi del tutto dai processi finora descritti, il nucleo riprende a contrarsi e riscaldarsi secondo il meccanismo di Kelvin-Helmholtz (cfr. sezione 1.1). Se la temperatura raggiunge il livello $T \approx 1.5 \cdot 10^8$ K, si innesca la reazione di fusione di He e la stella entra in una nuova fase evolutiva. Il meccanismo che alimenta l'attività stellare cambia e con esso la struttura stessa della stella.

La reazione fondamentale di combustione di He è la cosiddetta **reazione 3α** e consiste nella produzione di ^{12}C a partire dalla fusione di tre nuclei di ^4He , anche noti come particelle α , da cui il nome.

Essendo un urto fra tre particelle altamente improbabile, la reazione avviene solitamente in due passaggi (tabella 1.4), il primo dei quali consiste in una reazione endotermica che produce ^8Be , un elemento fortemente instabile che tende a decadere nelle due particelle iniziali. Affinché ci sia possibilità di interazione tra ^8Be ed ^4He è necessario un ambiente ricco di He, con concentrazioni relative

$$\frac{{}^8\text{Be}}{{}^4\text{He}} = \frac{1}{10^{10}}$$

Catena 3α	Energia
${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \longleftrightarrow {}^8\text{Be}$	-0.1 MeV
${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$	7.4 MeV
Energia totale	7.3 MeV

Tabella 1.4: Reazione 3α nella sua configurazione più probabile.

1.2.3 Parametrizzazione del coefficiente ϵ

Tornando all'equazione (1.1), ci si occupa qui di parametrizzare il tasso di produzione energetica per le principali reazioni termonucleari; tenendo conto del fatto che per ciascun ciclo (o catena), anziché valutare ogni componente, ci si limita qui – per semplicità – a prendere in considerazione la reazione che condiziona l'intero ciclo, ossia quella con tempo scala più lungo. L'eq. (1.5) applicata ai cicli visti nelle sezioni 1.2.1 e 1.2.2, diventa:

$$\epsilon(\rho, T) \longmapsto \begin{cases} \epsilon_{pp} = 2.36 \cdot 10^6 \rho X_H^2 T_6^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{33.8}{T_6^{1/3}}} \phi_1(T) \\ \epsilon_{CNO} = 7.21 \cdot 10^{27} \rho X_H Z_{CN} T_6^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{153.31}{T_6^{1/3}}} \phi_2(T) \\ \epsilon_{3\alpha} = 3.5 \cdot 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} e^{-\frac{4320}{T_6}} \phi_3(T) \end{cases} \quad (1.6)$$

dove T_6 è una grandezza adimensionale che rende conto della temperatura espressa in milioni di Kelvin, $\phi(T)$ è una funzione che tiene conto dello schermo degli elettroni⁶ e X, Y, Z sono le concentrazioni di H, He ed elementi più pesanti (metalli), rispettivamente.

La relazione per ϵ da inserire nell'eq. (1.1) dovrebbe auspicabilmente essere una semplice legge di potenza. Tuttavia, la complessità della dipendenza dalla temperatura permette, al massimo, di ottenere relazioni del tipo

$$\epsilon = \epsilon_0 \rho T^\nu \quad \text{dove } \nu = \left(\frac{d \ln \epsilon}{d \ln T} \right)_\rho \quad (1.7)$$

valide solamente per piccoli intervalli di temperatura. Volendo adottare soluzioni del tipo (1.7) per le equazioni (1.6), è possibile scrivere le formule che parametrizzano ϵ come:

$$\begin{aligned} \epsilon_{pp} &= \epsilon_1 \rho X^2 T_6^{\nu_{pp}} && \text{con } \nu_{pp} \in [3.5, 6] \\ \epsilon_{CNO} &= \epsilon_2 \rho X X_{CNO} T_6^{\nu_{CNO}} && \text{con } \nu_{CNO} \in [13, 20] \\ \epsilon_{3\alpha} &= \epsilon_3 \rho^2 Y^3 T_6^{\nu_{3\alpha}} && \text{con } \nu_{3\alpha} \in [20, 30] \end{aligned} \quad (1.8)$$

⁶I nuclei sono circondati da una nube di elettroni molto densa che introduce un potenziale perturbatore, il cui effetto è quello di ridurre la barriera di potenziale, aumentando così la penetrabilità.

Si può concludere che la temperatura è indubbiamente il fattore che più influisce su quale canale di produzione energetica predomini sugli altri nelle prime fasi dell'evoluzione stellare. La figura 1.2 mostra come l'efficienza dei tre cicli appena visti vari dipendentemente dalla temperatura: la catena PP è predominante a basse temperature, mentre a temperature crescenti il ciclo CNO diviene sempre più efficiente.

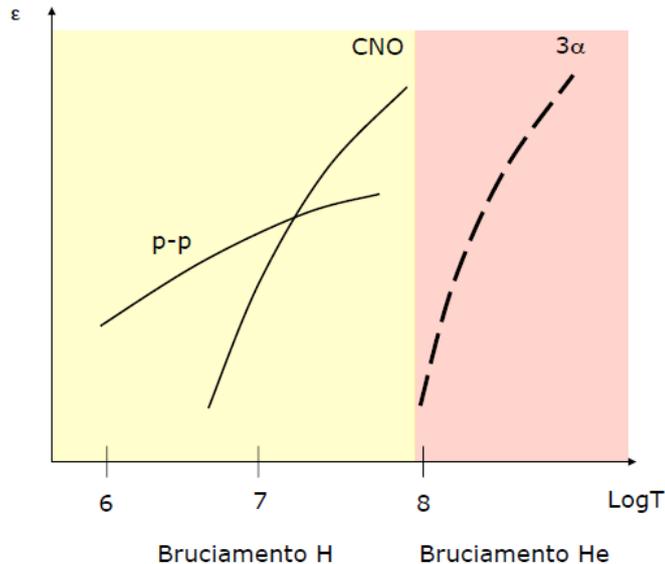
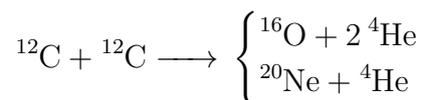


Figura 1.2: Tasso di produzione energetica VS temperatura.

1.2.4 Altre reazioni termonucleari

Alcune reazioni termonucleari possono avvenire a temperature minori ($T \approx 5 \cdot 10^5 - 6$ K) dell'innesco dell'idrogeno: esse consumano elementi leggeri (isotopi di idrogeno, litio, berillio, boro), formando isotopi dell'elio e sono note come **reazioni di pre-sequenza**.

In stadi evolutivi più avanzati, quando l'ammontare di elio nel nucleo va esaurendosi, la stella riprende a contrarsi per l'ormai noto meccanismo di Kelvin-Helmholtz. Durante questa fase, la temperatura nel nucleo di una stella massiva supera il valore $T \approx 5 \cdot 10^8$ K, venendosi a trovare in un regime di densità e temperatura tale da permettere l'innesco termonucleare del carbonio



In maniera analoga, a temperature crescenti si ha il bruciamento di elementi più pesanti; in particolare:

- $1.2 - 1.9 \cdot 10^9$ K – innesco di ^{20}Ne .

Catture α	Energia
$^{12}\text{C} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	7.6 MeV
$^{16}\text{O} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{20}\text{Ne} + \gamma$	4.7 MeV
$^{20}\text{Ne} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$	9.3 MeV
$^{24}\text{Mg} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{28}\text{Si} + \gamma$	9.9 MeV
$^{28}\text{Si} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{32}\text{S} + \gamma$	6.9 MeV
$^{32}\text{S} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{36}\text{Ar} + \gamma$	6.6 MeV
...	...
$^{52}\text{Cr} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{56}\text{Ni} + \gamma$	

Tabella 1.5: Catture α .

- $1.5\text{-}2.6 \cdot 10^9$ K – innesco di ^{16}O .
- $2.3 \cdot 10^9$ K – innesco di ^{28}Si .

dove il bruciamento del silicio consiste essenzialmente in fotodisintegrazioni (cfr. sezione 2.3) che vanno a produrre particelle α , protoni e neutroni.

In ambienti con abbondanza di particelle α e nuclei pesanti, hanno luogo dei processi chiamati **catture α** ($T \gtrsim 6 \cdot 10^8$ K): essi consistono nella cattura di nuclei di ^4He da parte di alcuni elementi, a partire dal ^{12}C , portando alla formazione di nuovi nuclei via via più pesanti (tabella 1.5), cosicché il peso atomico medio del nucleo stellare vada aumentando fino ad essere dominato da elementi del gruppo del ferro.⁷

⁷La motivazione per cui la stella assume tale configurazione viene approfondita nella sezione 2.3.

Capitolo 2

Esplosioni di supernova

2.1 Classificazione e caratteristiche

La morte esplosiva di una stella come supernova è uno dei più impressionanti eventi nell'universo. Questo fenomeno ha luogo negli stadi evolutivi finali di una stella di grande massa o quando una nana bianca raggiunge il limite di massa di Chandrasekhar.¹ La stella originaria collassa in una stella di neutroni o in un buco nero, o viene completamente distrutta. I dati raccolti da osservazioni di supernove (principalmente extragalattiche) indicano che al loro picco d'emissione esse possono raggiungere una luminosità $L \approx 10^{10} L_{\odot}$, equivalente a quella di una galassia di medie dimensioni. L'energia totale emessa nello spettro visibile, integrata nel tempo, raggiunge i 10^{49} erg.

La classificazione delle supernove è basata fondamentalmente sulla presenza (o assenza) di determinate righe spettrali. Quelle supernove il cui spettro non mostra righe di idrogeno sono state denominate di **tipo I**. Questa classe di supernove è ulteriormente suddivisa, sempre a partire dalle righe spettrali: quelle con forti righe SiII (615nm) vengono denominate di **tipo Ia**, le altre sono classificate in base alla presenza – tipo **Ib** – o assenza – **Ic** – di forti righe di elio. Sono invece chiamate di **tipo II** quelle che contengono forti righe di idrogeno; divise a loro volta in tipo **II-P** (*plateau*) e tipo **II-L** (*linear*) a partire dalla forma delle loro curve di luce.

Le differenze negli spettri sono la traccia dell'azione di diversi meccanismi. In particolare, il meccanismo alla base delle supernove Ia è stato identificato come di origine termonucleare; le supernove di tipo Ib, Ic e II vengono invece denominate *core-collapse* per i motivi spiegati in seguito.

¹S. Chandrasekhar ha sviluppato una teoria fondamentale delle nane bianche, scoprendo che esiste un limite superiore di massa per un nucleo degenere interamente relativistico. Questo valore, noto in letteratura come *massa di Chandrasekhar*, è uguale a $M_{ch} = \left(\frac{2}{\mu_e}\right)^2 1.459 M_{\odot}$. Nel caso di nuclei di CO, $\mu_e = 2$ (peso molecolare medio degli elettroni).

2.2 Supernove termonucleari

Si ritiene che le supernove di questo tipo siano generate dall'innesco esplosivo di carbonio e ossigeno in un ambiente degenerare. Ad oggi, il modello per le supernove Ia ipotizza che esse abbiano origine da CO-WD, nane bianche di carbonio e ossigeno, gli oggetti celesti più comuni in cui è presente carbonio in condizione di degenerazione. Se una CO-WD raggiungesse per qualche motivo la massa critica di Chandrasekhar, la pressione degli elettroni degeneri non sarebbe più in grado di contrastare il collasso gravitazionale della stella ed essa inizierebbe a collassare.²

Double degenerate scenario

Una delle ipotesi più accreditate suppone la presenza di un sistema di due stelle di massa intermedia che evolve – attraverso una serie di processi in cui gli strati più esterni delle stelle si vengono a trovare in contatto – in un sistema finale composto da due CO-WD molto vicine, le cui masse superano complessivamente il limite di Chandrasekhar. Se viene perso sufficiente momento angolare tramite emissione di onde gravitazionali, seguirà un *merging* delle due WD.

Single degenerate scenario

Un altro modello prevede l'accrescimento, da parte di una CO-WD, di materiale ricco di H ed He da una stella compagna in un sistema binario. Questo meccanismo, se avviene ad un appropriato tasso di accrescimento, può far sì che la WD superi il limite di massa di Chandrasekhar, sebbene si ritenga che sia possibile ottenere l'esplosione termonucleare senza raggiungere tale limite (*sub-Chandrasekhar scenario*).

Quale che sia lo scenario, l'oggetto risultante non è in grado di mantenere l'equilibrio idrostatico a causa della sua massa eccedente il limite di Chandrasekhar. A questo punto la configurazione non può far altro se non collassare fino a che le densità non raggiungono l'ordine di 10^9 g cm^{-3} , punto in cui viene innescata la fusione del carbonio. Entro pochi secondi dall'innesco, una frazione importante della materia della WD viene sottoposta a fusione nucleare, rilasciando energia sufficiente ($\sim 10^{51}$ erg) a generare un'esplosione di supernova. La materia eiettata (*ejecta*) raggiunge velocità dell'ordine di $0.3c$,³ generando un'onda d'urto. Il sistema in questione viene distrutto totalmente.

²Una stella con massa iniziale inferiore alle $6-8M_{\odot}$ evolve oltre la fase di fusione dell'elio formando un nucleo costituito principalmente di C e O, espellendo gli strati più esterni e contrastando il collasso gravitazionale grazie alla pressione degli elettroni degeneri. Questa configurazione stellare prende il nome di *nana bianca*.

³Per $c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ (velocità della luce).

2.3 Supernove *core-collapse*

Le supernove di tipo Ib, Ic e II hanno origine dal collasso del nucleo di ferro degenere di una stella massiva ($M > 8M_{\odot}$) al termine della sua evoluzione termonucleare.

Quando il nucleo giunge al punto di innesco del Si, la stella si trova in una configurazione detta “a cipolla” (figura 2.1) e iniziano a diventare importanti le catture α (cfr. sezione 1.2.4) che andranno a produrre una distribuzione di elementi massivi centrata sul picco del ^{56}Fe della curva di energia di legame per nucleone (figura 2.2). Le reazioni successive, che producono nuclei più pesanti, sono endotermiche e non possono contribuire alla luminosità della stella. Più elementi vicini al picco del ferro vengono prodotti, meno la stella ha modo di combattere il collasso gravitazionale e i tempi scala tra sequenze successive di reazioni si accorciano.

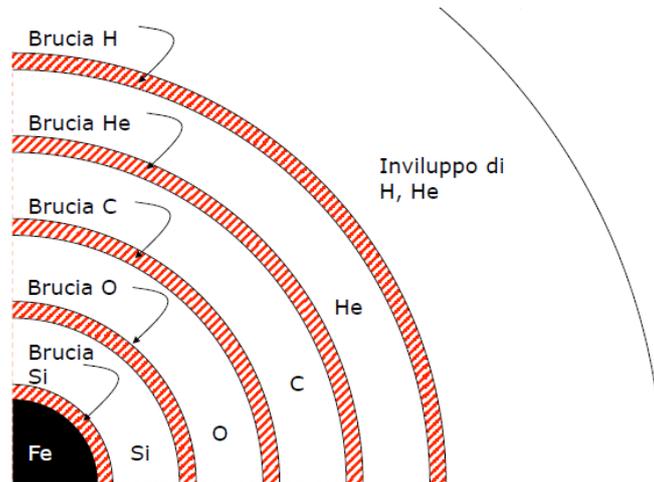
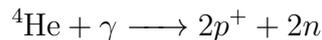
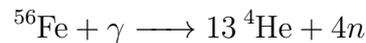


Figura 2.1: Struttura “a cipolla” di una stella massiva termodinamicamente evoluta.

Alle alte temperature presenti a questo punto nel nucleo stellare, i fotoni posseggono energia sufficiente per distruggere i nuclei pesanti (**fotodisintegrazione**). Particolarmente importanti le fotodisintegrazioni



Questi processi sono chiaramente endoenergetici e attingono all'energia termica della stella.

Un ulteriore fattore che contribuisce alla perdita di stabilità della stella è dato dalle catture, da parte di protoni e nuclei pesanti, degli elettroni che supportavano la stella tramite pressione di degenerazione. Questi meccanismi, del tipo



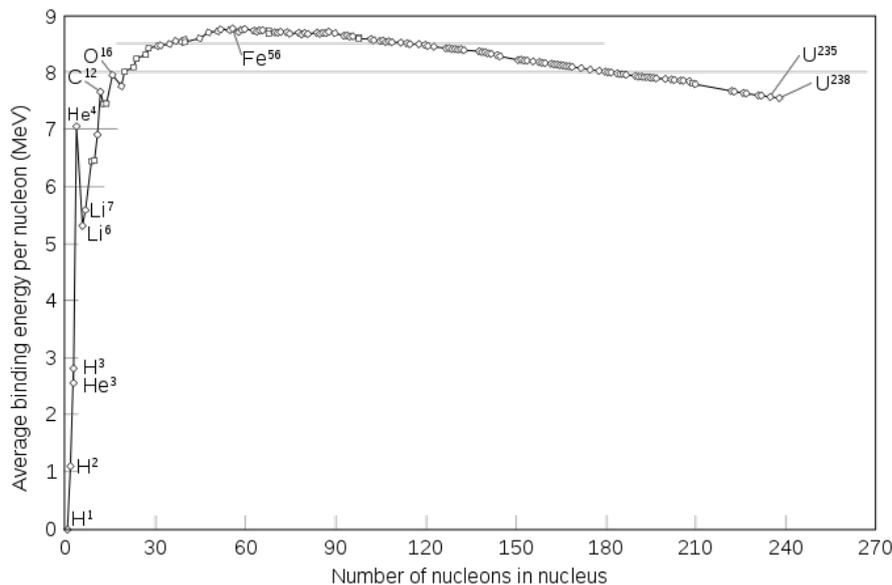


Figura 2.2: Curva dell'energia di legame per nucleone.

causano una perdita energetica enorme per emissione di neutrini. Si pensi che una tipica supernova di tipo II genera 10^{53} erg di energia, di cui solo l'1% in forma di energia cinetica, lo 0.01% come fotoni, il resto in neutrini.

Tramite fotodisintegrazioni e catture elettroniche viene meno il supporto del nucleo all'equilibrio idrostatico della stella. La conseguenza è che il nucleo inizia a collassare. Quando la sua densità raggiunge valori dell'ordine di $8 \cdot 10^{14}$ g cm⁻³, il materiale nucleare si trova improvvisamente sottoposto ad una forza repulsiva, dovuta al principio di esclusione di Pauli applicato ai neutroni,⁴ che interrompe il collasso e inverte bruscamente la direzione delle forze in gioco producendo una sorta di "rimbalzo" del nucleo da cui si vengono a generare delle onde di pressione in direzione del materiale esterno, ancora in collasso sul nucleo.⁵ Quando la velocità di queste onde raggiunge la velocità del suono, esse vanno a formare un'onda d'urto.

Quando l'onda d'urto incontra il materiale in caduta sul nucleo, le alte temperature che ne conseguono causano ulteriore fotodisintegrazione, sottraendo energia allo *shock*. Dalle simulazioni risulta che, a questo punto, lo *shock* rallenta e il materiale in caduta comincia ad accrescere su di esso; ciò comporta densità tali che persino i neutrini faticano a penetrare e i processi di fotodisintegrazione e cattura elettronica ancora in atto al di sotto dello *shock* causano la formazione di

⁴I neutroni, così come i protoni e gli elettroni, sono *fermioni*; dunque rispondono alla statistica di Fermi-Dirac e al principio di esclusione.

⁵L'informazione meccanica non può che propagarsi nella stella alla velocità del suono e poiché il collasso del nucleo è così improvviso, gli strati esterni non ne risentono immediatamente e rimangono in una posizione precaria, come sospesi, al di sopra del catastrofico collasso del nucleo.

una **neutrinosfera**. Parte dell'energia ($\sim 5\%$) dei neutrini, che non riescono ad attraversare il fronte d'onda, viene depositata nella materia al di sotto dello *shock*. Questo calore aggiunto fornisce (non sempre) l'energia necessaria per far progredire l'onda d'urto verso l'esterno. L'energia cinetica del materiale in espansione è dell'ordine dei 10^{51} erg, di cui a malapena l'1% viene liberata tramite neutrini.

I dettagli del risultato in una supernova di tipo II piuttosto che di tipo Ib o Ic risiedono nella composizione e nella massa dell'involuppo della stella al tempo del collasso del nucleo e nell'abbondanza di materiale radioattivo sintetizzato nell'*ejecta*. Ciò che rimane del nucleo stellare collassa in una stella di neutroni o in un buco nero, dipendentemente dalla massa della stella progenitrice.

Bibliografia

- [1] M. Salaris, S. Cassisi. *Evolution of Stars and Stellar Populations*. Chichester: Wiley. 2005.
- [2] B. W. Carroll, D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. San Francisco: Addison-Wesley. 2007.
- [3] R. Bowers, T. Deeming. *Astrophysics I: Stars*. Boston: Jones and Bartlett Publishers. 1984.
- [4] B. Cester. *Corso di astrofisica*. Milano: Hoepli. 1984.
- [5] F. R. Ferraro. *Astrofisica stellare*. Appunti del corso. Università degli studi di Bologna. 2017.
- [6] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio. *Particelle e Interazioni Fondamentali*. Milano: Springer. 2009.
- [7] M. Spurio. *Fisica nucleare e subnucleare*. Appunti del corso. Università degli studi di Bologna. 2018.