

1.14

1.25

1.36

1.47

1.58

1.68

1.79

2.111

2.212

2.314

2.415

2.516

2.618

2.720

2.821

3.123



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

STELLE PRIMORDIALI: FORMAZIONE, EVOLUZIONE E
DESTINO FINALE

Relatrice:

Prof.ssa Paola Marigo

Candidato:

Vittorio Martins Ribeiro Soares

ANNO ACCADEMICO 2021/2022

Indice

| | |
|--|-----------|
| Riassunto | 1 |
| Introduzione | 1 |
| 1 FORMAZIONE DELLE STELLE PRIMORDIALI | 3 |
| 1.1 Condizioni iniziali | 3 |
| 1.2 Fase di free-fall | 3 |
| 1.3 Frammentazione e formazione di agglomerati | 4 |
| 1.4 Accrescimento e fusione degli agglomerati | 6 |
| 1.5 Distribuzione degli agglomerati | 7 |
| 1.6 Note sull'evoluzione degli agglomerati | 9 |
| 2 EVOLUZIONE DELLE STELLE PRIMORDIALI | 10 |
| 2.1 Evoluzione pre-supernova | 10 |
| 2.1.1 Stelle di massa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ | 10 |
| 2.1.2 Stelle di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$ | 12 |
| 2.1.3 Stelle di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$ | 13 |
| 2.1.4 Stelle di massa $M > 260M_{\odot}$ | 16 |
| 2.2 Nucleosintesi | 17 |
| 2.2.1 Fallback e mixing | 17 |
| 2.2.2 Produzione di azoto primario | 19 |
| 2.2.3 Produzione di litio e deuterio dai neutrini | 19 |
| 2.2.4 Yield chimici in stelle con $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ | 19 |
| 2.2.5 Yield chimici per $100M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$ | 20 |
| 3 DESTINO FINALE DELLE STELLE PRIMORDIALI | 22 |
| 3.1 Stelle di massa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ | 22 |
| 3.2 Stelle di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$ | 22 |
| 3.3 Stelle di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$ | 22 |
| 3.4 Stelle di massa $M > 260M_{\odot}$ | 22 |
| Conclusioni | 24 |

Elenco delle figure

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Morfologia a $z=33.5$. <i>Pannelli di sinistra</i> : Vista frontale. <i>Pannelli di destra</i> : Vista di taglio. (Credit: Bromm et al. 2002) | 4 |
| 1.2 | Proprietà del gas a $z=31.2$. (a) Abbondanza di elettroni liberi vs densità numerica di idrogeno (in cm^{-3}). (b) Abbondanza di molecole di idrogeno vs densità numerica. (c) Temperatura del gas vs densità numerica. (d) Massa di Jeans (in M_{\odot}) vs densità numerica. (Credit: Bromm et al. 2002) | 5 |
| 1.3 | Morfologia a $z=31.2$. Formazione del primo ammasso di $\sim 1400 M_{\odot}$ (<i>riquadro piccolo</i>). Per le righe e le colonne si adotta la convenzione utilizzata in fig. 1.1. (Credit: Bromm et al. 2002) | 6 |
| 1.4 | Crescita degli agglomerati in differenti modelli. <i>Linea continua</i> : Massa dell'agglomerato più massiccio vs. tempo. <i>Linea tratteggiata</i> : Massa del secondo agglomerato più massiccio vs. tempo. La massa è rappresentata in unità di $10^3 M_{\odot}$ e il tempo in 2×10^7 yr, che corrisponde alla scala dei tempi dinamici iniziali. (a) caso di partenza. (b) caso con basso spin. (c) $P(k) \propto k^0$. (d) simulazione alternativa con $P(k) \propto k^{-3}$. (Credit: Bromm et al. 2002). | 7 |
| 1.5 | Modello con bassi valori di spin a $z=28.9$. <i>Riga superiore</i> : gas diffuso rimanente. <i>Riga inferiore</i> : Distribuzione degli agglomerati. I numeri accanto ai punti indicano la massa degli agglomerati in unità di M_{\odot} . <i>Pannelli di sinistra</i> : Vista frontale. <i>Pannelli di destra</i> : Vista di taglio. (Credit: Bromm et al. 2002). | 8 |
| 1.6 | Modello con valori di spin intermedi a $z=28.9$. La modalità di presentazione è la stessa della fig. 1.4. (Credit: Bromm et al. 2002). | 8 |
| 1.7 | Modello con alti valori di spin a $z=25.5$. La modalità di presentazione è la stessa della fig. 1.4. (Credit: Bromm et al. 2002). | 9 |
| 2.1 | Diagramma di Kippenhahn per stelle di $15 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$. In funzione del tempo rimanente al collasso del nucleo (asse X, scala logaritmica) e della coordinata di massa della stella (asse Y), si mostra la generazione netta di energia specifica (sfumature blu), la perdita netta di energia (sfumature viola), le regioni convettive (tratteggio verde) e le regioni semiconvettive (tratteggio rosso). L'energia generata e l'energia persa aumentano di un ordine di grandezza per ogni livello di ombreggiatura più scura (scala sul lato destro), andando da $10^{-1} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (colori più chiari) a $10^{14} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (colori più scuri). (Credit: Heger & Woosley 2010). | 11 |
| 2.2 | Diagramma di Kippenhahn delle stelle di $40 M_{\odot}$ e $80 M_{\odot}$. Per una spiegazione dettagliata si veda la Figura 2.1. (Credit: Heger & Woosley 2010). | 12 |
| 2.3 | Densità (scala di grigio) e frazione di massa dell'ossigeno (linee colorate di contorno) per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e $200 M_{\odot}$ dopo la fine del bruciamento esplosivo, circa 120 s dopo il rimbalzo del nucleo. (Credit: Chen et al. 2014). | 14 |

| | | |
|-----|---|----|
| 2.4 | Densità (scala di grigio) e frazione di massa dell'ossigeno (linee colorate di contorno) per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e 200 M_{\odot} quando lo shock entra nell'involuppo di idrogeno. (Credit: Chen et al. 2014). | 15 |
| 2.5 | Densità per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e 200 M_{\odot} appena prima che lo shock esca della stella. (Credit: Chen et al. 2014). | 16 |
| 2.6 | Composizione chimica del modello di 25 M_{\odot} , con $E_{ex} = 1.2B$ e pistone posizionato alla base della <i>shell</i> di bruciamento dell'ossigeno, prima (pannello (A)) e dopo (pannello (B)) l'operazione di mixing. (Credit: Heger & Woosley 2002). | 18 |
| 2.7 | Yields integrati su di una IMF di Salpeter con pendenza $\gamma = 1,35$ (vedi cap 2.2.5 per def. di γ). Si applica un mixing standard, $E_{ex} = 1.2B$, tagli di bassa massa per la IMF a 10, 20 e 40 M_{\odot} , pistone situato alla base della <i>shell</i> di bruciamento dell'ossigeno. (Credit: Heger & Woosley 2010). | 20 |
| 2.8 | Yield per stelle di massa da 140 a 260 M_{\odot} integrati su una IMF e confrontati con le abbondanze solari in funzione del numero atomico Z. Durante l'integrazione si è assunta una IMF di Salpeter con tre diversi esponenti: -0.5 (<i>estremità spessa del triangolo</i>), -1.5 (<i>punto pieno</i>) e -3.5 (<i>estremità sottile del triangolo</i>). (Credit: Heger & Woosley 2002). | 21 |
| 3.1 | Funzione iniziale di massa per stelle primordiali non rotanti ($Z=0$). L'asse X indica la massa stellare iniziale. L'asse Y fornisce sia la massa del residuo compatto (<i>curva nera spessa</i>) che la massa della stella quando ha inizio l'evento che produce quel residuo (<i>curva grigia spessa</i>). E' indicata inoltre la massa nucleo di elio (<i>linea a tratti e punti</i>). (Credit: Heger & Woosley 2002). | 23 |

Riassunto

La tesi verte sullo studio delle proprietà evolutive di stelle massicce a metallicità nulla, formatesi dopo il Big Bang. Alla luce di studi dettagliati in letteratura, vengono analizzati la formazione, il destino finale e i resti compatti lasciati dopo l'esplosione. Si è trovato che la struttura iniziale della DM determina dove la frammentazione del gas avviene prima. Il processo di frammentazione inizia attraverso la formazione di strutture nodose e filamentari con valori di temperatura e densità caratteristici (rispettivamente $T \sim 200-300$ K e $n \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$), derivanti dalla microfisica del raffreddamento per H_2 . In seguito al collasso gravitazionale, queste strutture formano agglomerati molto densi ($n > 10^8 \text{ cm}^{-3}$) con masse iniziali di $10^2 - 10^3 M_\odot$, che aumentano poi la loro massa nel tempo tramite processi di accrescimento del gas circostante e fusione con altri agglomerati, portando poi alla formazione delle prime stelle dell'universo che si pensa possano essere anche molto massicce ($M > 100 M_\odot$). Dallo studio dell'evoluzione di una grande varietà di queste stelle (da $10 M_\odot$ fino a $260 M_\odot$) si ha che, al primo ordine, la nucleosintesi degli elementi più importanti avviene con le stesse quantità che osserviamo oggi nelle stelle di popolazione I., con alcune importanti eccezioni. Si hanno: un minor numero di elementi Z-dispari; maggiori yield per gli elementi del gruppo del ferro; ed il processo -s è quasi assente. Inoltre un numero significativo di stelle primordiali, specialmente quelle oltre $40 M_\odot$ (ed inferiori con la rotazione), produce azoto primario. Infine il destino finale di queste stelle è principalmente caratterizzato dalla formazione di buchi neri, che saranno di massa $M_{BH} < 40 M_\odot$, per stelle di massa compresa tra $25 - 140 M_\odot$, mentre avranno circa la massa della stella progenitrice per $M > 260 M_\odot$. Per stelle primordiali di massa $M < 25 M_\odot$ si ha la formazione di una stella di neutroni (di $\sim 1.5 M_\odot$) mentre per stelle di massa compresa tra $140 - 260 M_\odot$ l'instabilità di coppia elettrone-positrone genera un'esplosione che distrugge completamente la stella.

INTRODUZIONE

La storia dell'universo a redshift $z \sim 1000-5$, corrispondente a $10^6 - 10^9$ yr dopo il big bang è oggi affetta da incertezze (p.e. Mathur et al. 2008)[13]. Sappiamo che a $z \simeq 1000$ i fotoni del Cosmic Microwave Background (CMB) si spostarono nell'infrarosso, in corrispondenza della superficie di ultimo scattering, e che l'universo ha subito una reionizzazione prima di redshift $z \sim 5$, comprovata dall'assenza dell'assorbimento di Gunn-Peterson (Gunn Peterson 1965)[10]. negli spettri di quasar ad alto redshift. Questa reionizzazione corrisponde all' "accensione" delle prime stelle dell'universo, le cosiddette stelle di Popolazione III. Queste stelle devono essersi formate da gas contenente in prevalenza idrogeno e elio (con tracce di elementi leggeri come litio e berillio), poichè elementi più pesanti possono essere prodotti solo all'interno delle stelle. Inoltre la fisica delle prime stelle è caratterizzata da caratteristiche distintive: l'idrogeno atomico e molecolare sono la principale fonte di raffreddamento radiativo e di opacità; i campi magnetici sono dinamicamente irrilevanti; il fondo di radiazione UV non influenza la chimica e la dinamica del sistema; la formazione stellare è principalmente governata da: gravità, pressione termica e momento angolare. L'abbondanza iniziale delle specie chimiche è predetta dalla standard big bang nucleosintesi (p.e., Copi, Schramm, & Turner 1995)[7]. Le stelle generate avranno dunque una composizione iniziale che riflette queste abbondanze, essenzialmente senza metalli. Inoltre poichè gli elementi pesanti e le polveri sono responsabili dei venti stellari, queste stelle hanno vissuto le loro vite con una massa circa costante, terminando la fase pre-supernova come supergiganti blu o rosse, a seconda della produzione di azoto primario. Verrà seguita l'evoluzione di un grande varietà di stelle, da $10M_{\odot}$ fino a $260M_{\odot}$, a partire dalla "zero age main sequence" fino al loro destino finale. La vita delle stelle primordiali si conclude con la formazione di una stella di neutroni, di un buco nero, o ancora senza lasciare nessun resto compatto, come accade nel caso delle Pair-Instability Supernovae.

1. FORMAZIONE DELLE STELLE PRIMORDIALI

1.1 Condizioni iniziali

Possiamo innanzitutto specificare la configurazione iniziale della materia oscura (DM) utilizzando l'approssimazione "top-hat" (p.e., Padmanabhan 1993, p. 273) [25], nella quale l'universo primordiale può essere descritto dalla soluzione di Einstein-De Sitter con parametri di densità: $\Omega_{dm} = 0.95$, $\Omega_b = 0.05$, e costante di Hubble $h = H_0 / (100 \text{ km/s/Mpc}) = 0.5$. Considerando l'evoluzione di una massa totale di $2 \times 10^6 M_\odot$, corrispondenti a $10^5 M_\odot$ in barioni, lo scenario della standard Cold Dark Matter (CDM) predice una stima del redshift di collasso (o virializzazione) a $z_{coll} \sim 30$ (Bromm et al. 1999)[3]. Prendendo come punto di partenza $z_i = 100$, si considerano le particelle di DM inizialmente perturbate secondo un spettro $P(k) = Ak^n$ (Zeldovich 1970)[21] dove l'indice della legge di potenza è imposto a $n = -3$ (Peebles 1993, p. 625)[23], mentre l'ampiezza A è aggiustata in modo tale che $P(k_{min}) \sim 1$ al collasso. Le particelle barioniche sono messe casualmente per approssimare una densità iniziale uniforme ed, assieme alle particelle di DM, sono messe in rotazione rigida con parametro di spin $\lambda = \frac{L|E|^{1/2}}{GM^{5/2}} = 0.05$ e con un'uniforme espansione di Hubble. Per le abbondanze chimiche e temperatura del gas, si utilizzano i valori iniziali ricavati da Tegmark et al. (1997)[17]: $x_i = 4.6 \times 10^{-4}$, $f_i = 10^{-4}$, e $T_{gas} \sim 200 \text{ K}$, dove x_i e f_i sono rispettivamente l'abbondanza di elettroni liberi e di H_2 . Quest'ultimo è il principale refrigerante sotto $\sim 10^4 \text{ K}$, che è il tipico range di temperature in cui le stelle di popolazione III collassano. Per queste temperature l'He può essere assunto completamente neutro e possono essere ignorati i processi di riscaldamento, raffreddamento e fotoreazioni dovute alla CMB.

1.2 Fase di free-fall

Utilizzando i parametri sopra descritti si è osservato che inizialmente l'alone di DM è in espansione fino a $z_{turnaround} = 50$ (Bromm et al. 2002)[4], momento in cui la DM collassa in un tempo-scala dinamico di $t_{ff} \sim \frac{1}{[G\rho(z=100)]^{1/2}} \sim 5 \times 10^7 \text{ yr}$, fin allo stabilimento dell'equilibrio viriale a $z_{vir} \sim 30$. Il gas dunque si scalda per compressione adiabatica, $T \propto n^{2/3}$, fino al raggiungimento della temperatura viriale $T_{vir} \sim 5000 \text{ K}$. A questo punto abbastanza molecole di H_2 si sono formate, scaturendo un efficiente meccanismo di raffreddamento del gas che ne fa abbassare la temperatura fino a $T \sim 200\text{-}300 \text{ K}$, continuando a comprimere il gas. In risposta al rumore di fondo dato da $P(k) = Ak^{-3}$ la DM sviluppa una marcata sottostruttura, dove piccoli grumi si formano per primi nelle regioni delimitate dalle buche di potenziale della DM (Bromm et al. 2002)[4], determinando dunque dove si formeranno gli agglomerati di gas più massicci. Poco dopo il collasso, la sottostruttura della DM viene eliminata dal processo di "rilassamento violento" (Lynden-Bell 1967)[22], dove la DM raggiunge dunque una configurazione di equilibrio con un nucleo di raggio $\sim 10 \text{ pc}$ e approssimativamente un profilo di densità isoterma ($\rho \propto r^{-2}$) verso l'esterno. Da questo momento in poi la DM smette di influenzare l'evoluzione dinamica del gas primordiale.

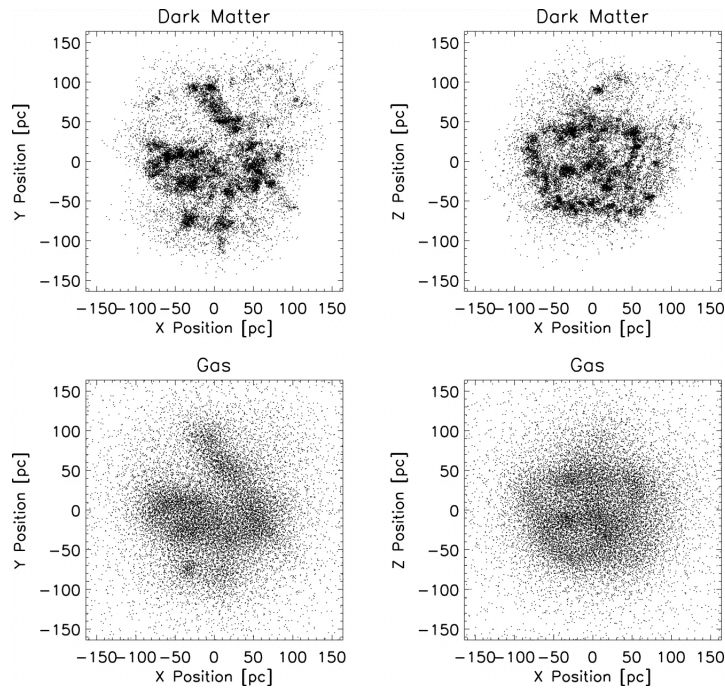


Figura 1.1: Morfologia a $z=33.5$. *Pannelli di sinistra*: Vista frontale. *Pannelli di destra*: Vista di taglio. (Credit: Bromm et al. 2002)

In Fig. 1.1, si osserva come la DM ha sviluppato una marcata sottostruttura, ed il gas incomincia a cadere nelle buche di potenziale corrispondenti.

1.3 Frammentazione e formazione di agglomerati

A questo punto il gas ha sviluppato una struttura molto grumosa e filamentare, con densità tipiche di $n_{crit} \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e temperature di $T \sim 200-300 \text{ K}$, che corrispondono ad una massa di Jeans di $M_j \sim 10^3 M_\odot$ (Fig. 1.2). Questi valori caratteristici hanno una spiegazione fisica direttamente legata alla microfisica del raffreddamento del H_2 . La densità critica n_{crit} corrisponde al momento in cui il tasso di raffreddamento cambia da $n \propto n_H^2$, a $n \propto n_H$, poiché il gas raggiunge una condizione di LTE.

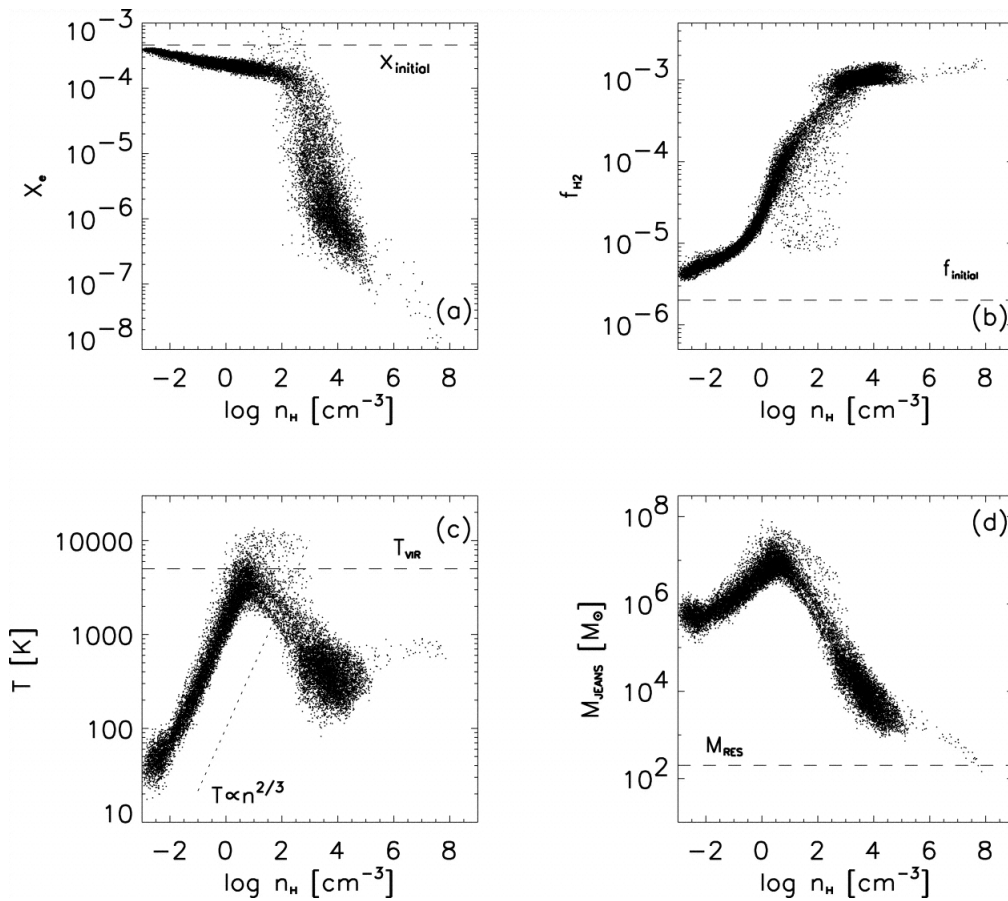


Figura 1.2: Proprietà del gas a $z = 31.2$. (a) Abbondanza di elettroni liberi vs densità numerica di idrogeno (in cm^{-3}). (b) Abbondanza di molecole di idrogeno vs densità numerica. (c) Temperatura del gas vs densità numerica. (d) Massa di Jeans (in M_{\odot}) vs densità numerica. (Credit: Bromm et al. 2002)

La formazione di un agglomerato è riprodotta nelle simulazioni (Bromm et al. 2002)[4] attraverso la creazione di "sink particle". Queste particelle devono rispettare dei criteri precisi: primo, $n > n_{thermal}$, dove $n_{thermal} \sim 10^8 cm^{-3}$ poiché per densità maggiori le "three body reactions" convertono il gas in forma molecolare; secondo, $\nabla v < 0$, cioè che il flusso di particelle sia un flusso convergente; terzo, l'energia totale del sistema è negativa, cioè le particelle sono legate gravitazionalmente tra loro ($E_{tot} = E_{grav} + E_{kin} + E_{th} < 0$).

Durante questa fase di accumulo si ha una lenta contrazione quasi-idrostatica dove la temperatura oscilla attorno ad un valore $T \sim 300$ K per circa $10^6 yr$ per via del feedback dato dal raffreddamento del H_2 , che all'aumentare della temperatura aumenta l'efficienza del raffreddamento. Analogamente anche la densità oscilla attorno a $n \sim 10^4$ per circa $10^6 yr$. Quando abbastanza gas si è accumulato da soddisfare $M > M_j$, il collasso dovuto all'instabilità gravitazionale ha inizio. La temperatura sale nuovamente fino a $T \sim 1000$ K per $n \sim 10^8 cm^{-3}$ e l'agglomerato è formato. La massa iniziale di gas contenuta nella regione di formazione di un agglomerato è di circa $1.5 \times 10^3 M_{\odot}$, che viene poi convertita in un nucleo centrale che può variare tra $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ a seconda del valore di spin inizialmente assegnato all'alone.

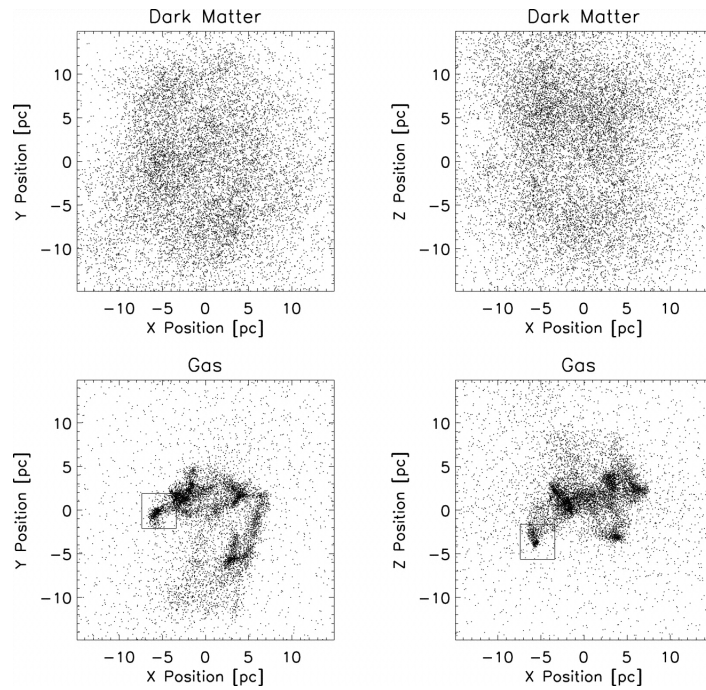


Figura 1.3: Morfologia a $z=31.2$. Formazione del primo ammasso di $\sim 1400 M_{\odot}$ (*riquadro piccolo*). Per le righe e le colonne si adotta la convenzione utilizzata in fig. 1.1. (Credit: Bromm et al. 2002)

In Fig. 1.3, si osserva che la DM è in fase di "rilassamento violento" come si vede dall'allargamento della sottostruttura. Il gas si è depositato al centro delle buche di potenziale della DM, sviluppando una struttura nodosa e filamentare. La situazione è rappresentata subito dopo la formazione del primo ammasso di $\sim 1400 M_{\odot}$.

1.4 Accrescimento e fusione degli agglomerati

Come detto in precedenza, la massa iniziale di gas contenuta nella regione di formazione di un agglomerato è di circa $10^3 - 10^4 M_{\odot}$. Questi agglomerati successivamente acquisiscono ulteriore massa dal lento accrescimento del gas circostante e fondendosi con altri agglomerati. Nelle simulazioni con alte densità centrali di gas gli eventi di fusione sono più frequenti piuttosto che nelle simulazioni con densità meno elevate, dove negli stadi finali dell'evoluzione l'aumento in massa avviene soltanto per accrescimento del gas. Un agglomerato può diventare molto massiccio se sottoposto a fusioni multiple con altri agglomerati, raggiungendo fino a $5 - 6 \times 10^4 M_{\odot}$ nei casi con densità centrali elevate, analogamente a quanto avviene durante l'evoluzione di una galassia cD supergigante al centro di un ricco ammasso di galassie.

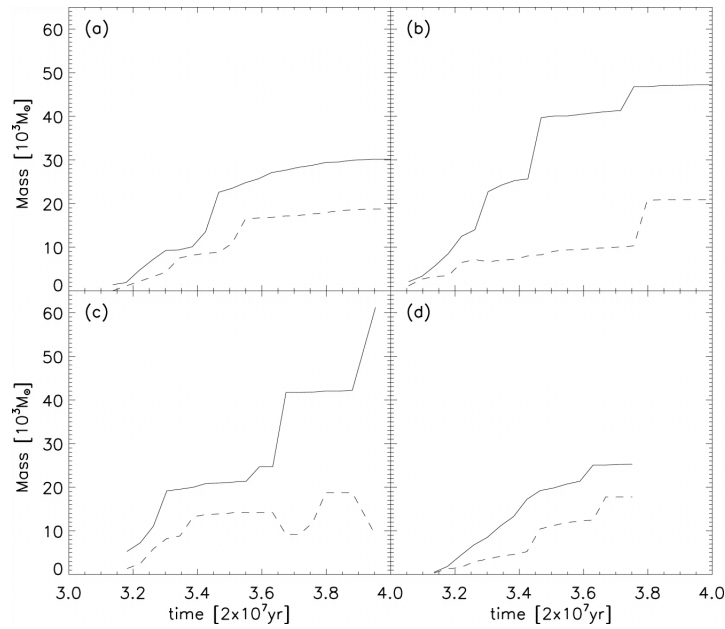


Figura 1.4: Crescita degli agglomerati in differenti modelli. *Linea continua*: Massa dell’agglomerato piú massiccio vs. tempo. *Linea tratteggiata*: Massa del secondo agglomerato piú massiccio vs. tempo. La massa è rappresentata in unità di $10^3 M_{\odot}$ e il tempo in 2×10^7 yr, che corrisponde alla scala dei tempi dinamici iniziali. (a) caso di partenza. (b) caso con basso spin. (c) $P(k) \propto k^0$. (d) simulazione alternativa con $P(k) \propto k^{-3}$. (Credit: Bromm et al. 2002).

I rapidi aumenti di massa visibili in Fig. 1.4 corrispondono ad una fusione con un altro agglomerato, mentre una fase di crescita lenta e costante è dovuta all’accrescimento di gas diffuso. Nei casi (a) e (d) in Fig. 1.4 i due ammassi dominanti non subiscono ulteriori fusioni. Nei casi (b) e (c) si ha invece una morfologia piú concentrata al centro, che dà vita ad un agglomerato molto massiccio attraverso eventi di fusione.

1.5 Distribuzione degli agglomerati

Nel determinare la distribuzione e la massa degli agglomerati, il momento angolare totale dell’alone è il parametro piú importante. Considerando l’evoluzione del sistema a $z \sim 29$, vediamo come si distribuiscono gli agglomerati a secondo del valore di spin iniziale assegnato alle simulazioni svolte da Bromm (2002)[4]. Nei casi con bassi valori iniziali di spin (Fig. 1.5), il sistema è dominato da un unico agglomerato molto massiccio di $\sim 4 \times 10^4 M_{\odot}$, posizionato centralmente. Il gas è compresso in una struttura a disco compatta, formata al centro delle buche di potenziale create dalla DM. Con queste condizioni iniziali, addirittura agglomerati con masse $M > 5 \times 10^4 M_{\odot}$ possono formarsi al centro di aloni con bassi spin.

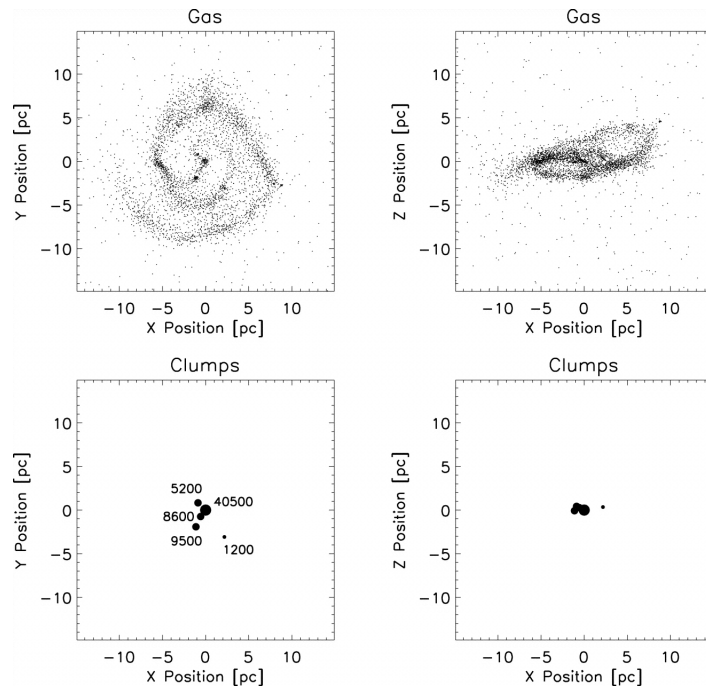


Figura 1.5: Modello con bassi valori di spin a $z = 28.9$. *Riga superiore*: gas diffuso rimanente. *Riga inferiore*: Distribuzione degli agglomerati. I numeri accanto ai punti indicano la massa degli agglomerati in unità di M_{\odot} . *Pannelli di sinistra*: Vista frontale. *Pannelli di destra*: Vista di taglio. (Credit: Bromm et al. 2002).

Nel caso con valori di spin intermedi (Fig. 1.6), il gas si stabilisce in una configurazione meno regolare, ma più estesa rispetto al caso precedente, con due agglomerati principali con masse vicino a $\sim 2 \times 10^4 M_{\odot}$.

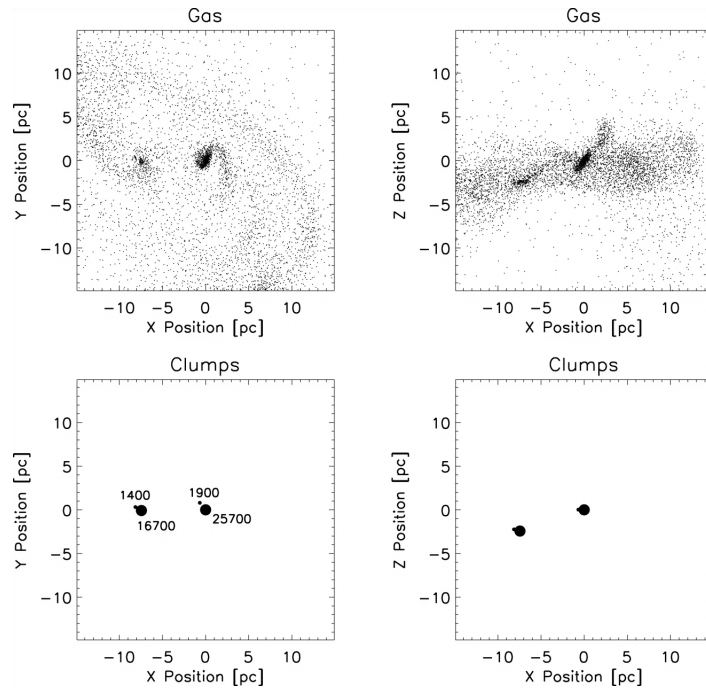


Figura 1.6: Modello con valori di spin intermedi a $z = 28.9$. La modalità di presentazione è la stessa della fig. 1.4. (Credit: Bromm et al. 2002).

Per l'ultimo caso con alti valori di spin (Fig. 1.7), consideriamo l'evoluzione del sistema a $z \sim 26$ poichè in questo caso la conversione del gas in agglomerati è ritardata. La morfologia del gas è altamente irregolare e dispersa. Nessun agglomerato massiccio viene formato, a favore di una dozzina di agglomerati con masse di alcune $10^3 M_{\odot}$.

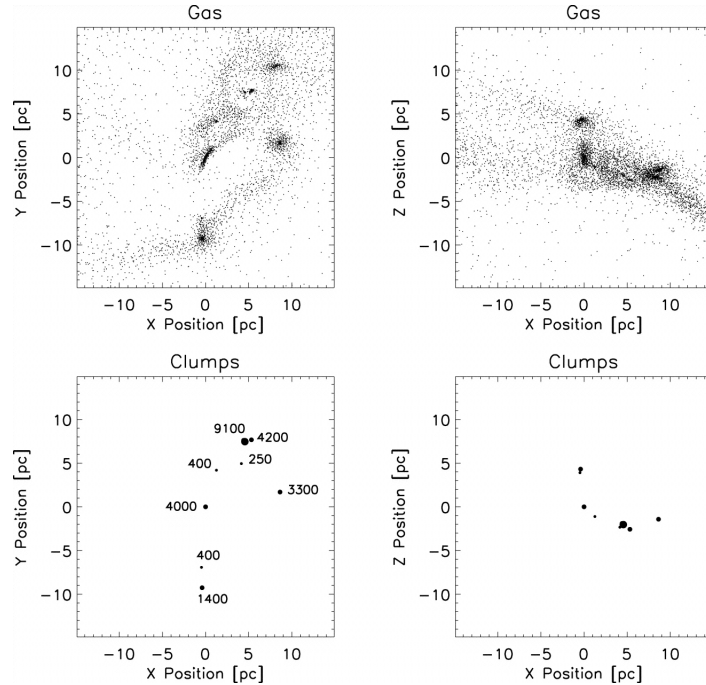


Figura 1.7: Modello con alti valori di spin a $z = 25.5$. La modalità di presentazione è la stessa della fig. 1.4. (Credit: Bromm et al. 2002).

1.6 Note sull'evoluzione degli agglomerati

L'assenza di ogni tipo di feedback dato dalle protostelle in formazione sembra essere il fattore più importante tra quelli trascurati durante la formazione di questi agglomerati massicci. Considerando che la tipica scala temporale per la fusione di due agglomerati è dell'ordine di alcuni 10^6yr , le prime stelle dell'alone potrebbero essere già evolute abbastanza da esplodere come supernovae, di conseguenza disturbando anche il gas circostante.

2. EVOLUZIONE DELLE STELLE PRIMORDIALI

2.1 Evoluzione pre-supernova

Nell'evoluzione delle stelle massicce la maggior parte dell'energia viene rilasciata durante la fase "sequenza principale", durante la quale avviene il bruciamento dell'idrogeno (che dura circa il 90% della vita totale della stella). Ricordiamo che le stelle con metallicità zero, prima di bruciare idrogeno, devono contrarsi e bruciare almeno una parte di elio, formare del carbonio, e quindi dare il via al ciclo CNO. In questo periodo anche la frazione di massa centrale di ^{14}N sale gradualmente. A causa dell'assenza di metalli, le stelle primordiali si caratterizzano per possedere una struttura più compatta e temperature effettive maggiori rispetto a stelle di generazioni successive. Inoltre la *shell* di bruciamento dell'idrogeno è più sottile e questo aumenta la tendenza a diventare stelle blu molto compatte.

Considereremo di seguito alcune stelle rappresentative (con masse iniziali di $15M_{\odot}$, $25M_{\odot}$, $40M_{\odot}$, $80M_{\odot}$, $100M_{\odot}$, $140M_{\odot}$, $260M_{\odot}$) ottenute dai modelli di Heger & Woosley (2010[11], 2002[12]) tramite il codice KEPLER. Questo codice descrive fenomeni idrodinamici monodimensionali, ed è stato adattato allo studio dell'evoluzione stellare e di fenomeni esplosivi astrofisici. Il criterio di convezione utilizzato è quello di Ledoux, ma con un sostanziale coefficiente di diffusione semiconvettiva, circa il 10% del coefficiente di diffusione radiativo nelle regioni stabili per il criterio di Ledoux, ma instabili per quello di Schwarzschild (Woosley et al. 1988)[20]. Per le opacità sono utilizzate le tabelle di Los Alamos e OPAL ogni volta che la frazione di massa di elio supera 10^{-5} e la temperatura è inferiore a 10^9K . Per $M < 100M_{\odot}$ e metallicità $\leq 10^{-5}Z_{\odot}$ possiamo assumere che le perdite di massa sono trascurabili (dai calcoli svolti da Kudritzki (2002)[24]). Per masse maggiori sono considerate solo le perdite di massa dovute alle pulsazioni per instabilità di coppia. Vengono sempre trascurati gli effetti della rotazione.

2.1.1 Stelle di massa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$

Consideriamo le stelle di massa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$, concentrandoci sull'indagine dei modelli con $15M_{\odot}$, $25M_{\odot}$, $40M_{\odot}$ e $80M_{\odot}$ tratti da Heger & Woosley (2010)[11]. Possiamo osservare che le stelle di $15M_{\odot}$ e $40M_{\odot}$ muoiono come supergiganti blu senza produrre una frazione di massa di azoto significativa. Il modello di $25M_{\odot}$ produce abbastanza azoto primario ma non ha tempo sufficiente per diventare una supergigante rossa. Le stelle di $15M_{\odot}$, $25M_{\odot}$ (Fig. 2.1) e $40M_{\odot}$ (Fig. 2.2) muoiono con un involucro radiativo. Il bruciamento del carbonio è convettivo solo nelle stelle di $15M_{\odot}$, e radiativo in quelle più massicce. Per il modelli di $80M_{\odot}$ (Fig. 2.2) si inizia a riscontrare un' instabilità nucleare durante il secondo bruciamento dell'ossigeno, indicativo delle pulsazioni per instabilità di coppia (Heger & Woosley 2002)[12].

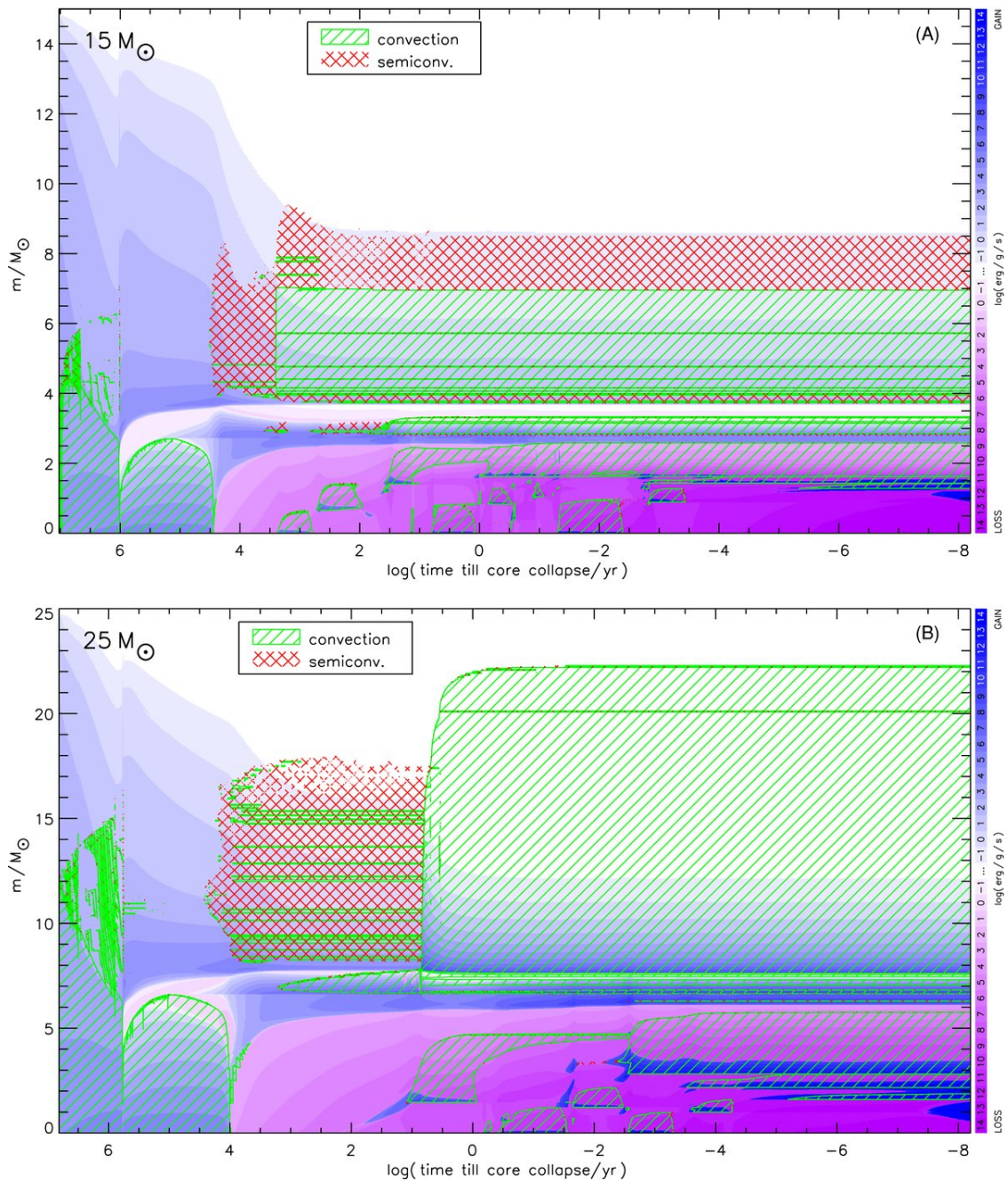


Figura 2.1: Diagramma di Kippenhahn per stelle di $15 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$. In funzione del tempo rimanente al collasso del nucleo (asse X, scala logaritmica) e della coordinata di massa della stella (asse Y), si mostra la generazione netta di energia specifica (sfumature blu), la perdita netta di energia (sfumature viola), le regioni convettive (tratteggio verde) e le regioni semiconvettive (tratteggio rosso). L'energia generata e l'energia persa aumentano di un ordine di grandezza per ogni livello di ombreggiatura più scura (scala sul lato destro), andando da $10^{-1} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (colori più chiari) a $10^{14} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (colori più scuri). (Credit: Heger & Woosley 2010).

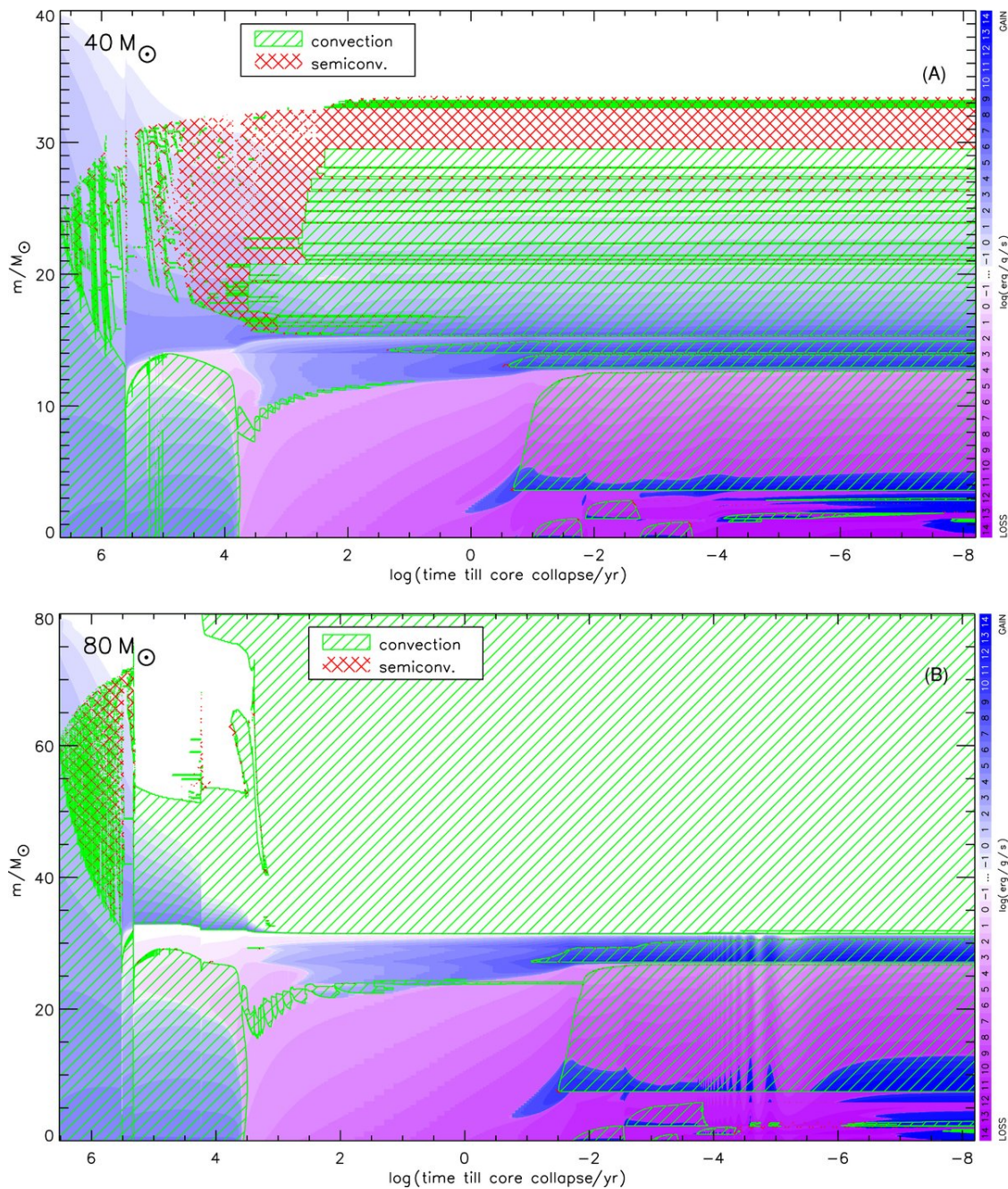


Figura 2.2: Diagramma di Kippenhahn delle stelle di $40 M_{\odot}$ e $80 M_{\odot}$. Per una spiegazione dettagliata si veda la Figura 2.1. (Credit: Heger & Woosley 2010).

2.1.2 Stelle di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$

Consideriamo l'evoluzione di una stella di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$ guardando ai due casi limite, i modelli di $100M_{\odot}$ e $140M_{\odot}$ tratti da Heger & Woosley (2002)[12]. Nel caso di stelle primordiali di massa poco inferiore a $140M_{\odot}$ l'evoluzione del nucleo di elio subisce tre violenti episodi di espulsione di massa, in un intervallo temporale di 5000 yr. Il primo di questi avviene in seguito al termine del bruciamento dell'elio, momento in cui la stella raggiunge un'alta temperatura e densità centrale che permette alle coppie elettrone-positrone di essere prodotte in

abbondanza, convertendo l'energia interna del gas in massa a riposo e causando il collasso della stella. Questa si contrae molto rapidamente finchè il bruciamento esplosivo dell'ossigeno, innesca una prima esplosione molto energetica ($6.5 \times 10^{51} \text{erg}$). La stella rimasta sperimenta un lungo periodo di contrazione di 4800 yr. Al termine di questo periodo, un secondo collasso produce un'altra, più debole, esplosione. Pochi giorni più tardi, avviene la terza ed ultima violenta pulsazione, generata ancora dal bruciamento esplosivo dell'ossigeno. Infine, dopo 1.8 yr, il nucleo stellare stabilizza una *shell* di bruciamento del silicio senza più altre pulsazioni, con al suo interno un nucleo di ferro in equilibrio idrostatico. Nel caso in cui M è invece poco maggiore di $100M_{\odot}$, si avrebbero invece quattro pulsazioni (invece che tre) meno violente, e con una durata totale di soli 1.8 yr (invece che 5000 yr).

2.1.3 Stelle di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$

Prendiamo adesso in considerazione l'evoluzione di un modello di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$, tratto da Heger Woosley (2002)[12]. Dopo aver terminato il bruciamento dell'idrogeno e dell'elio, la stella procede con il bruciamento centrale di carbonio e neon radiativamente. Verso la fine del bruciamento del carbonio la stella raggiunge una temperatura centrale di oltre $10^9 K$ a densità inferiori di $10^6 g cm^{-3}$, il che favorisce la creazione di coppie elettrone-positrone. L'indice adiabatico, γ_{ad} , nel nucleo crolla sotto il valore critico di quattro-terzi, innescando la contrazione. Temperature e densità nel nucleo crescono rapidamente, innescando il bruciamento esplosivo dell'ossigeno e nelle stelle più massicce, anche del bruciamento esplosivo del silicio. Durante la contrazione del nucleo, vengono a crearsi delle instabilità dei fluidi scaturite dal bruciamento esplosivo che salgono fino al confine interno della *shell* di bruciamento dell'ossigeno. Il bruciamento nucleare (per la maggior parte elio) prodotto dallo shock nella interfaccia tra le *shell* di carbonio/ossigeno e elio genera instabilità in questa zona, producendo un effetto di mixing tra i due strati che si attenua dopo circa 100s dopo lo shock (Chen et al. 2014)[6].

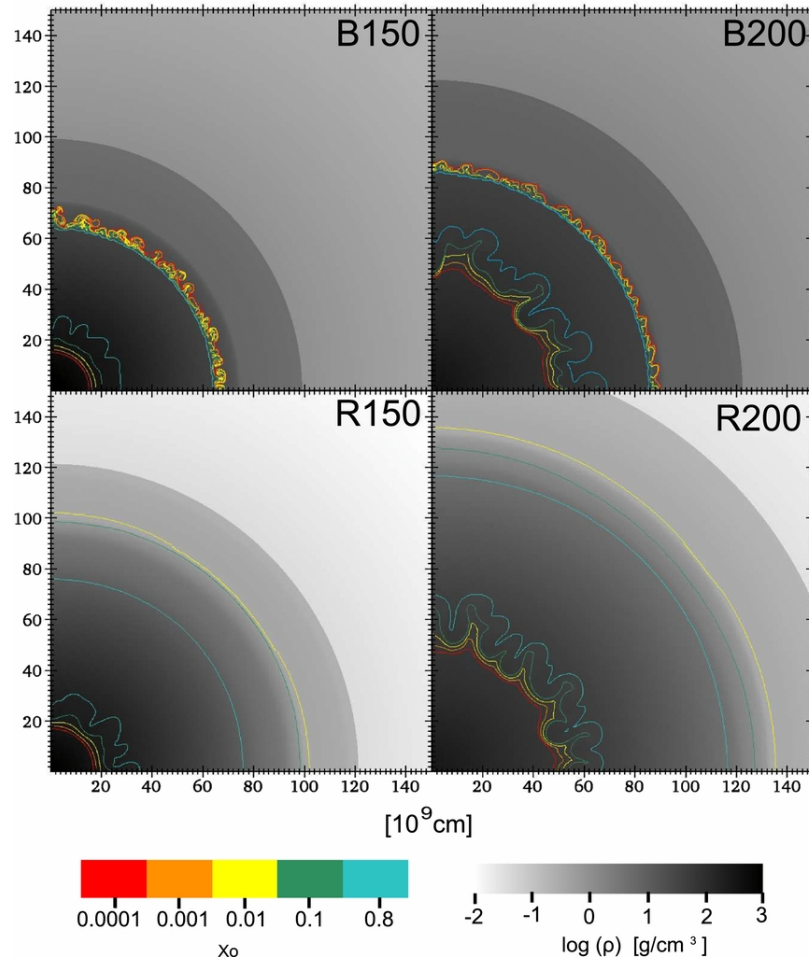


Figura 2.3: Densità (scala di grigio) e frazione di massa dell'ossigeno (linee colorate di contorno) per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e 200 M_{\odot} dopo la fine del bruciamento esplosivo, circa 120 s dopo il rimbalzo del nucleo. (Credit: Chen et al. 2014).

Dalla Fig. 2.3 si può osservare che in tutti i modelli sono visibili lievi instabilità del fluido al limite inferiore della *shell* di combustione dell'ossigeno. Nelle supergiganti blu, le instabilità dei fluidi (contorni misti) appaiono anche all'interfaccia tra gli strati di ossigeno/carbonio ed elio.

Successivamente, appena lo shock incontra l'involucro di idrogeno, decelera creando uno shock inverso. Questa decelerazione è comunicata al fluido da uno shock che si propaga in esso alla velocità del suono.

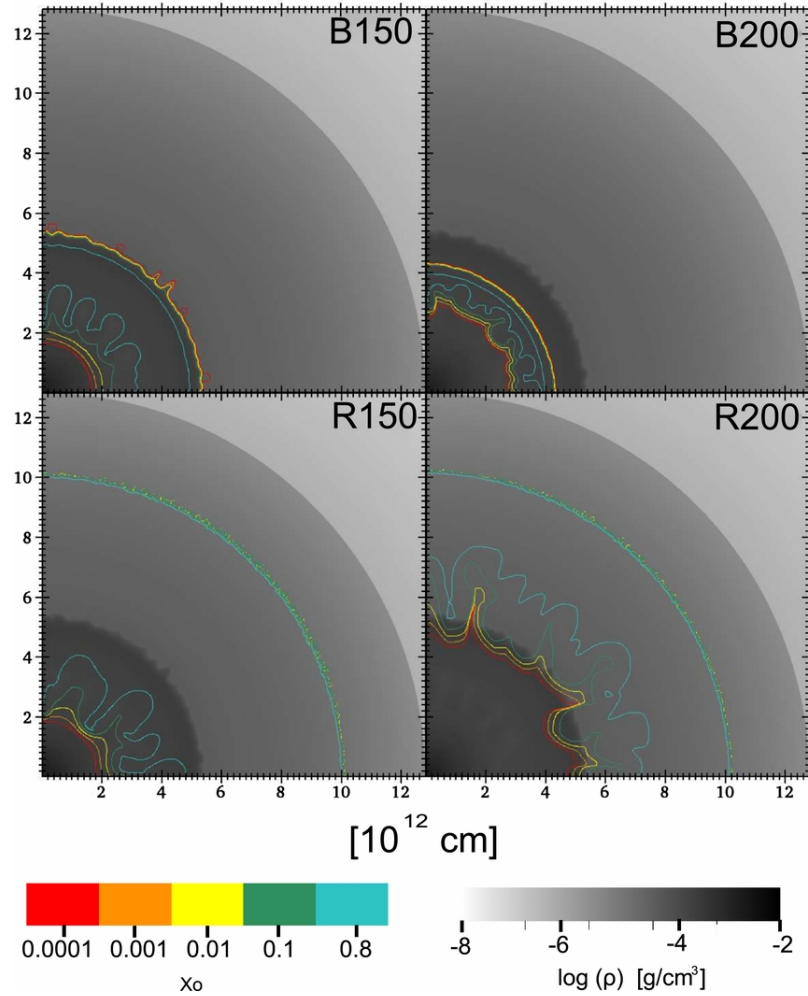


Figura 2.4: Densità (scala di grigio) e frazione di massa dell'ossigeno (linee colorate di contorno) per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e 200 M_{\odot} quando lo shock entra nell'involuppo di idrogeno. (Credit: Chen et al. 2014).

Dalla Fig. 2.4 si osserva che nelle supergiganti rosse si forma uno shock inverso che causa la crescita delle instabilità di Rayleigh-Taylor (RT), visibili nei contorni verdi esterni. Nelle supergiganti blu non si formano instabilità RT.

Queste instabilità si formano solo all'interno del nucleo di elio e dell'involuppo di idrogeno (Chen et al. 2014)[6]. Ed infatti, poichè le supergiganti rosse hanno un involucro di idrogeno più esteso, in esse è favorita la formazione di uno shock inverso e delle conseguenti instabilità di RT. Queste instabilità crescono finchè lo shock iniziale esce definitivamente dalla stella e si manifestano con la formazione di "RT fingers" (Fig. 2.5), caratterizzate da una sovraddensità di un fattore circa 10.

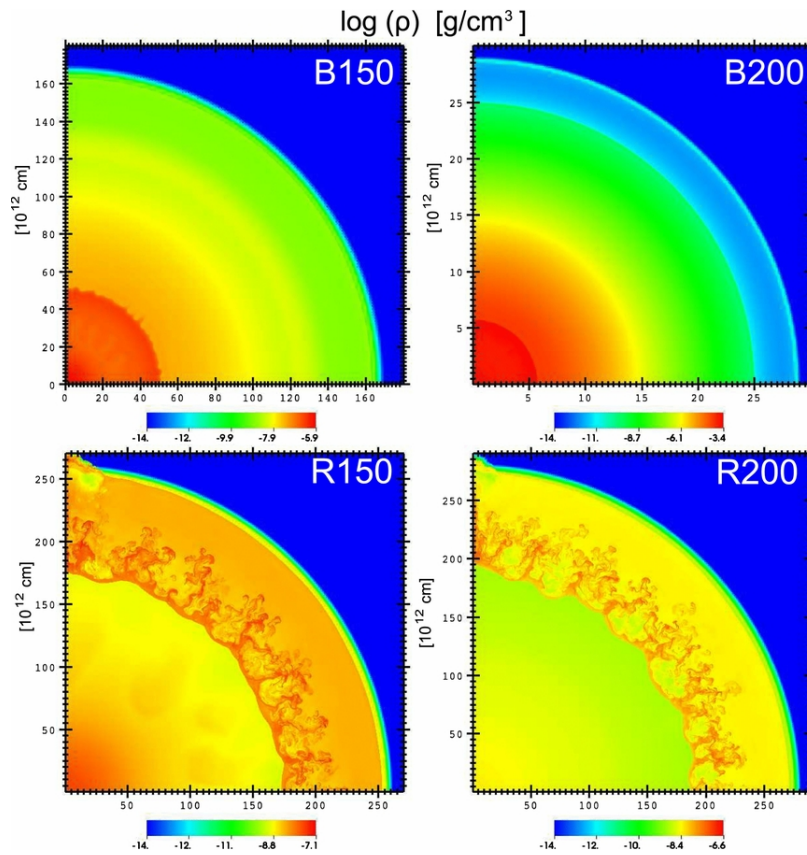


Figura 2.5: Densità per supergiganti rosse (R) e blu (B) di 150 e 200 M_{\odot} appena prima che lo shock esca della stella. (Credit: Chen et al. 2014).

Infine si ha che l'energia rilasciata dal bruciamento esplosivo dell'ossigeno e del silicio (fino a 10^{53} erg), inverte la contrazione del nucleo e, nella maggior parte dei casi, distrugge completamente la stella senza complicazioni dovute al "fallback" (vedi in seguito: cap. 2.2.1) per l'elevata energia di esplosione. L'instabilità dovuta allo shock inverso può efficacemente mixare i materiali espulsi nelle PISNe (Pair-Instability Supernovae) delle supergiganti rosse. Infatti, in questo caso, si ha che dopo l'esplosione i vari strati di idrogeno, elio carbonio e ossigeno si fondono insieme. Questi eventi producono enormi quantità di ^{56}Ni (fino a oltre $50M_{\odot}$ (Heger & Woosley 2002)[12]) anche se solo una piccola parte di ^{56}Ni è portata fino agli strati superiori, tant'è che è molto difficile che un'emissione γ per decadimento di ^{56}Ni sia osservabile. La maggior parte dell'energia generata dal decadimento del ^{56}Ni è trasformata in energia termica nei materiali espulsi (Chen et al. 2014)[6].

2.1.4 Stelle di massa $M > 260M_{\odot}$

Considerando infine le stelle con $M > 260M_{\odot}$, si ha che il collasso generato dall'instabilità di coppia non genera un'esplosione come nel caso precedente, ma continua fino alla formazione diretta di un buco nero che ingloba l'intera massa della stella (Heger & Woosley 2002)[12].

2.2 Nucleosintesi

Per studiare la nucleosintesi delle stelle primordiali utilizzeremo i tassi critici delle reazioni nucleari descritti da Woosley et al. (2002)[12]. La nucleosintesi delle principali reazioni nucleari è quella descritta da Rauscher et al. 2002[14]. La composizione iniziale delle stelle di popolazione III è, per assunzione, completamente derivante dai residui del big bang. Vengono adottate le composizioni del big bang ricavate da Cyburt et al. (2001[9], 2002[8]). Le frazioni iniziali di massa assunte di 1H , 2H , 3He , e 4He sono rispettivamente 0.7513, 4.3×10^{-5} , 2.1×10^{-5} , e 0.2487. Infine viene considerata anche una frazione di massa di 7Li di 1.9×10^{-9} . Per stelle di massa $M > 140M_{\odot}$ alcuni isotopi CNO si formano come conseguenza delle reazioni 3α durante la sequenza principale (Baraffe et al. 2001)[2]. L'eccesso di neutroni η al termine del bruciamento dell'elio è assunto essere circa $\eta = 10^{-4}\eta_{\odot}$ (Heger & Woosley 2002)[12]. Come si vedrà in seguito, questo ha delle conseguenze evidenti per la nucleosintesi degli elementi Z-dispari.

2.2.1 Fallback e mixing

Il fallback nelle supernovae indica la ricaduta di materia sulla stella di neutroni dopo l'esplosione. Avviene nelle stelle più compatte perché il nucleo di elio in espansione incontra una massa significativa in un tempo molto breve, decelerandone dunque l'espansione. Questo consente allo shock inverso di colpire la stella di neutroni centrale, aumentandone la massa e generando, in alcuni casi, un buco nero. Il fallback è un effetto molto importante per le stelle con zero metallicità, il quale porta a ritardare la formazione di buchi neri nelle stelle oltre $25M_{\odot}$. Per una data massa stellare, posizione del pistone, descrizione del mixing, ed energia, la nucleosintesi degli elementi è completamente determinata. Il mixing è considerato durante tutta la nucleosintesi, anche dopo l'esplosione. Infatti il mixing può avvenire sia quando alcuni elementi sono già stati espulsi dalla stella, che in un momento precedente all'esplosione, dando risultati completamente differenti. Ad esempio, nelle stelle più massicce, se il mixing precede il fallback può consentire ad alcuni elementi di fuggire e non essere dunque inghiottiti dalla stella di neutroni o dal buco nero residuo. Si utilizza una rappresentazione artificiale del mixing, la stessa utilizzata da Woosley et al. (1988)[20], rappresentata da un massa ΔM in movimento attraverso la stella per un totale di n volte finché la quantità di mixing desiderata non è ottenuta. I valori utilizzati solitamente sono $\Delta M \sim 0.1M_{He,core}$ e $n=4$. Questi parametri standard sono in buon accordo con le curve di luce ottiche e in X-ray della supernova SN 1987A. Non viene però considerata in questo caso la nucleosintesi generata dai venti di neutrini, prodotti dalle stelle di neutroni residue, o dai dischi di accrescimento, associati ai buchi neri.

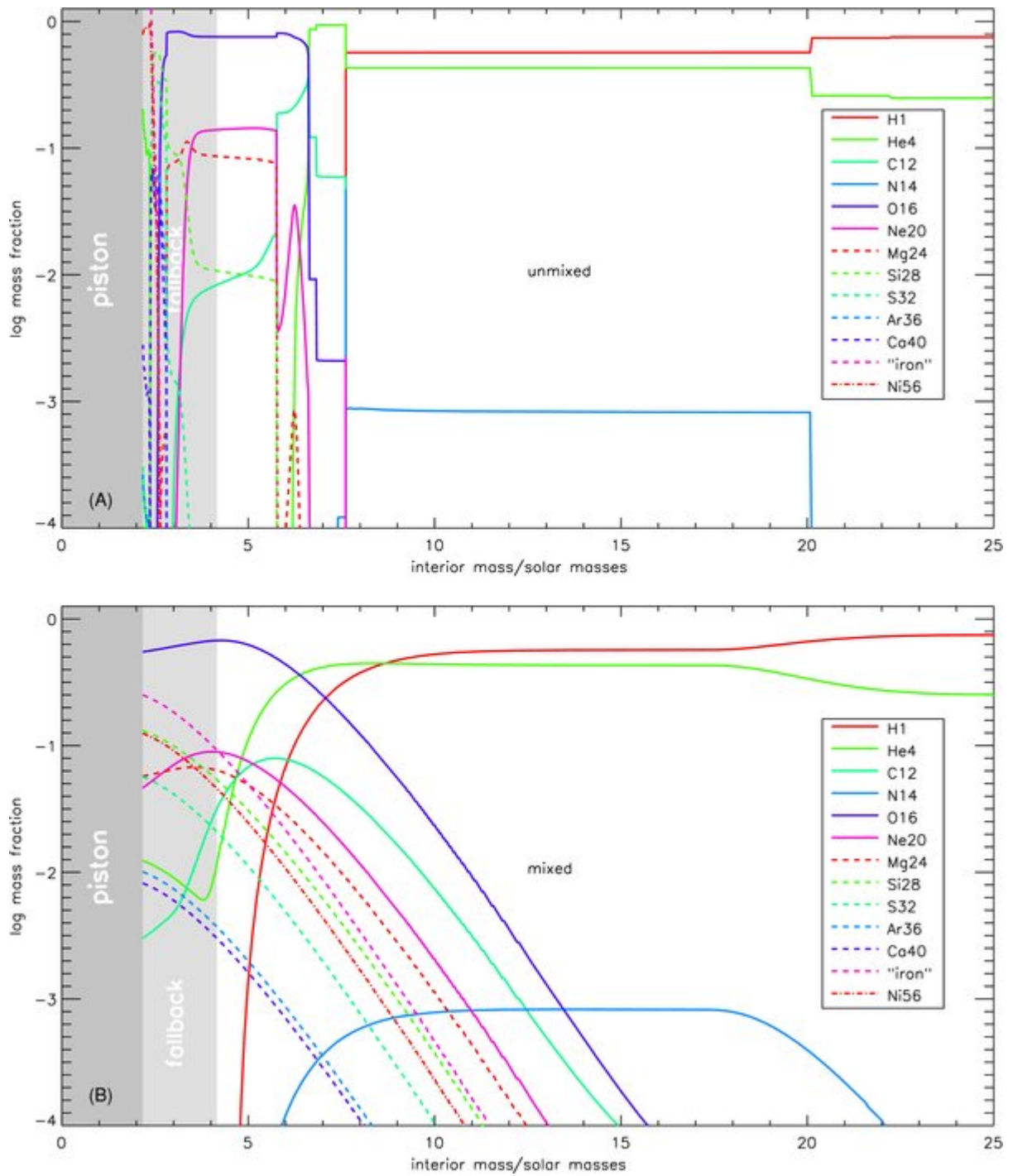


Figura 2.6: Composizione chimica del modello di $25 M_{\odot}$, con $E_{ex} = 1.2B$ e pistone posizionato alla base della *shell* di bruciamento dell'ossigeno, prima (pannello (A)) e dopo (pannello (B)) l'operazione di mixing. (Credit: Heger & Woosly 2002).

In Fig. 2.6 l'operazione di mixing viene eseguita 100 s dopo l'esplosione, prima che si verifichi un fallback significativo. In Fig. 2.6 l'ombreggiatura scura più a sinistra indica la massa del pistone (massa residua prima del fallback), mentre la regione grigia più chiara alla sua destra indica la massa che ricade per fallback. Come si può osservare, nessun elemento di ^{56}Ni può fuoriuscire senza il mixing.

2.2.2 Produzione di azoto primario

Nel modello di $25M_{\odot}$ (Heger Woosley 2010)[11], la produzione di azoto comincia tardi nell'evoluzione, quando il carbonio e l'idrogeno vengono mescolati insieme come conseguenza del "convective overshooting" da parte della *shell* di bruciamento dell'elio nell'involuppo di idrogeno. Questo porta ad un rapido incremento della frazione di massa di azoto alla base di questo involucro e dà inizio alla convezione, aumentando a sua volta la produzione di azoto fino a $f_N \sim 10^{-3}$. Consideriamo ora il modello di una stella di $40M_{\odot}$ (Heger Woosley 2010)[11], la quale non produce una quantità significativa di azoto primario. In questo caso la *shell* dove avviene il bruciamento dell'elio è molto debole e non raggiunge la base dell'involuppo di idrogeno. La piccola frazione di azoto primario sopravvissuto nell'involuppo di idrogeno si è dunque formata in precedenza, ma è comunque sufficiente per produrre una regione convettiva. Per stelle di massa $M > 40M_{\odot}$ invece l'azoto è prodotto inizialmente in grandi quantità, durante il bruciamento centrale dell'elio. Il nucleo di elio viene arricchito tramite le regioni convettive a contatto con la *shell* di idrogeno, fino a produrre $10^{-3}M_{\odot}$ di azoto. Al termine del bruciamento dell'elio, un evento di "dredge-up" convettivo mescola il carbonio direttamente con l'involuppo di idrogeno, facendo salire l'abbondanza di azoto fino a $0.25M_{\odot}$ (Heger & Woosley 2010)[11]. A questo punto la stella diventa una supergigante rossa completamente sviluppata. La rotazione, che fin'ora è stata trascurata, si assume che abbia un impatto importante sulla produzione di azoto primario, specialmente per le stelle più massicce, portando ad una maggiore produzione di azoto e dunque più supergiganti rosse.

2.2.3 Produzione di litio e deuterio dai neutrini

Deuterio, ${}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$ (così come ${}^{11}\text{B}$ e ${}^{19}\text{F}$) sono prodotti durante le esplosioni di stelle di massa $M < 40M_{\odot}$ tramite le interazioni dei neutrini con il materiale espulso dalla supernova (Woosley 1977)[19]. La produzione di deuterio avviene per reazioni con correnti cariche, $\nu_e(p, e^+)n$. I neutroni prodotti reagiscono immediatamente con i protoni a formare ${}^2\text{H}$ ed una porzione di ${}^2\text{H}$ viene poi convertita in ${}^3\text{He}$. La produzione di ${}^7\text{Li}$ ha inizio all'interno del nucleo di elio (o di elementi più pesanti) dall'interazione dell'elio con correnti neutre, ${}^4\text{He}(\nu_{\mu, \tau}, n){}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, e prosegue con l'interazione con correnti cariche, $\bar{\nu}_e(p, e^+)n(p, \gamma){}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ alla base dell'involuppo di idrogeno. La produzione di ${}^7\text{Li}$ avviene in quantità molto maggiori rispetto a quante ne viene distrutto. Nessuno di questi elementi viene prodotto nelle PISNe (Heger & Woosley 2002)[12].

2.2.4 Yield chimici in stelle con $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$

In questo range di masse si ha un significativo fallback per masse superiori a $30M_{\odot}$ che si manifesta con una sostanziale decrescita nella produzione di elementi pesanti. Prendendo come rappresentativo il caso con energia di esplosione $E_{ex} = 1.2B$ (Heger & Woosley 2010)[11] si ha una produzione molto limitata di elementi oltre lo zinco e un forte "effetto pari-dispari" per elementi più leggeri del silicio. Si ha inoltre una sottoproduzione di Be e N, probabilmente perché il Be non nasce principalmente nelle stelle massicce mentre la produzione di N subisce gli effetti dell'aver trascurato la rotazione. Infine anche la produzione di F, Na e Al è ridotta. Il Fluoro è prodotto da processi con neutrini in quantità apprezzabili, ma non comparabili con altri maggiori prodotti. Sodio e alluminio sono invece sensibili alla metallicità iniziale perché l'eccesso di neutroni dovuto al bruciamento di carbonio e neon

è minore per metallicità più basse. Viene prodotto qualche elemento Z-dispari, come per esempio litio e boro. Nella maggior parte delle stelle gli elementi oltre il neon sono prodotti con le stesse quantità che osserviamo oggi nelle stelle di popolazione I (Heger Woosley 2010)[11].

Mentre gli yield chimici di una stella singola possono variare con discontinuità, la media di un gran numero di stelle mostra meno fluttuazioni. Figura 2.7 mostra gli yield integrati degli elementi dall'idrogeno al selenio per varie assunzioni riguardo la funzione iniziale di massa (IMF), energia di esplosione e mixing. Possiamo osservare che i trend generali discussi precedentemente si ripresentano nei risultati integrali (effetto pari-dispari e sottoproduzione di azoto). Infine, poiché per le stelle di popolazione III la IMF è ancora incerta (Tan McKee 2004)[16], consideriamo le conseguenze di omettere supernovae con stelle progenitrici di massa $M < 40M_{\odot}$ (linea tratteggiata in fig. 2.7). Questo tende a sopprimere la produzione di elementi pesanti, dato che l'efficiente fallback ne impedisce l'espulsione in quantità significative, ed aumenta la produzione di azoto primario, che tende a formarsi principalmente nelle stelle più massicce e non subisce il fallback.

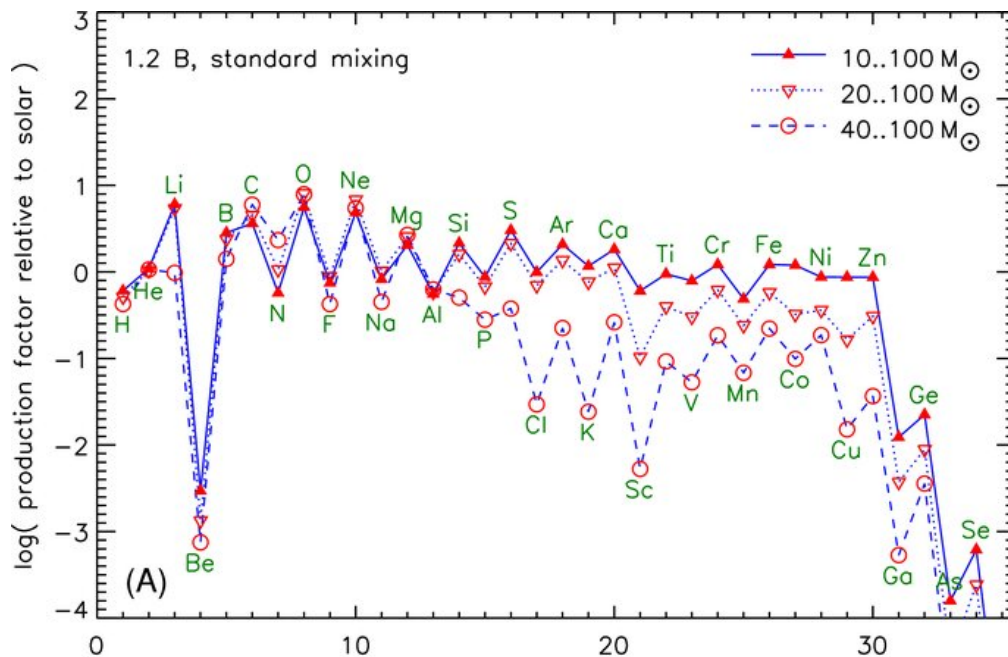


Figura 2.7: Yields integrati su di una IMF di Salpeter con pendenza $\gamma = 1,35$ (vedi cap 2.2.5 per def. di γ). Si applica un mixing standard, $E_{ex} = 1.2B$, tagli di bassa massa per la IMF a 10, 20 e $40 M_{\odot}$, pistone situato alla base della *shell* di bruciamento dell'ossigeno. (Credit: Heger & Woosley 2010).

2.2.5 Yield chimici per $100M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$

Per questo range di massa si ha una sottoproduzione di nuclei con carica dispari oltre l' ^{14}N , così come altri isotopi ricchi di neutroni. Questo effetto è dovuto ad un basso valore di neutroni liberi in ogni regione della stella eccetto le regioni centrali delle stelle più massicce, che è dovuto a sua volta a tre fattori: primo, la composizione iniziale del nucleo di elio prevede un basso valore di neutroni liberi alla fine del bruciamento dell'elio (Heger Woosley 2002)[12]; secondo, le seguenti fasi di bruciamento avvengono troppo rapidamente ed a densità troppo basse per addizionali decadimenti di positroni o catture di elettroni (Arnett et al. 1969)[1]. Questa mancanza di

neutroni determina un segno distintivo nella nucleosintesi delle PISN di pop. III che è anche maggiore rispetto a quanto visto nelle stelle di massa minore.

Consideriamo ora gli yield chimici integrati su una stima della IMF di Salpeter (Salpeter 1959)[15] con tre differenti pendenze $\gamma = -0.5, -1.5, \text{ e } -3.5$, dove γ è definita dal numero di stelle formate per intervallo di massa, $\gamma \equiv 1 + d \log N/d \log M$. Dalla Figura 2.8 si osserva che l'approssimazione complessiva è in accordo con gli yield chimici delle abbondanze osservate nelle stelle di pop. I per gli elementi di carica positiva, il che è sorprendente vista la natura completamente diversa del sito di formazione di questi elementi (PISNe). Però comunque ci sono delle differenze. Ad esempio Si e S sono sovrabbondanti rispetto a O, Fe e Mg. Elementi oltre il Ni sono essenzialmente assenti e oltre il Ge le abbondanze crollano esponenzialmente con il numero di massa. I processi -s possono essere trascurati in queste stelle massicce vista la mancanza di nuclei pesanti e di un'apprezzabile fonte di neutroni durante il bruciamento dell'elio (Heger & Woosley 2002)[12]. Infine, quantità molto ridotte di Zinco vengono create durante le PISNe.

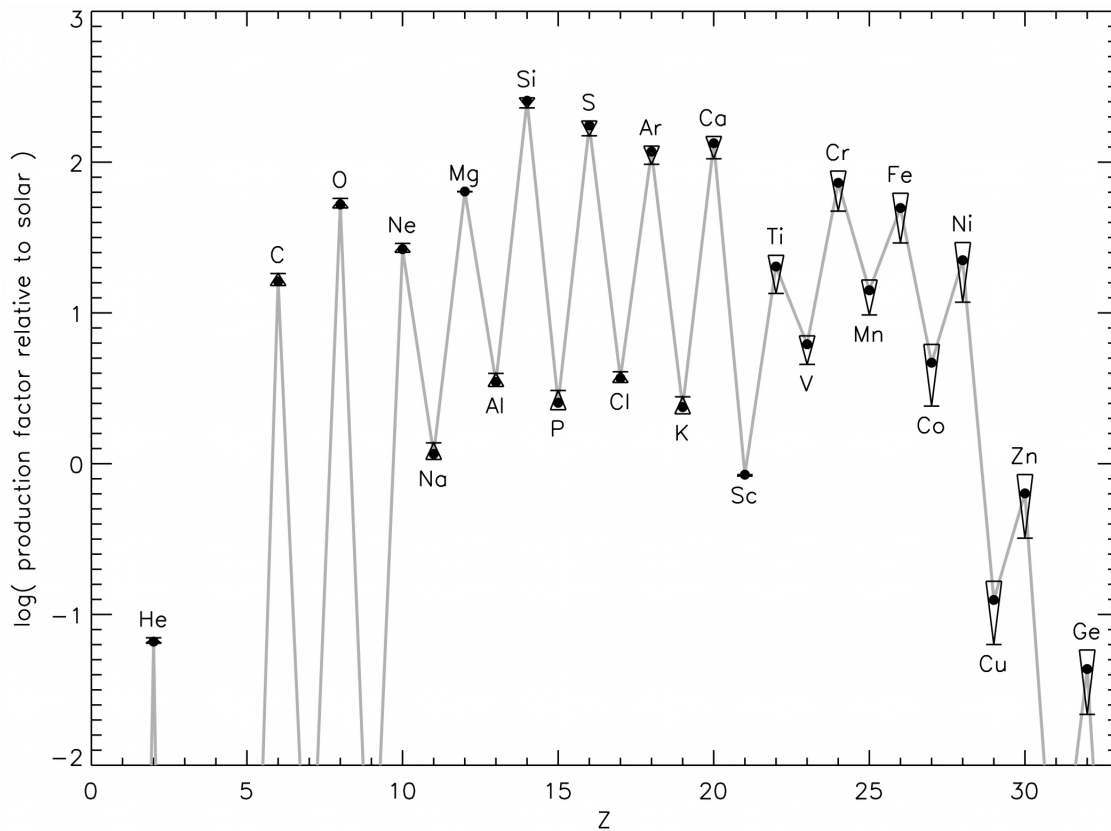


Figura 2.8: Yield per stelle di massa da 140 a $260 M_{\odot}$ integrati su una IMF e confrontati con le abbondanze solari in funzione del numero atomico Z . Durante l'integrazione si è assunta una IMF di Salpeter con tre diversi esponenti: -0.5 (estremità spessa del triangolo), -1.5 (punto pieno) e -3.5 (estremità sottile del triangolo). (Credit: Heger & Woosley 2002).

3. DESTINO FINALE DELLE STELLE PRIMORDIALI

3.1 Stelle di massa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$

Per le stelle di massa compresa tra $10M_{\odot}$ e $25M_{\odot}$, il risultato atteso è la produzione di una stella di neutroni (Fig. 3.1), in seguito ad un evento di Core-Collapse Supernova. La distribuzione di massa delle stelle di neutroni ottenute dopo le esplosioni si aggira attorno ai valori delle tipiche stelle di neutroni dell'universo locale ($\sim 1.5M_{\odot}$) (Heger & Woosley 2010)[14]. Per stelle di massa compresa tra $25M_{\odot}$ e $40M_{\odot}$ ci si aspetta un destino simile a quello visto per le stelle di massa $10M_{\odot} < M < 25M_{\odot}$, con la differenza che, in questo caso, il fallback sperimentato dopo l'esplosione aumenta la massa della stella di neutroni al punto da generare un buco nero (Fig. 3.1). Invece per stelle di massa $40M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ si ha la formazione diretta di un buco nero (Fig. 3.1). Notiamo che stelle presupernova di massa $M < 100M_{\odot}$ possono produrre al massimo un buco nero di $40M_{\odot}$, poichè questa è la massa che può raggiungere un nucleo di elio prima di incontrare le instabilità di coppia (Heger & Woosley 2010)[11].

3.2 Stelle di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$

Per stelle di massa $100M_{\odot} < M < 140M_{\odot}$ si verificano violente pulsazioni prodotte dall'instabilità di coppia, che generano un'espulsione di massa simile ad una supernova. All'aumentare della massa, le pulsazioni diventano sempre più violente, espellendo l'involucro di idrogeno ed una frazione sempre maggiore del nucleo di elio. Infine il nucleo stellare stabilizza una *shell* di bruciamento del silicio senza più altre pulsazioni, con al suo interno un nucleo di ferro in equilibrio idrostatico. A questo punto il bruciamento del silicio procede finchè il nucleo di ferro collassa per l'instabilità data dalla fotodisintegrazione. Poichè la stella ha un'elevata densità attorno al nucleo, si pensa che queste siano meno soggette ad esplosioni (Wilson et al. 1986)[18], favorendo dunque la formazione diretta di buchi neri in seguito al collasso del nucleo di ferro. Anche in questo caso la massa del buco nero $\leq 40M_{\odot}$. Includendo la rotazione, si può estendere il limite inferiore di massa, da $100M_{\odot}$ fino a $85M_{\odot}$ (Chatzopoulos et al. 2012a)[5].

3.3 Stelle di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$

Le stelle di massa compresa tra $140M_{\odot}$ e $260M_{\odot}$ si pensa che muoiano come supernovae per instabilità di coppia (PISNe) (Heger & Woosley 2002)[12]. In seguito alla creazione di un'instabilità di coppia nel nucleo ed al bruciamento esplosivo dell'ossigeno e del silicio, viene rilasciata un'enorme quantità di energia che genera un'unica pulsazione che distrugge completamente la stella, senza lasciare nessun residuo compatto dietro di sé.

3.4 Stelle di massa $M > 260M_{\odot}$

Per $M > 260M_{\odot}$, si ha che in questo caso l'energia nucleare rilasciata dal bruciamento esplosivo, in seguito alla contrazione causata dall'instabilità di coppia, non è sufficiente per invertire la implosione. Infatti, dopo una

breve fase di rallentamento, questa continua fino alla formazione di un'instabilità per fotodisintegrazione, portando dunque al collasso del nucleo ed alla formazione diretta di un buco nero. Il buco nero dunque inghiotte l'intera stella, portando alla formazione diretta di buchi neri anche molto massicci che potrebbero dunque essere all'origine dei buchi neri supermassicci che oggi osserviamo al centro delle galassie (Chen et al. 2014)[6].

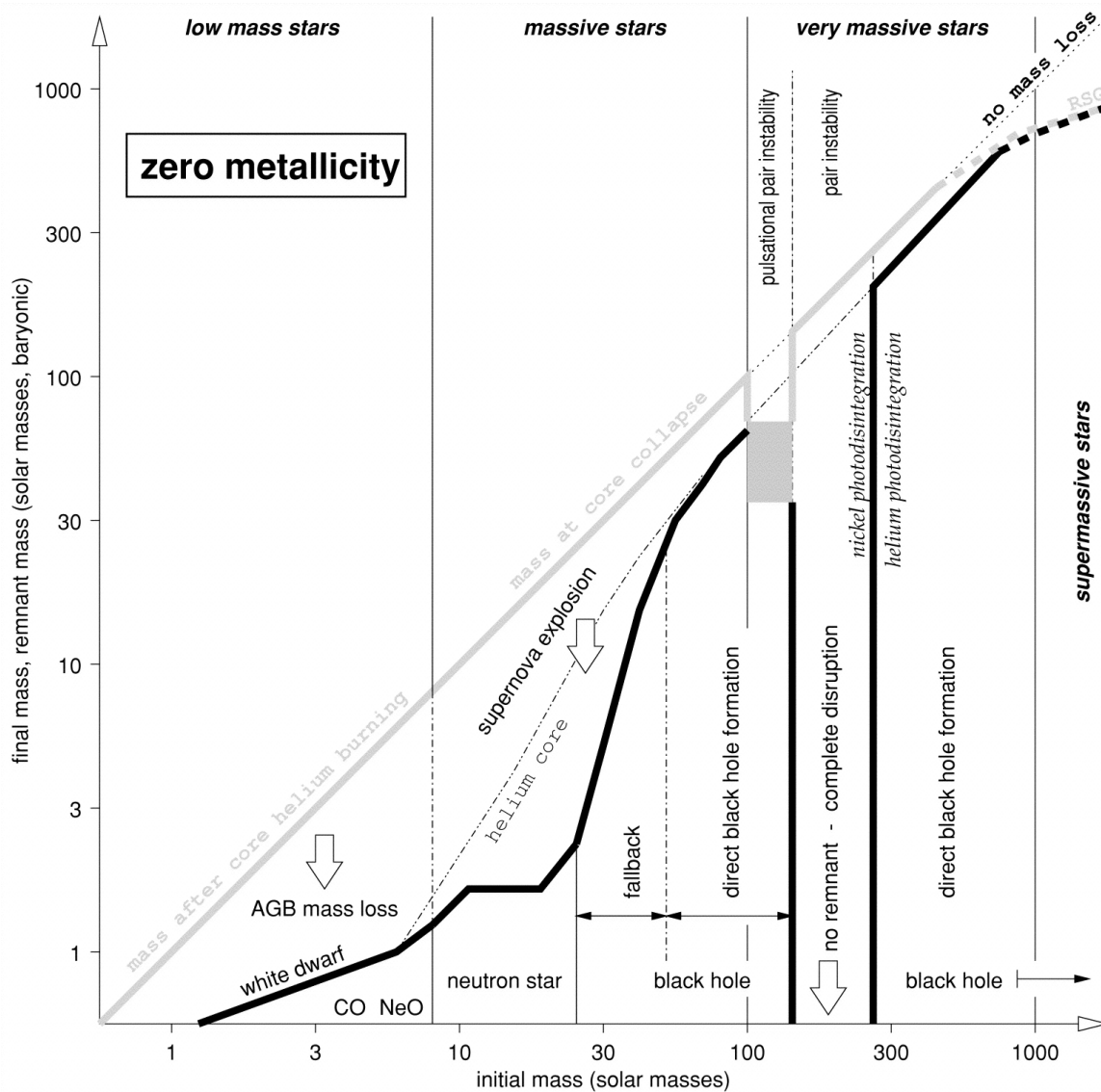


Figura 3.1: Funzione iniziale di massa per stelle primordiali non rotanti ($Z=0$). L'asse X indica la massa stellare iniziale. L'asse Y fornisce sia la massa del residuo compatto (*curva nera spessa*) che la massa della stella quando ha inizio l'evento che produce quel residuo (*curva grigia spessa*). E' indicata inoltre la massa nucleo di elio (*linea a tratti e punti*). (Credit: Heger & Woosley 2002).

CONCLUSIONI

Abbiamo inizialmente discusso l'evoluzione delle regioni di formazione stellare primordiale nel contesto del modello CDM standard, con un alone di DM di massa $\sim 10^6 M_\odot$ che raggiunge l'equilibrio dinamico (virializzazione) per $z \sim 20-30$. Nelle fasi iniziali del collasso, la morfologia della struttura di DM ha impresso la sua impronta sulla distribuzione del gas determinando dove la frammentazione del gas sarebbe avvenuta per prima. Lo spettro a legge di potenza dovuto alle fluttuazioni della DM sembra aver giocato un ruolo determinante in questo. Per via della bassa temperatura di virializzazione della DM di ~ 1000 K, il raffreddamento del gas avviene solo tramite H_2 (e HD per $T \sim 100-200$ K). Il gas dunque ha iniziato a compattarsi in strutture nodose e filamentari con valori di temperatura e densità caratteristici, rispettivamente $T \sim 200-300$ K e $n \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, derivanti dalla microfisica del raffreddamento per H_2 . Con questi valori di temperatura e densità, la corrispondente massa di Jeans è di $\sim 10^3 M_\odot$. Dopo una fase di equilibrio quasi-idrostatico il gas diventa gravitazionalmente instabile, il che porta alla frammentazione di quest'ultimo in agglomerati molto densi ($n > 10^8 \text{ cm}^{-3}$) con masse iniziali di $10^2 - 10^3 M_\odot$. Questi agglomerati crescono poi in massa tramite accrescimento del gas circostante e fondendosi con altri agglomerati. Questi processi sono molto sensibili alla densità centrale di gas ed al valore di spin iniziale assegnato all'alone di DM, e la morfologia del gas varia sensibilmente al variare della densità di DM. I risultati ottenuti suggeriscono che le stelle di popolazione III dunque devono essere state "molto massicce" ($M_{char} > 100 M_\odot$), se assumiamo che gli agglomerati non subiscano ulteriori frammentazioni significative. D'altra parte ulteriori frammentazioni non possono essere escluse.

Dallo studio dell'evoluzione di stelle primordiali di massa compresa tra $10 - 100 M_\odot$ possiamo concludere che, al primo ordine, la nucleosintesi degli elementi più importanti avviene con le stesse quantità che osserviamo oggi nelle stelle di popolazione I. Ci sono però quattro importanti eccezioni a questo trend. Primo, ridurre la metallicità riduce la sintesi degli elementi Z-dispari e degli isotopi ricchi di neutroni perché l'eccesso di neutroni dopo il bruciamento dell'elio dipende dall'abbondanza iniziale di CNO. Questo avviene in particolare per gli elementi più leggeri del silicio. Secondo, finché la perdita di massa è piccola, le stelle con un grande nucleo di elio possono sopravvivere alla fase di presupernova e contribuire alla nucleosintesi. Questo può aumentare moderatamente gli yield degli elementi del gruppo del ferro. Terzo, poichè non c'è ferro primordiale in queste stelle, è quasi assente il processo-s per la sintesi degli elementi più pesanti del germanio. Questo perché i pochi neutroni prodotti in eccesso vengono catturati da carbonio e ossigeno per la produzione di isotopi di massa intermedia. Un numero significativo di stelle primordiali, specialmente quelle oltre le $40 M_\odot$ (ed inferiori con la rotazione), producono azoto primario. Possiamo notare inoltre che la condizione di zero metallicità nelle stelle è molto singolare e si realizza solo per le primissime stelle dell'universo. Stelle con anche solo il 10^{-5} della metallicità solare, avrebbero un'evoluzione ben differente, perchè non dovrebbero autoprodursi i catalizzatori necessari al ciclo CNO ed avrebbero piccole quantità di ferro sufficienti per innescare i processi-s.

Infine, dallo studio dei resti compatti di queste stelle si è visto che la formazione di buchi neri è favorita, e comprende tutte le stelle primordiali di massa $25 M_\odot < M < 140 M_\odot$ e $M > 260 M_\odot$. Questo avviene per diverse ragioni. Primo, si ha poca perdita di massa, che consente ai nuclei di elio di essere più massicci al momento in cui la stella muore. Questo aumenta la massa potenziale a disposizione per la creazione del buco nero per fallback

(l'involuppo di idrogeno è quasi sempre espulso del tutto) e rende più difficile l'esplosione della stella. Secondo, la formazione di buchi neri è favorita dal fatto che, in queste stelle presupernova molto compatte, lo shock inverso si sviluppa presto e raggiunge il centro della stella quando le densità sono ancora alte. Solo per stelle di massa $10M_{\odot} < M < 25M_{\odot}$ si ha la produzione di una stella di neutroni, mentre per stelle di massa $140M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$ non si ha nessun residuo compatto poichè la stella è completamente distrutta dall'esplosione termonucleare per instabilità di coppia. Per quanto riguarda la massa di questi residui compatti, le stelle di neutroni avranno masse simili a quelle osservate oggi nell'universo locale ($\sim 1.5M_{\odot}$), mentre i buchi neri saranno di massa $< 40M_{\odot}$, se la stella progenitrice ha massa $M < 140M_{\odot}$; oppure di massa circa uguale alla stella progenitrice per $M > 260M_{\odot}$.

Bibliografia

- [1] Arnett D. et al. *Carbon-burning nucleosynthesis at constant temperature*. The Astrophysical Journal, Vol. 157, p.339-365, 1969.
- [2] Baraffe I. et al. *On the Stability of Very Massive Primordial Stars*. The Astrophysical Journal, Vol. 550, p.890-896, 2001.
- [3] Bromm V. et al. *Forming the First Stars in the Universe: The Fragmentation of Primordial Gas*. The Astrophysical Journal, Vol. 527, p. L5-L8, 1999.
- [4] Bromm V. et al. *The Formation of the First Stars. I. The Primordial Star-forming Cloud*. The Astrophysical Journal, Vol. 564, p. 23-51, 2002.
- [5] Chatzopoulos E. et al. *Effects of rotation on the minimum mass of primordial progenitors of Pair-Instability Supernovae*. The Astrophysical Journal, Vol. 748, 42-52, 2012a.
- [6] Chen K. et al. *Pair Instability Supernovae of Very Massive Population III Stars*. The Astrophysical Journal, Vol. 792, p. 12, 2014.
- [7] Copi C.J. et al. *Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe*. Science, vol. 267, p. 192-199, 1995.
- [8] Cyburt R.H. et al. *Primordial nucleosynthesis with CMB inputs: probing the early universe and light element astrophysics*. Astroparticle Physics, Vol. 17, p. 87-100, 2002.
- [9] Cyburt R.H. et al. *The NACRE thermonuclear reaction compilation and big bang nucleosynthesis*. New Astronomy, Vol. 6, p.215-238, 2001.
- [10] Gunn J.E. et al. *On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space*. The Astrophysical Journal, vol. 142, p. 1633, 1965.
- [11] Heger A. et al. *Nucleosynthesis and Evolution of Massive Metal-free Stars*. The Astrophysical Journal, Vol. 724, p. 341-373, 2010.
- [12] Heger A. et al. *The Nucleosynthetic Signature of Population III*. The Astrophysical Journal, Vol. 567, p. 532-543, 2002.
- [13] Mathur D. et al. *What is the state of the early Universe?* Journal of Physics: Conference Series 140, 2008.
- [14] Rauscher T. et al. *Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics*. The Astrophysical Journal, Vol. 576, p. 323-348, 2002.
- [15] Salpeter et al. *The Rate of Star Formation in the Galaxy*. Astrophysical Journal, Vol. 129, p.608, 1959.
- [16] Tan J.C. et al. *The Formation of the First Stars. I. Mass Infall Rates, Accretion Disk Structure, and Protostellar Evolution*. The Astrophysical Journal, Vol. 603, p.383-400, 2004.
- [17] Tegmark et al. *How small were the first cosmological objects?* The Astrophysical Journal, Vol. 474, p. 1-12, 1997.

- [18] Wilson J.R. et al. *Gravitational collapse and the cosmic antineutrino background*. The Astrophysical Journal, Vol. 302, p.19-34, 1986.
- [19] Woosley S.E. et al. *Neutrino-induced nucleosynthesis and deuterium*. Nature, Vol. 269, p.42–44, 1977.
- [20] Woosley S.E. et al. *Recent Results on SN 1987A*. Publications of the Astronomical Society of Australia , Vol. 7 , p. 355 - 370, 1988.
- [21] Zeldovich Y. B. *Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations*. Astronomy e Astrophysics, Vol. 5, p. 84 - 89, 1970.
- [22] Lynden-Bell D. *Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 136, p.101, 1967.
- [23] Peebles P. J. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, p. 625, 1993.
- [24] Kudritzki R.P. *Line-driven winds, ionizing fluxes and UV-spectra of hot stars at extremely low metallicity. I. Very massive O-stars*. The Astrophysical Journal, Vol. 577, p. 389-408, 2002.
- [25] Padmanabhan T. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, p.273, 1993.