

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Principali reazioni termo-nucleari nelle stelle**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Carlotta Zanetti

Relatore:  
Chiar.ma Prof.ssa Marcella Brusa

---

Anno accademico 2021-2022

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Bruciamento dell'idrogeno</b>	<b>5</b>
2.1	PP1 . . . . .	6
2.2	PP2 . . . . .	7
2.3	PP3 . . . . .	8
2.4	CNO . . . . .	9
2.5	Confronto energetico . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Bruciamento dell'elio</b>	<b>11</b>
<b>4</b>	<b>Reazioni successive alla <math>3\alpha</math></b>	<b>13</b>
4.1	Bruciamento del carbonio e dell'ossigeno . . . . .	13
4.2	Bruciamento del silicio . . . . .	14
4.3	Catture $\alpha$ . . . . .	14
4.4	Catture neutroniche . . . . .	14
4.5	Fasi finali della vita di una stella massiva . . . . .	15



# Capitolo 1

## Introduzione

Le reazioni termonucleari sono un particolare tipo di reazioni nucleari che avvengono nelle stelle e che ne assicurano il rifornimento energetico. Esse coinvolgono la fusione tra nuclei di atomi leggeri come l'idrogeno e l'elio, componenti fondanti del materiale stellare.

Questi cicli di bruciamento dei nuclei leggeri sono la principale fonte di energia nelle stelle. Infatti, è facile dimostrare che altri processi di produzione di energia, come la contrazione stellare, risulterebbero insufficienti a mantenere le stelle attive per tutta la durata della loro vita. Considerando per esempio l'energia irradiata dalla contrazione del Sole, si otterrebbe una durata della vita di appena 50 milioni di anni. Al contrario, considerando la combustione dell'idrogeno nel nucleo solare, si può verificare che esso ha irradiato energia per  $4.6 \cdot 10^9$  anni, e continuerà per altrettanto tempo.

In un nucleo, la somma delle masse dei nucleoni che lo compongono è maggiore della massa del nucleo stesso. Questa differenza di massa rappresenta la *Binding Energy*, ovvero l'energia di legame, che denota la quantità di energia che deve essere fornita al nucleone per far sì che esso venga espulso dal nucleo. Studiando l'andamento della Binding Energy in funzione del numero di massa  $A$ , si osserva come le reazioni di fusione dei nuclei leggeri (con  $A < 56$ ), ovvero fino al ferro, siano esotermiche. L'energia sprigionata dalla reazione sarà quindi uguale alla differenza di massa tra la somma dei nuclei coinvolti nella fusione e il nucleo prodotto da essa, moltiplicato per la velocità della luce al quadrato, secondo la relazione  $E = \Delta mc^2$ .

Per far sì che la reazione di fusione avvenga, tuttavia, i nuclei reagenti devono avere sufficiente energia cinetica da vincere la barriera repulsiva coulombiana e avvicinarsi a tal punto da attivare la forza di attrazione nucleare, che ha un raggio di azione dell'ordine di 1 fm. Considerando che l'energia di repulsione coulombiana tra due nuclei  $Z_1$  e  $Z_2$  è dell'ordine di  $Z_1 \cdot Z_2$  MeV, la fusione nucleare può procedere senza ostacoli solamente in condizioni di particelle altamente energetiche, ovvero temperature dell'ordine di  $10^{10}$  K. Secondo la fisica classica è dunque impossibile avere fusione nucleare a meno che non si superi questa barriera altamente energetica. Ciò nonostante, la temperatura di attivazione della fusione dell'idrogeno risulta essere  $10^7$  K, molto inferiore rispetto alla temperatura necessaria a superare la barriera di potenziale. Questo è possibile grazie ai nuclei presenti nella coda della distribuzione di Maxwell, più energetici della media, e all'effetto tunnel, un effetto quantistico che prevede una probabilità diversa da zero che la particella penetri nella barriera di potenziale pur non superando l'energia del picco.

Di seguito sono riportate le principali reazioni termonucleari che avvengono negli interni stellari, dalla fusione di elementi leggeri fino alle fasi finali della vita di una stella.

## Capitolo 2

# Bruciamento dell'idrogeno

La prima reazione nucleare coinvolge la fusione dell'idrogeno, l'elemento più leggero e più abbondante nell'universo. Durante questa fase, le stelle si trovano nella sequenza principale, una branca del diagramma di Hertzsprung-Russel (diagramma luminosità-temperatura) che rappresenta la parte stabile della loro vita. La sequenza principale è talvolta suddivisa in due parti, una superiore e una inferiore, sulla base del processo prevalentemente utilizzato dalla stella nel produrre energia. La parte bassa della sequenza è occupata dalle stelle aventi una massa inferiore alle  $1,5 M_{\odot}$  ( $1M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30} kg$ ), le quali fondono l'idrogeno in elio sfruttando una sequenza di reazioni che prende il nome di catena protone-protone. Al di sopra di questa massa, nella sequenza principale superiore, la fusione dell'idrogeno in elio avviene sfruttando come catalizzatori gli atomi di carbonio, azoto e ossigeno, in un ciclo di reazioni noto come ciclo CNO.

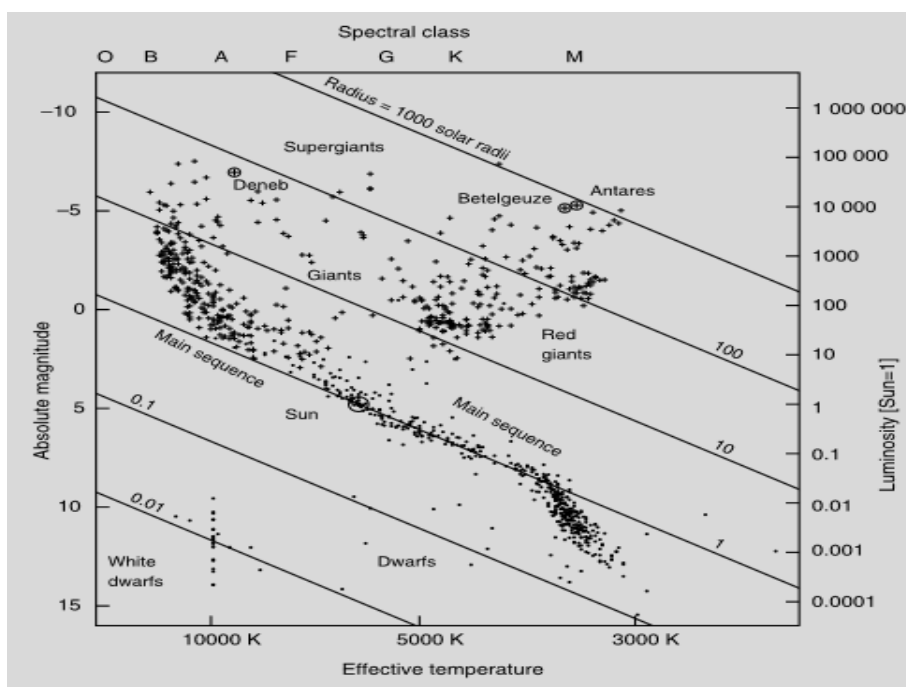
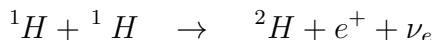


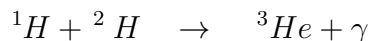
Diagramma HR: la coordinata orizzontale può essere sia la temperatura che la classe spettrale, mentre la coordinata verticale rappresenta sia la luminosità che la magnitudine assoluta. Essendo il grafico in scala logaritmica, le funzioni che rappresentano il raggio sono delle rette. Nel grafico si può inoltre osservare la sequenza principale. (fonte: Hannu Karttunen, *Fundamental Astronomy, sixth edition*[3])

La catena protone-protone è la principale fonte di energia nel Sole. La prima reazione del ciclo, in cui viene formato il deutone, avviene per interazione debole



Il neutrino prodotto viene espulso immediatamente dalla stella, trasportando con sé energia, mentre il positrone annichila con un elettrone, producendo due raggi gamma. La formazione del deutone è quindi un decadimento  $\beta^+$ , nel quale un protone decade in un neutrone, formando un positrone e un neutrino elettronico. Non si tratta di un processo spontaneo, in quanto il neutrone è più massivo (anche se di poco) del protone. Di conseguenza, questa reazione risulta poco probabile ed è la più lunga del ciclo protone-protone ( $1.4 \cdot 10^9 yr$ ). Inoltre, a causa dell'instabilità dei neutroni, che decadono tramite decadimento  $\beta^-$  in circa 900 secondi, è impossibile che il deutone venga formato semplicemente tramite interazione tra un protone e un neutrone liberi. Questo fa sì che l'unica reazione possibile per la creazione del deutone sia il decadimento  $\beta^+$ , e che quindi il processo di bruciamento dell'idrogeno, e la permanenza delle stelle in sequenza principale, avvengano su tempi scala estremamente lunghi.

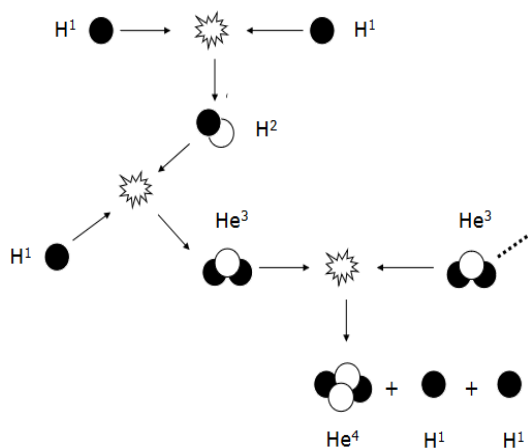
La reazione successiva, in cui il deutone formatosi reagisce con i protoni, è dovuta all'interazione forte



Questa reazione è molto più veloce della precedente, quindi la concentrazione di deutoni all'interno delle stelle è bassa.

L'  ${}^3He$ , a questo punto, può trasformarsi in  ${}^4He$  in 3 modi differenti, chiamati convenzionalmente PP1, PP2 e PP3.

## 2.1 PP1



Ciclo PP1 (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

In questo caso, quando la densità di  ${}^3He$  ha raggiunto valori sufficientemente elevati, avviene la reazione



in cui si forma l'elio e due protoni che sono disponibili per iniziare altri cicli.

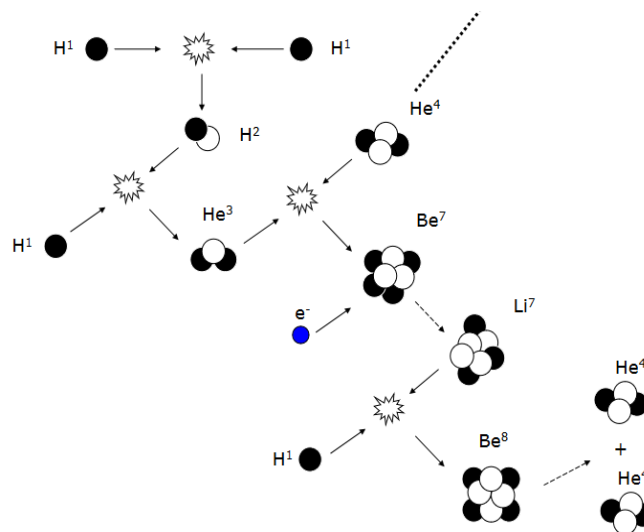
La seguente tabella mostra l'energia sprigionata e il tempo necessario per far sì che la reazione si verifichi.

Reazione	E	t
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	+1.18 MeV	$1.4 \cdot 10^9 \text{yr}$
${}^1\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	+5.49 MeV	6 s
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	+12.85 MeV	$10^6 \text{yr}$

Nel caso del primo processo, l'energia fornita risulta essere  $0.44 \text{ MeV}$ , al quale bisogna aggiungere  $1 \text{ MeV}$  derivante dall'annichilazione del positrone, e sottrarre  $0.26 \text{ MeV}$  a causa dell'espulsione del neutrino.

L'energia totale liberata per ogni ciclo PP1, considerando quindi la creazione di due  ${}^3\text{He}$  e la loro interazione per formare  ${}^4\text{He}$  e due protoni, è di  $26.2 \text{ MeV}$ .

## 2.2 PP2



Ciclo PP2 (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

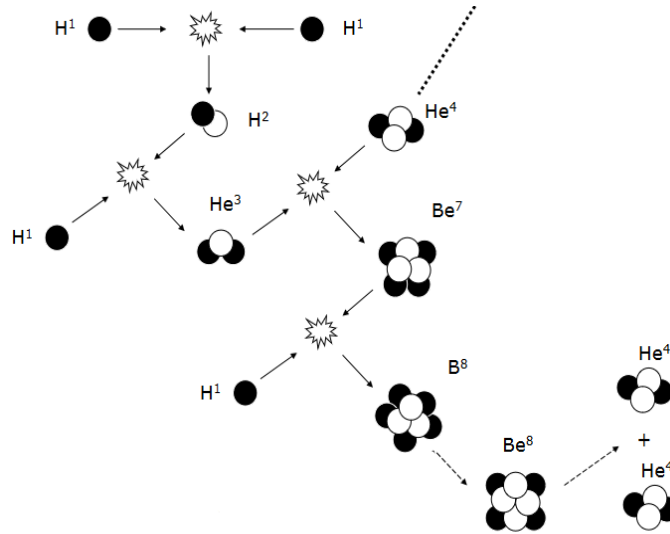
In questo caso l'  ${}^3\text{He}$  interagisce con un  ${}^4\text{He}$ , che quindi deve essere già presente nel nucleo, per abbondanza primordiale o precedentemente prodotto da un ciclo PP1. Tramite questa reazione viene prodotto  ${}^7\text{Be}$ , il quale interagisce per cattura elettronica e forma il  ${}^7\text{Li}$ . A questo punto, per cattura protonica il  ${}^7\text{Li}$  viene trasformato in  ${}^8\text{Be}$ , un nucleo altamente instabile che decade istantaneamente in due  ${}^4\text{He}$ .

In tabella sono riportate solamente le reazioni successive alla creazione di  ${}^3\text{He}$ .

Reazione	E	t
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	+1.59 MeV	$10^6 \text{yr}$
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	+0.06 MeV	0.4 yr
${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + \gamma$	+17.35 MeV	6 min

Si può osservare che il processo, similmente al ciclo PP1, rappresenta essenzialmente la conversione di 4 protoni in un nucleo di elio. A differenza della catena precedente, però, vi è una maggiore dispersione di energia a causa della presenza di più processi che coinvolgono la creazione di neutrini. Le perdite di energia sono quindi, in questo caso, pari al 4%, il doppio rispetto a quelle della catena PP1. Di conseguenza, l'energia liberata per ogni ciclo è pari a  $25.67 \text{ MeV}$ .

## 2.3 PP3



Ciclo PP3 (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

Questo ciclo si differenzia dal precedente poiché il  ${}^7Be$  interagisce per cattura protonica anziché elettronica per formare  ${}^8B$ . Esso decade in  ${}^8Be$  tramite decadimento  $\beta^+$ , il quale, similmente alla catena PP2, decade in due nuclei di elio. In tabella sono riportate le reazioni successive alla formazione di  ${}^7Be$ .

Reazione	E	t
${}^7Be + {}^1H \rightarrow {}^8B + \gamma$	+0.135 MeV	66 yr
${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu$	+10.87 MeV	1s
${}^8Be \rightarrow 2 {}^4He + \gamma$		

Il ciclo PP3 sprigiona meno energia rispetto ai precedenti, in quanto la perdita di energia risulta molto maggiore (circa il 28%), a causa dell'espulsione di un neutrino altamente energetico durante il decadimento del  ${}^8B$ . L'energia totale emessa è quindi pari a 19.3 MeV.

La catena PP1 domina fino a  $1.4 \cdot 10^7 K$ , temperatura alla quale il ciclo PP2 subentra e diventa prevalente. A temperature maggiori di  $2.3 \cdot 10^7 K$ , però, domina la catena PP3. Tuttavia, per temperature maggiori di  $1.7 \cdot 10^7 K$ , il ciclo CNO risulta più efficiente della catena protone-protone. Questo processo prevede la presenza di elementi pesanti quali il carbonio, l'azoto e l'ossigeno. Essi agiscono solamente come catalizzatori, ovvero rimangono inalterati alla fine del ciclo.



## 2.4 CNO

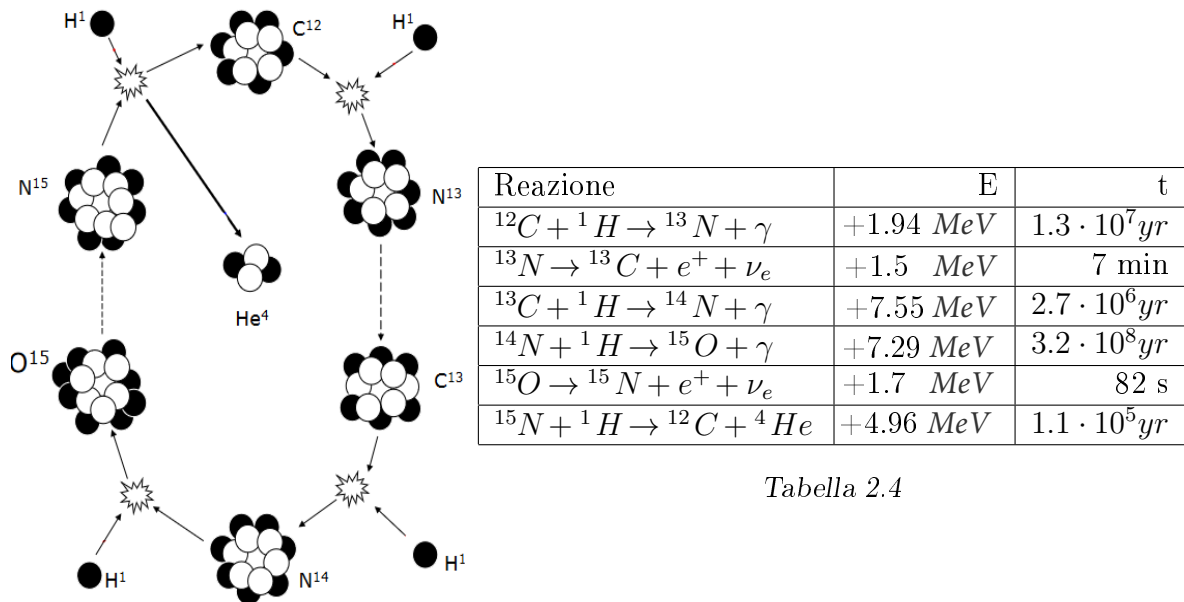


Tabella 2.4

Figura 2.4

Figura 2.4: Ciclo CNO. (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])  
 Tabella 2.4: Tabella riassuntiva delle reazioni presenti nel ciclo CNO. Nella prima colonna è presente la reazione nucleare, mentre nella seconda e terza colonna sono indicate l'energia sprigionata e la durata della reazione.

La prima delle sei reazioni del ciclo riguarda l'interazione dell'idrogeno con carbonio per formare azoto. Alla fine del ciclo, il  $^{12}\text{C}$  risulta essere inalterato e il risultato netto della catena è la trasformazione di quattro protoni in un nucleo di elio. Quindi, gli elementi CNO che agiscono come catalizzatori non vengono prodotti dal ciclo, bensì devono essere già presenti negli interni stellari. Ciò che cambia, però, è la loro abbondanza nelle stelle durante le varie fasi della catena: come viene mostrato nella tabella, la reazione più lunga è la cattura di un protone da parte dell' $^{14}\text{N}$ , che impiega  $3.2 \cdot 10^8$  anni per avvenire. Questo determina un accumulo di azoto e, di conseguenza, è possibile dividere il ciclo in due parti: il ramo veloce (fino alla creazione di  $^{14}\text{N}$ ), e ramo lento (l' $^{14}\text{N}$  viene nuovamente trasformato in  $^{12}\text{C}$ ). Inoltre, i tempi medi di ciascuna reazione del ciclo CNO sono particolarmente importanti perché permettono di dedurre le abbondanze relative degli isotopi da  $^{12}\text{C}$  a  $^{16}\text{O}$ , calcolando i loro rapporti di vita media.

La frazione di energia rilasciata da questo ciclo è leggermente minore rispetto alla catena PP1, in quanto più energia viene portata via dai neutrini. L'energia totale emessa risulta quindi essere circa 25 MeV.

Quelle sopra indicate sono le principali reazioni di combustione dell'idrogeno, ma in natura ne esistono molte altre, più frequenti in determinate condizioni rispetto che ad altre, e che possono coinvolgere elementi sempre più pesanti come catalizzatori. Ne sono un esempio la catena Hep (che coinvolge direttamente l'interazione tra l' $^3\text{He}$  e un protone) e Pep (con cattura elettronica), ma anche i cicli secondari alla CNO che utilizzano elementi pesanti come il ferro, il sodio e l'alluminio, e che richiedono temperature di attivazione maggiori.

## 2.5 Confronto energetico

Per confrontare l'energia sprigionata dai processi di bruciamento dell'idrogeno è utile utilizzare il coefficiente  $\epsilon$ , che rappresenta il tasso di produzione dell'energia, ovvero l'energia sprigionata per ogni ciclo in unità di massa e tempo, ed è dato dalla sommatoria delle energie prodotte dai processi che intervengono in un dato ciclo di reazioni tramite la seguente formula:

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

In cui la prima parte fa riferimento ai nuclei atomici e contiene:

- il coefficiente  $c$  che racchiude delle costanti, i numeri di massa degli elementi presi in considerazione, e la probabilità che due nuclei interagenti formino un nuovo nucleo stabile (valore tabulato);
- $E$  che rappresenta l'energia sprigionata dal ciclo;
- $x_A$  e  $x_B$ , le densità numeriche delle particelle A e B coinvolte nella reazione.

La seconda parte della formula dipende dall'ambiente in cui si trovano le particelle, e contiene:

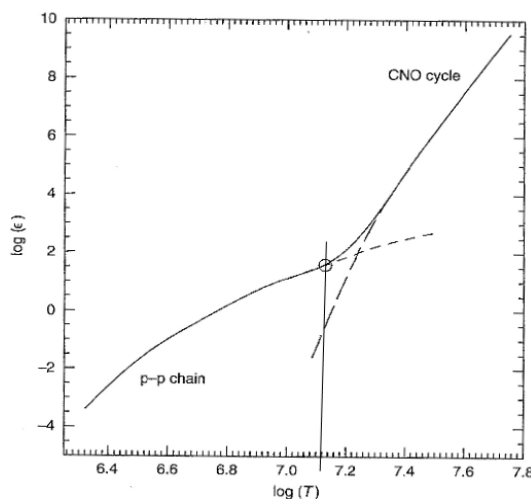
- la densità  $\rho$ ;
- la temperatura  $T$ ;
- la costante di Boltzmann  $k$  ( $k=1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$ );
- $E_0$  che deriva dalla probabilità che avvenga l'effetto tunnel, e dipende dai numeri atomici degli elementi.

Calcolando il tasso di produzione di energia della catena PP e del ciclo CNO, si ottiene

$$\epsilon_{PP} = 2.36 \cdot 10^6 \rho X_H^2 T_6^{-\frac{2}{3}} e^{\frac{-33.81}{T_6^{\frac{1}{3}}}} \Phi(T) \quad [\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}]$$

$$\epsilon_{CN} = 7.21 \cdot 10^{27} \rho X_H Z_{CN} T_6^{-\frac{2}{3}} e^{\frac{-153.31}{T_6^{\frac{1}{3}}}} \Phi(T) \quad [\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}]$$

Dove  $\Phi(T)$  è una funzione che tiene conto dello schermo coulombiano tra gli elettroni. Per confrontare le due grandezze, è utile dividere la prima per  $\rho X_H^2$ , e la seconda per  $\rho X_H Z_{CN}$  in modo da ottenere i due coefficienti  $e_{PP}$  e  $e_{CN}$ , che dipendono solo dalla temperatura (misurata in milioni di gradi).



Come si vede dal grafico, e come detto in precedenza, il ciclo CNO diventa più efficiente del ciclo PP a temperature maggiori di  $1.7 \cdot 10^7 \text{ K}$ . In figura, inoltre, è indicata la posizione del Sole (cerchiata). Nelle condizioni attuali, il ciclo PP nel Sole risulta 100 volte più efficiente rispetto al ciclo CNO.

Valori dei coefficienti  $e_{PP}$  e  $e_{CN}$  in funzione della temperatura. Entrambi gli assi sono in scala logaritmica. (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

# Capitolo 3

## Bruciamento dell'elio

Una volta che l'idrogeno è esaurito nel nucleo di una stella (ovvero raggiunge un'abbondanza minore del 5%), il nucleo comincia a contrarsi fino a raggiungere la temperatura necessaria ad innescare la reazione successiva. Ciò è accompagnato da una rapida espansione del guscio esterno che porta la stella alla fase di gigante rossa. Durante questo processo, l'idrogeno continua a bruciare in un guscio accanto al nucleo di elio. La temperatura di attivazione per la fusione dell'elemento successivo, ovvero l'elio, è di  $1.5 \cdot 10^8 K$ . Tuttavia, non tutte le stelle dispongono della massa necessaria per raggiungere l'attivazione della combustione dell'elio: in presenza di una massa inferiore a  $0.5 M_{\odot}$ , la combustione si arresta all'idrogeno e il destino della stella è quello di diventare una nana bianca di elio.

Il bruciamento dell'elio avviene tramite un processo denominato  $3\alpha$ , che ha come risultato la produzione di  $^{12}C$ .

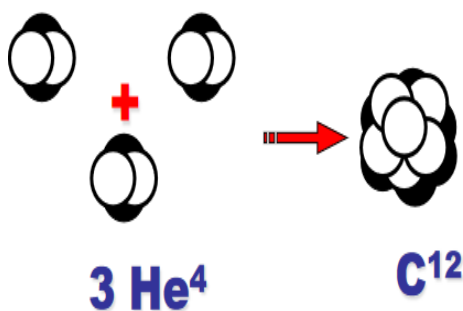


Figura 3.0

Reazione	E
$^4He + ^4He \rightarrow ^8Be$	-0.1 MeV
$^8Be + ^4He \rightarrow ^{12}C$	+7.4 MeV

Tabella 3.0

Figura 3.0: catena  $3\alpha$ . (Fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])  
Tabella 3.0: tabella riassuntiva delle reazioni presenti nella catena  $3\alpha$ . Nella prima colonna è indicata la reazione nucleare, mentre la seconda si riferisce all'energia sprigionata.

La prima reazione vede coinvolti due nuclei di elio per formare il  $^8Be$ . Si tratta di una reazione endotermica, in quanto la massa del nucleo prodotto è maggiore della somma delle masse dei due nuclei reagenti. Di conseguenza, le due particelle  $\alpha$  devono avere sufficiente energia cinetica, in questo caso pari a 92 KeV, per poter formare il berillio. Il  $^8Be$  appena formato è un elemento altamente instabile, infatti ha un tempo di vita medio di appena  $7 \cdot 10^{-17}$  secondi. Di conseguenza, solo in un ambiente con una concentrazione di  $^4He$  estremamente elevata ( $10^{10}$  nuclei di elio per ogni nucleo di berillio) la reazione è in grado di avvenire, poiché il  $^8Be$  può interagire con un  $^4He$

prima di decadere. Questa reazione porta alla formazione di  $^{12}C^*$ , uno stato eccitato del carbonio, che decade poco dopo in  $^{12}C$ .

Il bruciamento dell'elio consiste quindi essenzialmente nella conversione di tre nuclei di elio in carbonio, reazione che produce 7.3 MeV. Questo processo è altamente sensibile alla temperatura, e a  $10^8 K$  l'elio risulta essere un combustibile molto più esplosivo dell'idrogeno nelle reazioni nucleari. Inoltre, il bruciamento dell'He produce solo il 10% dell'energia prodotta dalla catena p-p e per questo la fase di bruciamento dell'elio dura molto meno di quella di bruciamento dell'idrogeno.

Il carbonio è il primo elemento ad essere prodotto completamente dalla nucleosintesi stellare: gli elementi come idrogeno ed elio (e alcuni isotopi leggeri come  $^2H$  e  $^3He$ ), infatti, sono stati prodotti pochi secondi dopo il Big Bang, tramite aggregazione delle particelle presenti nell'ambiente. La formazione di elementi più pesanti dell'elio, tuttavia, è impossibile in queste condizioni. Infatti, qualsiasi reazione di aggregazione degli elementi presenti nell'Universo primordiale porterebbe alla creazione di elementi come  $^5He$ , il  $^7Be$  e il  $^8Be$ , tutti altamente instabili. Sono perciò necessarie le condizioni presenti nei nuclei stellari per far sì che venga attivata la fusione nucleare.

Un'altra categoria di reazioni nucleari sono le cosiddette *reazioni di presequenza*. Esse sono reazioni che coinvolgono elementi leggeri (anche alcuni metalli) per la formazione di isotopi dell'elio. Il nome deriva dal fatto che avvengono a temperature minori della temperatura di attivazione della prima reazione di nucleosintesi stellare, tra 0.5 e 5 milioni di gradi.

Di seguito sono riportate le principali reazioni di presequenza e la loro temperatura di attivazione.

Reazione	T
$^2H + ^1H \rightarrow ^3He$	$0.5 \cdot 10^6 K$
$^6Li + ^1H \rightarrow ^3He + ^4He$	$2 \cdot 10^6 K$
$^7Li + ^1H \rightarrow 2 ^4He$	$2.4 \cdot 10^6 K$
$^9Be + 2 ^1H \rightarrow ^3He + 2 ^4He$	$3.2 \cdot 10^6 K$
$^{10}B + 2 ^1H \rightarrow 3 ^4He$	$4.9 \cdot 10^6 K$
$^{11}B + 2 ^1H \rightarrow 3 ^4He$	$4.7 \cdot 10^6 K$

# Capitolo 4

## Reazioni successive alla $3\alpha$

Quando il processo  $3\alpha$  è giunto al termine, la stella si trova ad avere un nucleo di carbonio, avvolto da un guscio di materia nel quale è ancora in corso il bruciamento dell'elio. A questo punto, solo le stelle con masse maggiori di  $8 M_{\odot}$  procedono con la fusione di elementi più pesanti. Il Sole, infatti, è destinato a diventare una nana bianca di carbonio e ossigeno, in quanto non ha massa necessaria ad innescare le reazioni successive. Queste ultime richiedono temperature estremamente elevate e sono in grado di svilupparsi tramite numerosi differenti canali.

### 4.1 Bruciamento del carbonio e dell'ossigeno

La temperatura di attivazione per la fusione del carbonio è  $5 \cdot 10^8 K$ . La fusione dell'ossigeno richiede una temperatura leggermente maggiore.

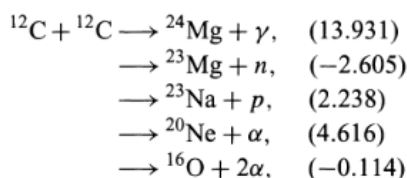


Figura 4.1.1

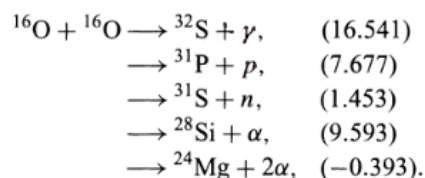


Figura 4.1.2

Processi di bruciamento del carbonio (figura 4.1.1) e dell'ossigeno (figura 4.1.2). Accanto alle reazioni è indicata l'energia sprigionata per ogni processo in Mev. (fonte: T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume I: Astrophysical Processes*[5])

In queste reazioni, oltre ai nuclei pesanti, vengono prodotti fotoni, protoni, neutroni e particelle  $\alpha$  altamente energetiche. Le probabilità relative di questi canali dipendono dalla temperatura. Per quanto riguarda la fusione del carbonio, il decadimento  $\gamma$  che porta alla creazione di  ${}^{24}\text{Mg}$  e i decadimenti endotermici sono improbabili se paragonati al terzo e quarto processo, che portano alla produzione di  ${}^{23}\text{Na}$  e  ${}^{20}\text{Ne}$ . Esse possono essere seguite dalle reazioni  ${}^{23}\text{Na}(p, \alpha){}^{20}\text{Ne}$  e da  ${}^{23}\text{Na}(p, \gamma){}^{24}\text{Mg}$ , entrambe esotermiche. Reazioni simili possono verificarsi anche a partire dall'  ${}^{16}\text{O}$ , e danno come risultato la formazione di  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{23}\text{Na}$  e  ${}^{24}\text{Mg}$ . Per le reazioni che coinvolgono la fusione dell'ossigeno, invece, le più probabili sono quelle che coinvolgono la produzione di  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{31}\text{S}$  e  ${}^{31}\text{P}$ .

## 4.2 Bruciamento del silicio

Il silicio fonde ad una temperatura di circa  $2 \cdot 10^9 K$ , producendo nichel, che decade formando  $^{56}Fe$



A queste temperature, tuttavia, i fotoni sono altamente energetici e raggiungono energie confrontabili con le energie di legame dei nuclei. L'interazione tra questi fotoni e i nuclei può quindi causare l'eccitazione di questi ultimi e la conseguente rottura tramite decadimento. Questo processo è chiamato *fotodisintegrazione* e ha come risultato la produzione di nuclei più leggeri e particelle  $\alpha$ . Per esempio, la fotodisintegrazione del silicio forma  $^{24}Mg$  e un nucleo di elio.

L'avvio dei processi di fotodisintegrazione causa un aumento di abbondanza di particelle  $\alpha$  nel nucleo stellare, utili per una serie di processi chiamati *catture  $\alpha$* .

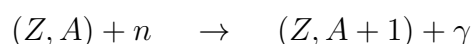
## 4.3 Catture $\alpha$

Questo tipo di processi si attivano a temperature superiori di  $6 \cdot 10^8 K$ . Essi consistono nella cattura di nuclei di elio da parte del  $^{12}C$  e di nuclei più pesanti, portando alla formazione di  $^{16}O$ ,  $^{20}Ne$ , e così via. In particolare, se il nucleo reagente ha numero atomico  $Z$  e numero di massa  $A$ , il nucleo risultante avrà numero atomico pari a  $Z+2$  e numero di massa pari a  $A+4$ . I nuclei prodotti vengono chiamati *elementi  $\alpha$* , e vengono riemessi nel mezzo interstellare in seguito all'esplosione della supernova di tipo II. La durata di tale processo dipende dal tipo di nucleo prodotto, e va da qualche anno (nuclei più leggeri) fino a qualche giorno (nuclei più pesanti). La cattura di un nucleo di elio da parte del silicio, per esempio, è energeticamente favorita rispetto alla sua fusione.

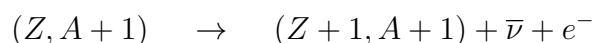
L'insieme di queste catture  $\alpha$ , insieme alla fotodisintegrazione del ferro, hanno come ulteriore risultato la produzione di neutroni. Questi ultimi possono essere utilizzati nei processi denominati *catture neutroniche*.

## 4.4 Catture neutroniche

Le reazioni nucleari riportate fin'ora non sono in grado di formare nuclei più pesanti del ferro, in quanto la Binding Energy per nucleone decresce per questi ultimi. Il processo di cattura neutronica, tuttavia, è in grado di creare elementi più pesanti (fino al  $^{209}Bi$ ). Inoltre, esso risulta molto più efficace rispetto alla cattura protonica o alla cattura  $\alpha$ , in quanto queste ultime devono superare una addizionale barriera coulombiana per avvenire. La reazione consiste nella cattura, da parte del nucleo reagente, di un neutrone e la conseguente formazione di un isotopo dell'elemento di partenza

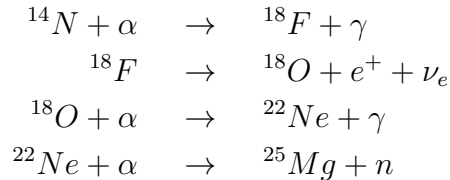


Se il nucleo appena formato è stabile, allora il processo può continuare con la cattura di un ulteriore neutrone, formando isotopi sempre più pesanti. Quando viene formato un isotopo instabile per decadimento  $\beta$ :



la continuazione del processo dipende dall'intensità del flusso di neutroni. Infatti, se l'isotopo decade prima di catturare un nuovo neutrone, allora il processo termina e prende il nome di *s-process* (slow process), mentre se l'isotopo instabile riesce a catturare un nuovo neutrone prima di decadere, il processo può continuare e prende il nome di *r-process* (rapid process).

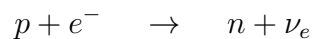
Di seguito è riportato un esempio di una successione di reazioni che portano alla formazione di neutroni utili per i processi s.



In questo caso, il processo avviene durante la fase di gigante rossa. Per ottenere un flusso di neutroni più intenso, invece, sono necessarie condizioni estreme. Questo è il caso della fotodisintegrazione del ferro, processo che produce 13 particelle  $\alpha$  e 4 neutroni. Questa reazione avviene nelle fasi finali della vita di una stella, in cui nel nucleo avviene la conversione di silicio in ferro e nichel. Questa fase dura pochi giorni, e a questo punto la stella presenta una struttura a gusci, formati da silicio, zolfo, ossigeno, neon, carbonio, elio e idrogeno. Quando viene raggiunta una temperatura di  $10^{10}\text{K}$ , avviene quindi la fotodisintegrazione del ferro. Questo processo è endotermico, di conseguenza il nucleo comincia a raffreddarsi e priva così la stella dell'energia che permetteva il bilanciamento con la spinta gravitazionale della materia che lo sovrasta.

## 4.5 Fasi finali della vita di una stella massiva

Quando la massa del ferro raggiunge l'equivalente di  $1.4 M_{\odot}$ , avviene il tracollo della stella: tramite la fotodisintegrazione, le abbondanze di particelle  $\alpha$  e neutroni nel nucleo cominciano ad aumentare. A questo punto, a causa delle temperature elevate, anche i nuclei di elio vengono scissi in due protoni e due neutroni. In questa fase, quindi, il nucleo di ferro degenere viene convertito in un nucleo formato essenzialmente da protoni, neutroni, ed elettroni. Questi ultimi hanno un ruolo particolarmente importante in quanto mantengono in equilibrio il nucleo. A questo punto, però, i protoni vengono convertiti in neutroni tramite cattura elettronica



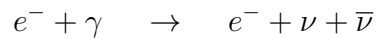
Questo è un processo  $\beta^-$  inverso chiamato *processo URCA*, ed è una reazione in grado di auto alimentarsi: più neutroni e neutrini vengono prodotti, più il nucleo si contrae. Di conseguenza, la materia si trova in uno spazio sempre più ristretto, e i protoni ed elettroni hanno interazioni più frequenti, producendo sempre più neutroni e neutrini che causano un'ulteriore contrazione del nucleo e così via.

Un aspetto rilevante di questa reazione, e in generale delle reazioni termonucleari che avvengono nelle ultime fasi della vita di una stella, ovvero a temperature estremamente alte (a partire da centinaia di milioni di gradi), è l'emissione di neutrini. Infatti, in questi regimi di temperature, diventano importanti le perdite di energia per emissione di neutrini, che non riguardano più solamente i neutrini generati dalle singole reazioni nucleari, bensì quelli generati direttamente dal plasma stellare.

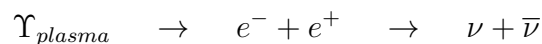
Un esempio di tale reazione è l'annichilazione di una coppia elettrone-positrone, che genera un neutrino e un antineutrino



Essa avviene a temperature di  $6 \cdot 10^9 K$ . A temperature più basse, invece, un elettrone può essere in grado di assorbire un fotone e poi rimettere una coppia neutrino-antineutrino tramite la seguente reazione



Infine, quando la densità di materia stellare nel nucleo diventa sufficientemente elevata, i fotoni possono trasformarsi direttamente in una coppia neutrino-antineutrino nella seguente maniera



Dalla seguente tabella si può osservare come le perdite di energia durante l'evoluzione di una stella siano causate, a basse temperature, soprattutto dai fotoni, mentre a temperature più elevate sono i neutrini ad essere la principale causa delle perdite energetiche. In tabella è inoltre presente la distinzione tra le fasi nucleari, ovvero periodi in cui avvengono determinate reazioni termonucleari all'interno della stella, e le fasi gravitazionali, nelle quali il nucleo si contrae per raggiungere la temperatura di attivazione della reazione nucleare successiva.

$T_6$	Fase	$E_G$	$E_N$	Fotoni	Neutrini
0-10	Gravit.	1 KeV/n		100%	
10-30	H - $^4\text{He}$		6.7 MeV/n	95%	5%
30-100	Gravit.	10 KeV/n		100%	
100-300	$3^4\text{He} - ^{12}\text{C}$		$\sim 7.4$ MeV/n	100%	
300-800	Gravit.	100 KeV/n		50%	50%
800-1100	$2^{12}\text{C} - ^{24}\text{Mg}$		7.7 MeV/n		$\sim 100\%$
1106-1400		150 KeV/n			$\sim 100\%$
1400-2000	$2^{16}\text{O} - \text{S}$		$\sim 8.0$ MeV/n		$\sim 100\%$
2000-5000	Fe	400 KeV/n	8.4 MeV/n		$\sim 100\%$

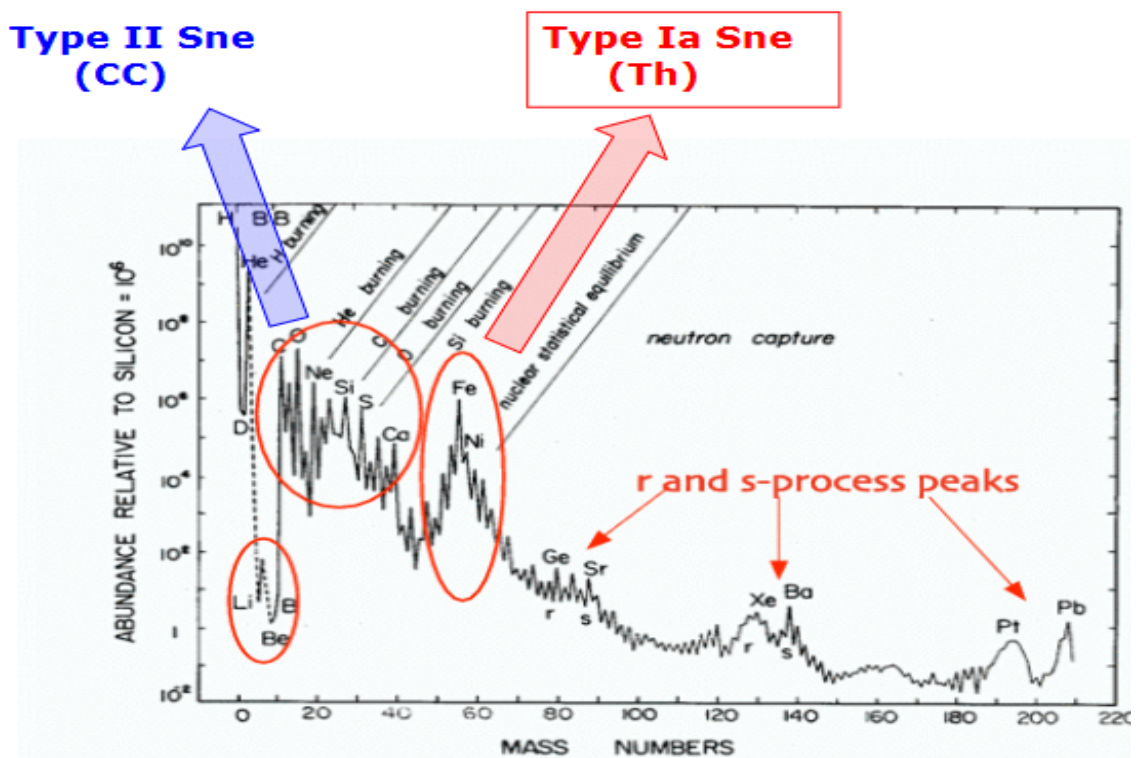
Schema indicativo del succedersi delle fasi gravitazionali e nucleari dell'evoluzione stellare,  $E_G$  e  $E_N$  rappresentano l'energia gravitazionale e nucleare per nucleone emessa all'inizio dell'evoluzione. Le ultime due colonne indicano la frazione di energia dissipata tramite fotoni e/o neutrini. (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

Un'ulteriore flusso di neutrini avviene durante l'esplosione di una supernova di tipo II, nella quale il 99% dell'energia fuoriesce in poche decine di secondi sotto forma di neutrini (con un'energia di circa  $3 \cdot 10^{53} \text{erg}$ ). La supernova di tipo II, anche chiamata *core collapse*, segna la fine della vita di ogni stella massiva (con massa superiore di  $8M_\odot$ ). Infatti, il nucleo in cui sta avvenendo il processo URCA è ormai formato solo da neutroni, i quali si trovano in uno spazio sempre più ristretto. Quando essi si trovano a una distanza di 0.3 fm, la rigidità della materia nucleare porta i neutroni a comportarsi come una molla e il contraccolpo produce un'onda d'urto che si riversa verso l'esterno



rapidamente. Questo effetto è causato dall'interazione nucleare, che, a distanze molto piccole, diventa repulsiva. Dei gusci esterni, gli strati dall'idrogeno all'ossigeno vengono espulsi nel mezzo interstellare senza essere ulteriormente processati, mentre lo strato di silicio, che si trova nelle vicinanze del nucleo a una temperatura di  $5 \cdot 10^9 K$ , viene trasformato a causa dell'onda d'urto. Ciò che rimane della stella è quindi un nucleo di neutroni ad una densità di circa  $10^{14} g/cm^3$ , ovvero una stella di neutroni.

Nelle stelle con massa superiore di  $25M_{\odot}$ , invece, la contrazione continua fino a raggiungere una densità maggiore di quella delle stelle di neutroni, formando un buco nero. Gli elementi rigettati da una supernova core-collapse sono soprattutto materiali processati dalla fusione dell'idrogeno, dell'elio e del carbonio, gli elementi alfa, e gli elementi s ed r. Questi ultimi, poiché sono stati formati da processi r (i quali possono avvenire solo in presenza di un nucleo di ferro), sono il segno distintivo di una supernova core-collapse. La percentuale di ferro riemessa nel mezzo interstellare, invece, è molto piccola, a causa del fatto che la maggior parte del ferro rimanente nel nucleo viene dissociato in neutroni.



Abbondanza di elementi normalizzata a  $10^6$  atomi di silicio. Si possono osservare, cerchiati, i gruppi di elementi formati da diversi processi, mentre nelle diagonali sono indicate le reazioni termonucleari che causano la formazione di alcuni elementi. (fonte: F. R. Ferraro, dispense del corso di astrofisica stellare, 2021[2])

In figura si possono notare delle abbondanze di elementi (ferro e nichel) create dalle supernovae di tipo Ia. In questo caso, si tratta dell'esplosione di una nana bianca degenerata, ovvero che supera una massa limite, chiamata massa di Chandrasekhar, che corrisponde a  $1.4 M_{\odot}$ . Essa supera il limite di Chandrasekhar tramite l'accrescimento da una stella compagna, come una gigante rossa che, dopo essersi espansa, ha superato il limite di Roche. Anche se più raramente, questo sistema binario può essere formato da due nane bianche, che si fondono insieme superando complessivamente le  $1.4 M_{\odot}$ .

Le nane bianche di carbonio e ossigeno, le più comuni nell'universo, sono corpi celesti estremamente densi (circa  $10^9 \text{g/cm}^3$ ), e sono mantenute in equilibrio di pressione dagli elettroni degeneri presenti nel nucleo. Quando la massa della nana bianca supera il limite, tuttavia, gli elettroni non sono più in grado di supportare una tale pressione ed essa inizia a collassare. In questa fase, il nucleo raggiunge la temperatura necessaria per la fusione del carbonio, processo che contribuisce ad un ulteriore incremento della temperatura. Il risultato è l'avvio di una reazione termonucleare incontrollata e il conseguente rilascio di un'elevata quantità di energia, il che innesca una violenta esplosione termonucleare. Al contrario delle supernovae core-collapse, questo tipo di supernova non lascia nessun tipo di struttura stellare rimanente, a causa della violenta esplosione. I materiali riemessi nel mezzo interstellare sono soprattutto elementi processati del bruciamento dell'elio (essenzialmente carbonio e ossigeno) e del silicio (ovvero gli iron-peak elements).

Oltre alle supernovae di tipo II e Ia (di estrema importanza poiché utilizzate come candele standard), esistono anche quelle del tipo Ib e Ic, sempre del tipo core-collapse, ma che hanno perso l'involuppo di idrogeno prima dell'esplosione. Le Ib sono caratterizzate dalla presenza di righe di elio nello spettro, mentre le Ic non presentano né righe di silicio (osservate invece nelle supernovae Ia), né di elio.

# Bibliografia

- [1] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, and Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [2] FR Ferraro. Dispense del corso di astrofisica stellare, 2021.
- [3] Hannu Karttunen, Pekka Kröger, Heikki Oja, Markku Poutanen, and Karl Johan Donner. *Fundamental astronomy*. Springer, 2007.
- [4] Malcolm S Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge university press, 2010.
- [5] P Padmanabhan. *Theoretical astrophysics. Vol. 1: Astrophysical processes*. 2000.