

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

MECCANISMI DI PRODUZIONE DI ENERGIA IN ASTROFISICA

TESI DI LAUREA

Presentata da:
LUCA GOTTI

Relatore:
Chiar.mo Prof.
DANIELE DALLACASA

SESSIONE III
ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

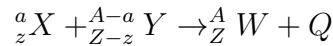
1	Fusione Nucleare	1
2	Reazioni termonucleari negli interni stellari	2
2.1	Combustione nucleare dell'Idrogeno	3
2.1.1	Catena protone-protone	3
2.1.2	Ciclo CNO	5
2.2	Fusione dell'Elio: il processo 3α	6
2.3	Altre Reazioni Termonucleari Importanti	6
2.3.1	Reazioni di Pre-Sequenza	6
2.3.2	Processi di Cattura	7
2.3.3	Contributo Negativo dei Neutrini	8
2.4	Produzione di energia	9
3	Supernovae	10
3.1	SNe Thermonuclear	10
3.2	SNe Core-Collapse	11
	Bibliografia	13

Sommario

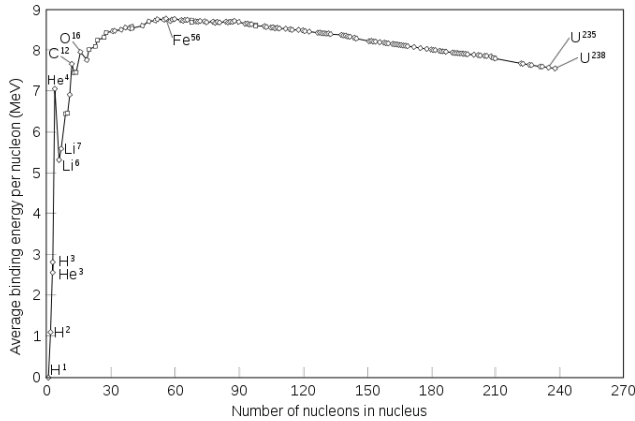
L'obiettivo di questo elaborato è quello di presentare brevemente i principali meccanismi di produzione dell'energia che possiamo trovare in astrofisica. Vista, però, la vastità dell'argomento e il numero enorme di fenomeni che andrebbero trattati mi addentrerò solamente nei meccanismi di fusione nucleare prima dal punto di vista fisico e poi concentrandomi sui processi principali che sostengono la struttura stellare trattandone le caratteristiche principali, la produzione di energia, l'apporto di neutrini e i tempi scala. Sarà poi analizzato nel dettaglio il processo di esplosione di supernova sia perchè rappresenta, nelle giuste condizioni, il punto terminale di tutti i processi nucleari trattati, sia perchè di grande importanza in molti rami dell'astrofisica.

1 Fusione Nucleare

La fusione nucleare avviene quando due nuclei più leggeri del ferro si scontrano, formando un nucleo con numero atomico maggiore di quello di partenza e producendo energia secondo la reazione



se $Q > 0$ allora la reazione si dice *esotermica* viceversa si chiama *endotermica* quando $Q < 0$. Il processo rilascia energia se la differenza delle energie di legame delle componenti¹ è positiva, che determina Q positivo, come si può vedere in figura ossia per



$A < 60$ quindi fino agli elementi del gruppo del Ferro. Per poter interagire due nuclei devono entrare nel raggio d'azione della forza nucleare forte, che per queste distanze è attrattiva, che agisce su scale dell'ordine di $10^{-13} cm$, ossia il raggio del protone; perchè la reazione avvenga è necessario che le particelle posseggano abbastanza energia cinetica

¹L'energia di legame è definita come la differenza tra la massa del nucleo e la somma delle masse dei nucleoni che lo compongono. Viene usata per indicare la stabilità di un nucleo

da superare la barriera di potenziale coulombiano repulsiva tra le cariche positive dei nuclei e portarli a contatto. Questa energia corrisponde a

$$E = \frac{Z^2 e^2}{2R_0 A^{1/3}}$$

con $R_0 = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. L'energia liberata dalla fusione va ad aumentare l'energia cinetica dei nuclei e, se è presente un campo di forze che li tiene confinati, aumenta la temperatura del mezzo fino a giungere ad un punto di equilibrio in cui il processo si autoalimenta producendo energia efficientemente. Per un gas perfetto, con una distribuzione di velocità Maxwelliana, si ottiene una temperatura di innesco della reazione pari a $T \simeq 1.6 \cdot 10^9 A^{5/3} \text{ K}$. Per l'idrogeno $A = 1$ e questo valore diventa $T = 1,6 \cdot 10^9 \text{ K}$ molto più grande del valore atteso nei nuclei stellari ($\simeq 10^7 \text{ K}$): l'energia di attivazione può essere corretta considerando le code ad alte velocità della distribuzione Maxwelliana e l'alta probabilità di effetto tunnel sulla barriera di potenziale rendendo possibili le reazioni di fusione anche a temperature molto più basse.

2 Reazioni termonucleari negli interni stellari

Una stella è una sfera di gas mantenuta in equilibrio idrostatico dalla pressione interna del gas estremamente caldo che la compone. Il sistema parte da una nebulosa estesa che, se supera le condizioni critiche di Jeans², collassa in una nube sferica densa che, per il teorema del viriale³ su sistemi autogravitanti, si riscalda fino a raggiungere temperature centrali di diversi milioni di gradi. Una volta raggiunta una situazione di stabilità il sistema progredisce autonomamente con una luminosità più o meno fissa per la maggior parte della sua vita. Per mantenere la stella stabile su grandi periodi di tempo è necessario che l'energia irradiata verso l'esterno sia bilanciata da una produzione interna sufficiente: la sola contrazione gravitazionale può sostenere una stella di tipo solare per circa $2 \cdot 10^7$ anni, decisamente troppo breve, ma il riscaldamento dovuto alla contrazione innesca la reazione di fusione nucleare dell'idrogeno nel nucleo, che supporta il sistema per circa 10^{10} anni. Su questo equilibrio si basa una delle sette equazioni che regolano gli interni stellari chiamata, appunto, *equazione del bilancio energetico*

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

dove il parametro ε indica la quantità di energia prodotta per unità di massa al secondo e sarà l'oggetto di un successivo paragrafo. Come vedremo la combustione dell'idrogeno

²Condizioni di massa, densità o dimensioni richieste perchè un oggetto autogravitante collasi

³Insieme infinito di identità tensoriali che collegano proprietà di sistemi all'equilibrio. Per un sistema autogravitante si scrive $2T = -U$

non è l'unica reazione che avviene in questi sistemi, ma a maggiore massa corrisponderà un riscaldamento maggiore e questo porterà alla fusione di nuclei via via più pesanti, con il solo limite del nucleo di Fe, la cui fusione è endotermica indipendentemente dalla massa della struttura.

2.1 Combustione nucleare dell'Idrogeno

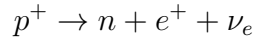
La fusione dell'Idrogeno è il primo processo che avviene nei nuclei stellari, in quanto è quello che va a regime a temperatura più bassa, e determina la fase più stabile di tutta l'evoluzione stellare: la sequenza principale.

2.1.1 Catena protone-protone

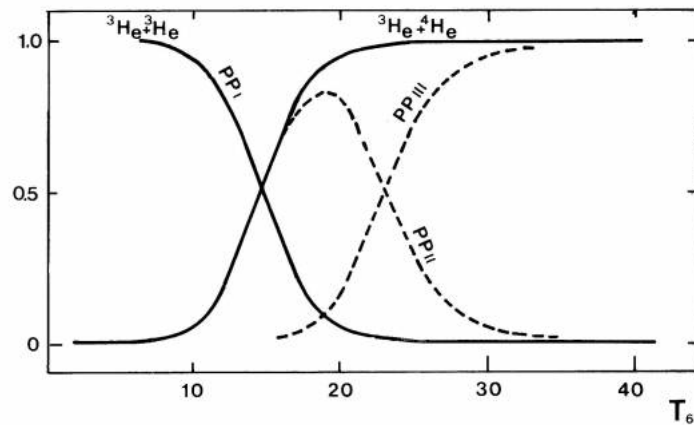
La catena PP è divisa in tre canali raffigurati in tabella

PPI	E	t_s
${}^1H + {}^1H \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu$	(+1.44-0.26)MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2H + {}^1H \rightarrow {}^3He + \gamma$	+5.49 MeV	6 sec
${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + {}^1H + {}^1H$	+12.85 MeV	10^6 yr
Energia totale prodotta	26.2 MeV	
Energia persa per neutrini	-0.5 MeV($\simeq 2\%$)	
PPII	E	t_s
${}^1H + {}^1H \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu$	(+1.44-0.26)MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2H + {}^1H \rightarrow {}^3He + \gamma$	+5.49 MeV	6 sec
${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma$	+1.59 MeV	10^6 yr
${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu$	(+0.86-0.80) MeV	0.4 yr
${}^7Li + {}^1H \rightarrow 2{}^4He + \gamma$	+17.35MeV	6 min
Energia totale prodotta	25.67 MeV	
Energia persa per neutrini	-1 MeV($\simeq 4\%$)	
PPIII	E	t_s
${}^1H + {}^1H \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu$	(+1.44-0.26)MeV	$1.4 \cdot 10^9$ yr
${}^2H + {}^1H \rightarrow {}^3He + \gamma$	+5.49 MeV	6 sec
${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma$	+1.59 MeV	10^6 yr
${}^7Be + {}^1H \rightarrow {}^8B + \gamma$	+0.135 MeV	66 yr
${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu$	+18.07 MeV	1sec
${}^8Be \rightarrow 2{}^4He + \gamma$	-7.2MeV	
Energia totale prodotta	19.3 MeV	
Energia persa per neutrini	-7.5 MeV($\simeq 28\%$)	

La reazione più lunga è indubbiamente la formazione del deuterio nella primissima fase, comune a tutte le catene, in quanto richiede la trasformazione di uno dei due protoni in un neutrone tramite la reazione



ossia un decadimento β^+ . Questo processo è però difficoltoso e diventa efficiente a circa $5 \cdot 10^6 K$ sia perchè la massa a riposo del neutrone è maggiore di quella del protone, superabile convertendo parte dell'energia cinetica del protone in massa per il neutrone, sia perchè è governato dalle interazioni deboli e quindi intrinsecamente poco probabile ($\sigma \simeq 10^{-55} cm^2$). Questo processo è seguito immediatamente dall'interazione con un altro protone producendo 3He che si accumula all'interno del nucleo fino a quando la temperatura nel core non supera $8 \cdot 10^6 K$, quando diventa efficiente l'ultimo anello della catena che forma 4He rilasciando due protoni e concludendo la PPI. A temperature più alte, a partire da $1.5 \cdot 10^7 K$, cominciano a prevalere le catene concorrenti alla fusione dell' 3He : la reazione ${}^3He + {}^4He$, che dà il via alla PPII, producendo 7Be il quale può, a sua volta, interagire con un elettrone, continuando sulla PPII, oppure nel caso si trovi a temperature ancora maggiori, $2 \cdot 10^7 K$, con un protone ed entrando nella PPIII. PPII e PPIII però richiedono, oltre alla temperatura, una abbondanza di 4He non nulla e perciò non possono avvenire efficientemente fino a quando non sono avvenute le prime reazioni. L'energia prodotta dalle catene è diverse volte maggiore rispetto a quella di tutti i cicli successivi da cui possiamo affermare che la fase di combustione dell'H sia quella più lunga di tutta l'evoluzione stellare. Per una struttura con condizioni simili a quelle solari ($T_{core} \simeq 1,4 \cdot 10^7 K$) la catena più efficiente è la PPI con il 69% di probabilità di avvenire, ma aumentando la temperatura e l'evoluzione chimica del nucleo, o dello strato interessato dalle reazioni, le cose cambiano radicalmente favorendo prima la PPII e, a temperature ancora maggiori, la PPIII.



2.1.2 Ciclo CNO

Il ciclo CNO è un processo alternativo alla catena PP composto da un ciclo principale, che andrò a descrivere, e diversi successivi che si attivano a temperature via via più alte. Il ciclo principale viene attivato alla temperatura di $1.5 \cdot 10^7 K$ si svolge secondo questo schema o alternativamente, con una probabilità dello 0.04%, nel ramo secondario subito sotto:

CNO (Principale)	E	t_s
$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	+1.94MeV	$1.3 \cdot 10^7$ yr
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	(+2.2-0.7) MeV	7 min
$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	+12.85 MeV	10^6 yr
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+7.29 MeV	$3.2 \cdot 10^8$ yr
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	(+2.7 - 1.0) MeV	82 sec
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	+7.29 MeV	$1.1 \cdot 10^5$ yr
Energia totale prodotta	25 MeV	

CNO (secondario)	E	t_s
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+7.29MeV	$3.2 \cdot 10^8$ yr
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	(+2.7 - 1.0) MeV	82 sec
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	+1.2 MeV	
$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	+0.6 MeV	
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu$	(+2.7 - 0.94) MeV	
$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$	+1.19 MeV	
Energia totale prodotta	24.9 MeV	

Una differenza sostanziale dalla PP è la presenza di elementi pesanti nel circuito come, appunto, Carbonio, Azoto e Ossigeno: è fondamentale sottolineare come questi elementi non vengano prodotti all'interno del ciclo ma partecipino soltanto come catalizzatori e quindi debbano necessariamente essere già presenti all'interno della miscela di gas che va a reagire. Il ciclo tuttavia cambia le abbondanze chimiche relative di questi metalli in base ai diversi tempi scala delle reazioni che li coinvolgono: La prima fase, detta anche ciclo CN o *ramo lento* per via del tempo scala, è costituito dai processi più lenti del ciclo e porta all'aumento e al progressivo accumulo di ^{14}N nel sistema consumando ^{12}C , mentre la seconda fase, detta contrariamente *ramo veloce* o ciclo NO, è composta dalle reazioni più veloci portando ad un consumo dell'ossigeno. L'effetto complessivo del ciclo sarà quindi un aumento di N a spese di C ed O. Aumentando la temperatura si possono innescare cicli secondari che sfruttano elementi via via più pesanti, come il ciclo NeNa a $4 \cdot 10^7 K$ o quello MgAl a $7 \cdot 10^7 K$: questi cicli secondari si riconoscono poichè lasciano peculiarità chimiche nel mezzo interstellare o nello spettro delle stelle da essi interessate.

2.2 Fusione dell'Elio: il processo 3α

Esaurito l'idrogeno nelle regioni centrali la stella si ritrova con un nucleo di elio inerte, in quanto troppo freddo per innescare la sua fusione. Trascurando le vicissitudini evolutive, che si differenziano in base alla massa, il nucleo comincerà a contrarsi in quanto incapace di contrastare la forza di gravità che lo sta schiacciando, ma dal teorema del viriale si vede che mentre il nucleo si contrae si riscalda e se la sua temperatura raggiunge $T_{core} \simeq 1.5 \cdot 10^8 K$, che si verifica se $M > 0.5M_{\odot}$, la reazione può cominciare, con la stella posizionata ora sull'Horizontal Branch (HB). Come suggerisce il nome, il processo 3α prevede la fusione di tre nuclei di 4He formando il ${}^{12}C$ come descritto in tabella

PPI	E
${}^4He + {}^4He \rightarrow {}^8Be + \gamma$	-0.1 MeV
${}^8Be + {}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma$	+7.4 MeV
Energia totale prodotta	7.3 MeV

Il primo contributo è negativo in quanto la grande instabilità del 8Be rende la reazione endotermica, poichè esso tenderà a separarsi in due nuclei α su tempi scala di 10^{-16} s. Questo, se l'ambiente è ricco di Elio con una concentrazione $\frac{{}^8Be}{{}^4He} = 10^{-10}$, riesce ad interagire con un altro 4He prima di decadere formando un nucleo stabile di ${}^{12}C$ e chiudendo la reazione. L'energia rilasciata dal processo è molto inferiore a quella delle combustioni di H, infatti i tempi scala di di questa fase evolutiva, (escludendo i fenomeni di degenerazione per le stelle di piccola massa), sono più brevi di un fattore 10 rispetto alla sequenza principale. In queste condizioni diventa efficiente anche un processo immediatamente successivo che potremmo chiamare 4α . In un ambiente così ricco di elio, infatti, nulla impedisce al ${}^{12}C$ di catturare un'altra particella α e formare ${}^{16}O$ producendo, finito l'Elio, nuclei stellari di Carbonio-Ossigeno che proseguirà o meno nella sua evoluzione nucleare in base alla massa della struttura diventando o un nucleo di C-O degenere o un nucleo di Fe.

2.3 Altre Reazioni Termonucleari Importanti

Sia nelle fasi successive alla 3α che in quelle precedenti al bruciamento dell'idrogeno si verificano diverse reazioni nucleari nella struttura stellare in base alle condizioni di temperatura e densità del nucleo e alla sua fase evolutiva.

2.3.1 Reazioni di Pre-Sequenza

Per $0.5 \cdot 10^6 < T_{core} < 5 \cdot 10^6 K$ si hanno le cosiddette reazioni di pre-sequenza che producono isotopi dell'He partendo da elementi leggeri. Queste reazioni non vengono considerate parte della fase stellare vera e propria poichè in tale fase evolutiva questi

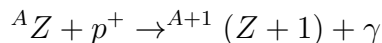
processi sono sporadici e la stella produce energia primariamente dalla contrazione gravitazionale piuttosto che da fonti termonucleari.

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

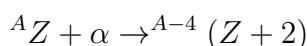
2.3.2 Processi di Cattura

A partire da temperature di $\simeq 5 \cdot 10^8 K$ diventano efficienti diversi meccanismi di cattura che si affiancano e, in certi casi, sostituiscono i processi di fusione diretta di una particolare specie atomica, che richiederebbe temperature decisamente superiori, e accelerano l'arricchimento metallico della sorgente. Questi processi si dividono in diverse famiglie distinte in base agli ingredienti e ai prodotti:

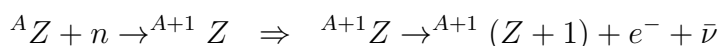
Cattura protonica Consiste nella cattura di un protone da parte di un nucleo già formato producendo l'elemento immediatamente successivo nella tavola periodica e liberando energia



Cattura α Un nucleo interagisce con un 4He liberando energia. Questo processo è molto importante nella formazione di elementi più pesanti del ${}^{12}C$ in quanto la reazione diretta di questi elementi richiederebbe rapidamente temperature esorbitanti (la reazione diretta dell' ${}^{16}O$, per esempio, avviene a $2 \cdot 10^9 K$)



Cattura neutronica Questo processo prevede la cattura di un neutrone libero da parte di un nucleo: generalmente è seguito da un decadimento β^- che rilascia un elemento con un numero atomico maggiore, ed infatti è alla base della produzione di tutti gli elementi più pesanti del Ferro



Il tempo scala di cattura neutronica confrontato con quello del decadimento β^- determina una ulteriore distinzione tra **processi s**, in cui il nucleo decade dopo aver assorbito un solo neutrone, e **processi r**, in cui vengono assorbiti

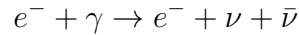
molti neutroni. Mentre i primi avvengono già nella fase di AGB (Asymptotic Giant Branch), immediatamente successiva alla combustione di He, i secondi sono limitati alla fase pre-supernova in quanto solo lì si verifica una produzione di neutroni sufficiente ad alimentarli

Fotodisintegrazione Negli ambienti in cui si verificano i processi sopra elencati i fotoni emessi sono così energetici da scindere i nuclei e generare elementi più leggeri liberando elementi α e alimentando i cicli che dipendono dalla loro presenza. Dalla formazione del nucleo di Silicio, o tipicamente quando la temperatura del nucleo supera i $10^9 K$ la divisione avviene invece in un numero intero di nuclei α e rilasciando neutroni liberi utilizzabili per le catture neutroniche

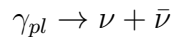
2.3.3 Contributo Negativo dei Neutrini

Anche se non è tecnicamente un processo di fusione nucleare vale la pena menzionarlo in quanto estremamente importante nelle fasi avanzate dell'evoluzione: a partire dalle condizioni di innesco della 3α , infatti, le condizioni ambientali in cui si trova il gas sono tali da rendere progressivamente più probabili le interazioni deboli, favorendo così la produzione di neutrini. Questo processo avviene in tre canali principali in base alle condizioni del sistema:

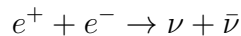
Produzione di Fotoneutrini Quando un elettrone assorbe un fotone dall'ambiente può rimettere una coppia neutrino antineutrino al posto di un fotone. Può verificarsi anche a temperature più basse a partire da $\simeq 10^8 K$



Produzione di Plasma-Neutrini Quando il nucleo stellare diventa abbastanza denso i fotoni iniziano a comportarsi come un plasma producendo direttamente una neutrino-antineutrino. Questo non può avvenire per un fotone nel vuoto a causa della conservazione di quantità di moto ed energia



Produzione di Coppia di Neutrini A temperature di diversi miliardi di gradi l'annichilazione elettrone positrone può produrre una coppia neutrino-antineutrino al posto di due fotoni



Tutti questi processi sono estremamente deleteri per la stella che li genera in quanto, essendo questi neutrini molto poco reattivi, lasciano facilmente la struttura stellare una volta prodotti e in queste condizioni possono arrivare a rimuovere quasi al 100% dell'energia prodotta dalle reazioni nucleari, rendendole di fatto inutili: infatti i tempi scala delle reazioni più avanzate, composte in gran parte da catture α , crollano passando da pochi anni a pochi giorni nelle fasi terminali delle stelle di grande massa.

2.4 Produzione di energia

Il calcolo del tasso di produzione di energia ε dipende da molti fattori, come le sezioni d'urto delle particelle e i fattori di Gamow per la barriera coulombiana, e può essere molto complesso, quindi non verrà trattato esplicitamente. Sarà riportato, però, il ragionamento di massima che sta alla sua base. Per ogni catena di reazioni va considerata ogni componente, ma si tende ad utilizzare come riferimento quella che impiega più tempo e che condiziona l'intero ciclo. Il parametro ε è dato dalla somma delle energie prodotte dai processi in atto per ogni ciclo diviso per l'unità di massa:

$$\varepsilon = \sum \underbrace{\frac{E_{prodotta}}{Reazione}}_{(1)} \underbrace{\frac{N_{reazioni}}{cm^3 sec}}_{(2)} \underbrace{\frac{cm^3}{g}}_{(3)}$$

che per una catena di n reazioni diventa

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n \underbrace{E_i x_1 x_2 c_i}_{(4)} \underbrace{\rho T^{-\frac{2}{3}} e^{-1,89 \frac{E_0}{kT}}}_{(5)}$$

dove (1) va stimato facendo il bilancio energetico per ogni reazione, (2) rappresenta il tasso di reazioni per unità di volume e (3) è l'inverso di una densità. In questo modo ottengo un parametro in $[\frac{erg}{g sec}]$ che applicato ai casi principali descritti in precedenza diventa:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pp} &= 2.36 \cdot 10^6 \rho X_H^2 T_6^{-\frac{2}{3}} e^{\frac{-33.81}{T_6^{1/3}}} \Phi_1(T) \\ \varepsilon_{CNO} &= 7.21 \cdot 10^{27} \rho X_H^2 Z_{CN} T_6^{-\frac{2}{3}} e^{\frac{-153.31}{T_6^{1/3}}} \Phi_2(T) \\ \varepsilon_{3\alpha} &= 3.5 \cdot 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} e^{\frac{-4320}{T_6}} \Phi_3(T) \end{aligned}$$

dove T_6 è un coefficiente adimensionale che esprime la temperatura in milioni di gradi, X_H , Y e Z_{CN} indicano, rispettivamente, le abbondanze in massa percentuali di Idrogeno, Elio e elementi pesanti, mentre $\Phi_n(T)$ tiene conto dell'effetto degli elettroni, concentrati in una nube densa che circonda i nuclei, che introducono una costante di schermo che perturba il potenziale coulombiano aumentando così la penetrabilità. La complessità della dipendenza dalla temperatura di questa relazione non è facilmente esprimibile in termini di legge di potenza, ma possiamo ricavare una relazione del tipo

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \rho T^\nu \quad \text{dove} \quad \nu = \left(\frac{d \ln \varepsilon}{d \ln T} \right)_\rho$$

dove l'esponente ν è variabile con la temperatura, e non costante come vorremmo da una legge di potenza. Derivando il logaritmo della relazione generale e operando a ρ

costante ottengo un valore di ν dipendente dalla temperatura e dagli elementi coinvolti nella reazione. Calcolando questi coefficienti per i tre casi indicati si ottiene:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{pp} &= \varepsilon_1 \rho X^2 T_6^{\nu_{pp}} \quad \text{con } \nu_{pp} = [3.5 - 6] \\ \varepsilon_{CN} &= \varepsilon_2 \rho X X_{CN} T_6^{\nu_{CN}} \quad \text{con } \nu_{CN} = [13 - 20] \\ \varepsilon_{3\alpha} &= \varepsilon_3 \rho^2 Y^3 T_8^{\nu_{3\alpha}} \quad \text{con } \nu_{3\alpha} = [20 - 30]\end{aligned}$$

Si può notare immediatamente come, a parità di temperatura, $\varepsilon_{pp} \ll \varepsilon_{CN}$, che porta a una caratterizzazione della struttura stellare in base alla massa: per temperature centrali oltre i $T_6 = 17$ l'efficienza del ciclo CNO diventa prevalente sulla catena PP, ma queste condizioni vengono raggiunte soltanto in stelle con una massa iniziale $M > 1.2M_\odot$, al di sopra della quale svilupperanno un nucleo convettivo.

3 Supernovae

Le supernovae (SNe) sono massicce esplosioni che coinvolgono le strutture stellari rilasciando circa 10^{51} erg sottoforma di energia cinetica dei quali l'1% viene convertito in fotoni, e iniettando enormi quantità di materiale nel mezzo interstellare (ISM) a velocità che possono superare i 10^4 km/s. Al momento dell'esplosione vengono raggiunte luminosità di $10^{9-10} L_\odot$, pari a quelle di alcune galassie, e restano visibili per periodi variabili da due settimane a tre mesi. Una prima classificazione può essere fatta in base alla spettroscopia: una SN che possiede righe dell'H sarà definita di Tipo II, e viceversa per quelle di Tipo I che, a loro volta, si suddividono ancora in base alla presenza di righe del Silicio (Ia), dell'He ma non del Silicio (Ib) o di nessuna di queste (Ic). Poichè, però, questi eventi possiedono caratteristiche diverse sia nelle curve di luce che nei meccanismi che le originano vengono riunite in due gruppi diversi: le Ia vengono classificate come **Thermonuclear**, mentre le altre (Ib,Ic,II) vengono chiamate **Core-Collapse**.

3.1 SNe Thermonuclear

Una SN Ia è prodotta dall'accensione nucleare del Carbonio in ambiente completamente degeneri. Esistono diverse teorie su come questo possa avvenire ma in genere si prende in considerazione una Nana Bianca, in quanto è la maggiore fonte di C-O degeneri esistente nell'universo. Una Nana Bianca (WD) è ciò che rimane alla fine dell'evoluzione di una stella di massa inferiore alle $8M_\odot$, che non possiede le condizioni necessarie per innescare il bruciamento del Carbonio: il nucleo si contrae fino a che gli elettroni non diventano completamente degeneri mentre gli strati esterni vengono espulsi, lasciando un oggetto collassato in raffreddamento. Un corpo del genere è stabile se preso singolarmente, in quanto sostenuto dalla pressione degli elettroni degeneri, che sostengono una struttura se la sua massa non supera una soglia critica di $1.44M_\odot$,

detta *Massa di Chandrasekhar*, a cui cedono alla forza gravitazionale. Esistono due modi in cui può una WD può superare tale limite che richiedono necessariamente il posizionamento della stella in un sistema binario stretto: acquisendo massa da una compagna gigante (Single Degenerate Scenario) o fondendosi con un'altra nana bianca tramite coalescenza (Double Degenerate Scenario). In entrambi i casi superata M_{Ch} la struttura si contrae e si riscalda innescando le reazioni nucleari: questo produce una cosiddetta onda di fiamma che aumenta la temperatura trasformando C e O in elementi del gruppo del Ferro, con un picco al ^{56}Ni . L'espansione del fronte avviene in genere a velocità subsonica (deflagrazione) dietro a quale si hanno vari gusci in cui viene processato il materiale che formava la stella. Mentre si espande può il fronte può effettuare una transizione da velocità subsoniche a supersoniche: questo fenomeno si chiama *defragration-to-detonation transition* ed origina una *delayed-detonation*. Poiché l'onda d'urto coinvolge direttamente il nucleo l'intera stella viene distrutta, trasportando nell'ISM in gran parte elementi del gruppo del Ferro prodotti durante la nucleosintesi esplosiva: sono infatti le più grandi produttrici di Fe dell'universo. Inoltre, dato che esplodono in modalità molto simili tra loro, tutte le supernove di questo tipo hanno circa la medesima luminosità e sono usate come candele standard per la misura delle distanze fino a scale cosmologiche.

3.2 SNe Core-Collapse

Una stella con massa maggiore di $11M_{\odot}$ continua le combustioni nucleari di tutti gli elementi leggeri fino a raggiungere un nucleo inerte di Ferro e Nichel a svariati miliardi di gradi, in quanto una eventuale fusione nucleare ulteriore sarebbe endotermica. Il raggiungimento di questo stadio è determinato primariamente da catture α e alimentato dalla fotodisintegrazione degli elementi presenti, i quali rilasciano altri nuclei α e neutroni liberi, che sostengono le catture-s. Tuttavia la fortissima emissione di neutrini, secondo i metodi descritti in precedenza, espelle dalla stella la quasi totalità dell'energia prodotta da questi processi, portandone i tempi scala da pochi anni per il bruciamento del C a pochi giorni per quello del Si. Alla formazione del nucleo di Fe la stella avrà una struttura a cipolla in cui sono attivi diversi gusci (shell) in cui scendendo verso il nucleo vengono bruciati materiali via via più pesanti da H a Si. Il nucleo, completamente degenere, è sostenuto dalla pressione esercitata dagli elettroni, ma si trova, in genere, pericolosamente vicino al limite di Chandrasekhar. Nelle condizioni di temperatura e densità tipiche di questo ambiente ($\rho \simeq 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$, $T > 2 \cdot 10^9 \text{ K}$) i fotoni sono abbastanza energetici da separare i nuclei di Fe per fotodisintegrazione, liberando nuclei atomici, o singoli protoni a seconda della specie atomica distrutta, che possono assorbire elettroni dal mezzo, poiché l'energia cinetica degli e^- a queste temperature è più che sufficiente a colmare la differenza di massa tra protoni e neutroni, rilasciando neutrini e degradando l'energia del sistema. Queste reazioni si autoalimentano poiché la perdita degli elettroni causa la contrazione rapida della struttura e, di conseguenza, l'aumento

dell'efficienza del circolo vizioso appena creato: questo processo, detto **Processo URCA**, causa il collasso del nucleo su tempi scala dinamici, che in questi ambienti sono di frazioni di secondo, fino a superare le densità dei nuclei atomici. Le regioni più interne del nucleo successivamente si riespandono, poichè superata la densità dei nuclei la forza nucleare forte diventa repulsiva, generando un'onda d'urto che espelle gli strati esterni del sistema. L'espansione è alimentata ulteriormente dall'assorbimento dei neutrini, che a tali densità possono venire assorbiti dalla materia, che aumenta temperatura e pressione nel gas attraversato dallo shock e fornendo energia all'onda d'urto. L'evento lascia dietro di sé il nucleo collassato della stella che a seconda della massa può diventare stella di neutroni, se la pressione dei neutroni degeneri riesce ad arrestare il collasso, con $M_{core} < 2 - 3M_{\odot}$, altrimenti si avrà la formazione di un buco nero. Il materiale espulso dalla stella è composto in maggioranza da elementi α degli strati esterni, da piccole quantità di elementi del gruppo del ferro originati dall'innesco dello strato di silicio al passaggio dell'onda d'urto, insieme ad elementi prodotti da catture-r.

Riferimenti bibliografici

- [1] F. R. Ferraro , *Astrofisica Stellare*, Dispense (2015)
- [2] F. R. Ferraro , *Evoluzione Stellare*, Dispense (2015)
- [3] V. Castellani, *Astrofisica Stellare*, Ed. Zanichelli
- [4] S. Braibant & G. Giacombelli & M. Spurio, *Particelle e interazioni fondamentali*, Springer (2012)
- [5] Carrol & Ostlie *An Introduction To Modern Astrophysics*, Ed Allison Wesley, Third edition (2007)
- [6] Cester, *Corso di Astrofisica*, Hoepli (1984)