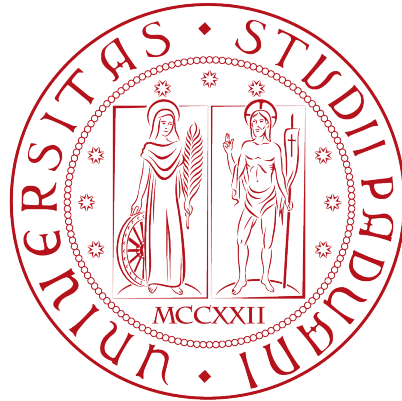


Università degli Studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE  
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA  
GALILEO GALILEI



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

La relazione massa iniziale-finale delle stelle di  
massa piccola e intermedia:  
analisi delle dipendenze principali

**Relatrice:** Prof.ssa Paola Marigo

**Laureanda:** MARTINA BARATELLA

A.A. 2014 - 2015



*Alla mia famiglia.*



*"Non esiste una teoria definitiva dell'Universo,  
ma solo una sequenza infinita di teorie che descrivono l'Universo in un  
modo sempre più esatto."*

Stephen W. Hawking,  
Dal Big Bang ai Buchi Neri



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>L'evoluzione delle stelle di massa piccola e intermedia</b>	<b>3</b>
2.1	Cenni evolutivi . . . . .	6
2.1.1	Le stelle di massa piccola . . . . .	6
2.1.2	Le stelle di massa intermedia . . . . .	8
2.2	Gli stadi evolutivi finali: la fase AGB e le Nane Bianche . . .	10
2.2.1	La fase Early-AGB . . . . .	10
2.2.2	La fase Thermally-Pulsing AGB . . . . .	11
2.2.3	L'Hot Bottom Burning . . . . .	13
2.2.4	La fase post-AGB . . . . .	14
2.2.5	Le nane bianche . . . . .	15
2.3	Le stelle Super-AGB . . . . .	18
2.3.1	Evoluzione delle stelle SAGB . . . . .	18
<b>3</b>	<b>La relazione massa iniziale-finale semi-empirica</b>	<b>21</b>
3.1	Determinazione della massa finale e della massa iniziale . . . .	22
3.1.1	Incertezze legate alla massa della nana bianca . . . . .	23
3.1.2	Incertezze legate alla massa del progenitore . . . . .	24
3.2	Esempio di relazione semi-empirica . . . . .	24
<b>4</b>	<b>La relazione massa iniziale-finale teorica</b>	<b>27</b>
4.1	Dipendenza dal terzo dredge-up . . . . .	27
4.1.1	L'efficienza del terzo dredge-up . . . . .	27
4.1.2	Le influenze sulla relazione teorica . . . . .	29
4.2	Dipendenza dalla perdita di massa . . . . .	31
4.2.1	Il meccanismo base della perdita di massa . . . . .	31
4.2.2	Effetti sulla relazione teorica . . . . .	32
4.3	Altri risultati . . . . .	34
4.3.1	La metallicità . . . . .	34
4.3.2	La distribuzione di massa delle nane bianche . . . . .	35

*INDICE*

ii

**Bibliografia**

i



# Capitolo 1

## Introduzione

La relazione massa iniziale-finale lega la massa della stella di sequenza principale alla massa della nana bianca che si è generata alla fine dell'evoluzione stellare (rispettivamente  $M_i$  e  $M_f$ ), per le stelle di massa piccola e intermedia appartenenti ad ammassi aperti (Capitolo 2 per una breve panoramica sulle fasi di evoluzione stellare). In questo modo l'intervallo di validità della relazione copre valori di massa tra  $2.5 - 7M_\odot$ , in cui si può notare una buona correlazione tra le masse iniziali e finali. Tuttavia recentemente l'analisi è stata estesa anche a nane bianche appartenenti ad ammassi vecchi, che ha permesso di estendere l'intervallo di validità anche a masse inferiori a  $2.5M_\odot$  (Capitolo 3). Anche le stime teoriche della relazione sono caratterizzate da grandi incertezze, derivanti soprattutto dalla scarsa conoscenza dei meccanismi fisici che regolano i vari processi che determinano l'evoluzione della stella, soprattutto quelli della fase AGB (Capitolo 4). Per derivare la relazione  $M_i$ - $M_f$  semi-empirica si utilizzano modelli teorici, quali tracce di evoluzione, isocrone stellari e curve di raffreddamento delle nane bianche. Inevitabilmente nella relazione vengono introdotte tutte le incertezze ad essi correlate, come ad esempio l'efficienza dell'overshooting, la metallicità e l'età dell'ammasso di appartenenza, gli spessori degli strati di H e He delle nane bianche, l'efficienza del terzo dredge-up e la perdita di massa, che vanno a sommarsi agli errori associati alle osservazioni degli oggetti.

La relazione  $M_i$ - $M_f$  è molto importante in molti campi dell'Astrofisica. Nota la massa del progenitore, dalla relazione è possibile ricavare una stima di quanta massa è stata persa dalla stella nel corso della sua evoluzione e quindi permette di porre dei vincoli sui processi che la caratterizzano. Se si considerano le nane bianche appartenenti a sistemi binari, la relazione definisce quanto materiale deve essere acquisito dalla nana bianca per raggiungere la massa limite di Chandrasekhar ed esplodere come una Supernova di tipo

Ia. L'estremo superiore della relazione pone dei vincoli sulla massa critica che separa la produzione delle nane bianche dalle esplosioni in Supernovæ di tipo II. Una corretta valutazione della relazione  $M_i$ - $M_f$  permette di ricavare informazioni anche circa la massa del gas ricco di metalli perso dalla stella e che viene restituito al mezzo interstellare. Nell'ambito dell'evoluzione galattica, questo fatto rappresenta uno strumento utile per creare modelli di evoluzione chimica delle galassie e per arricchire la conoscenza circa l'efficienza della formazione stellare in questi sistemi. Inoltre, la relazione fornisce anche un test empirico per capire meglio le proprietà della popolazione Galattica delle nane bianche, come la distribuzione di massa (Marigo (2011), Weidemann (2000), Kalirai (2008)).

## Capitolo 2

# L'evoluzione delle stelle di massa piccola e intermedia

Secondo la teoria di evoluzione stellare, le stelle evolvono in maniera diversa in base alla massa iniziale posseduta. Così si possono individuare classi stellari delimitate da particolari valori di massa (vedi figura 2.1) e caratterizzate da fasi evolutive finali diverse.

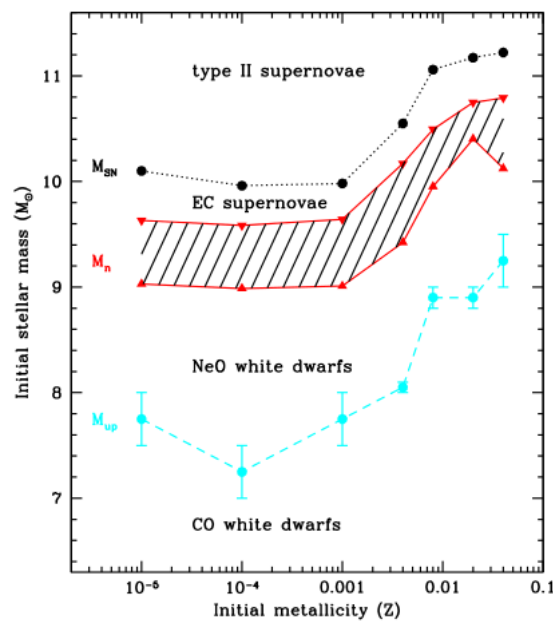


Figura 2.1: Valori dei limiti di massa espressi in funzione della metallicità iniziale, ricavati da un'indagine condotta da Seiss & Pumo (2006) su 74 modelli di stelle con masse nell'intervallo  $7-13M_{\odot}$  e con metallicità iniziali tra  $Z = 10^{-5} - 0.1$ .

La prima classe è rappresentata dalle stelle di *massa piccola* che hanno

masse iniziali tra  $0.8 - 2M_{\odot}$ . Queste stelle dopo aver bruciato tutto l'H , sviluppano un nucleo degenere di He ed evolvono lungo il *Ramo delle Giganti Rosse*, in cui viene bruciato l'H in una shell esterna al nucleo inerte. In seguito il nucleo si riattiva e l'He viene innescato dapprima in un processo instabile definito come *flash dell'He* e poi bruciato in maniera stabile. Alla fine dell'evoluzione rimane un nucleo degenere di C-O.

La massa pari a  $2M_{\odot}$ , spesso indicata con la sigla  $M_{\text{HeF}}$  (non segnata nella figura 2.1) rappresenta il limite superiore che separa le stelle che, dopo la sequenza principale, sviluppano un nucleo di He degenere ( $M < M_{\text{HeF}}$ ) o meno.

Alle classe delle stelle di massa piccola segue la categoria delle stelle di *massa intermedia*, che hanno masse tra  $2M_{\odot}$  e  $M_{\text{up}} \approx 8M_{\odot}$ . Queste dopo aver bruciato l'H, sviluppano un nucleo non degenere di He che viene bruciato in maniera stabile, a formare alla fine un nucleo di C-O che poi diventa degenere. Sia questa classe che le stelle di massa piccola condividono lo stesso destino: entrambe evolvono lungo il *Ramo Asintotico delle Giganti* (AGB), durante il quale sperimentano una forte perdita di massa, generando delle *nane bianche* di C-O. Tuttavia il valore di  $M_{\text{up}}$  è ancora materia di dibattito: come si può notare dalla figura 2.1, il suo valore dipende fortemente dalla metallicità iniziale (Seiss & Pumo, 2006). Al diminuire del contenuto di metalli, il valore di  $M_{\text{up}}$  diminuisce: questo si può spiegare considerando che al diminuire della metallicità, l'opacità diminuisce, quindi le stelle sono più luminose e sviluppano nuclei con massa maggiore per controbilanciare la perdita di energia dalla superficie. La situazione si capovolge a  $Z \approx 10^{-4}$ , dove la dipendenza dell'opacità da  $Z$  diventa più debole e quindi i valori delle masse critiche aumentano. In generale però questo valore (così come gli altri), dipende anche dai meccanismi di mescolamento come l'overshooting: i modelli stellari che lo prendono in considerazione, prevedono valori dei limiti di massa in generale minori di circa  $2M_{\odot}$ .

Infine, le stelle *massicce* hanno masse superiori a  $M_{\text{up}}$  e sviluppano un nucleo in cui la temperatura è sufficientemente alta affinché anche il C sia bruciato. In generale le stelle con masse tra  $M_{\text{up}}$  e  $M_{\text{mas}} \simeq 11M_{\odot}$  hanno una struttura simile alle stelle AGB, ma sono più massicce e per queste vengono definite *Super-AGB* (SAGB) (Seiss & Pumo, 2010): queste bruciano il C in una posizione esterna al nucleo in condizioni parzialmente degeneri. Alla fine della loro evoluzione (quando la massa del nucleo assume valori pari a  $1.1 - 1.37M_{\odot}$ ) si sviluppa una nana bianca di O-Ne, se subiscono una perdita di massa forte abbastanza da strappare tutto l'involucro esterno, oppure esplodono come Supernovæ per cattura elettronica (EC-SN), se il nucleo supera una massa con valore pari a  $1.37M_{\odot}$  (Nomoto, 1984). Il valore di  $M_{\text{n}}$  definisce proprio la massa iniziale minima di una stella SAGB per cui

dopo le reazioni nucleari del C, sviluppi un nucleo con  $M \geq 1.37M_{\odot}$  e quindi esplode come EC-SN. I valori di  $M_n$  sono stati calcolati considerando la massa del nucleo di O-Ne che si genera alla fine della fase di bruciamento di C, assumendo per questo una crescita costante e considerando due casi estremi di tassi di perdita di massa, ovvero  $\dot{M}_1 = 3 \times 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$  e  $\dot{M}_2 = 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$  (Seiss & Pumo, 2006).

Al contrario nelle stelle con  $M > M_{\text{mas}}$ , le reazioni nucleari procedono in rapida successione: quando nel nucleo un combustibile si è esaurito, il nucleo restante si contrae e le reazioni continuano in una shell sovrastante. Alla fine si ottiene un nucleo di Fe circondato gusci concentrici costituiti da elementi più leggeri andando verso la superficie. Oltre al Fe non avvengono più reazioni nucleari, il nucleo diventa inerte e la stella diventa instabile esplodendo per collasso del nucleo in una Supernova per collasso del nucleo. Anche il valore di  $M_{\text{mas}}$ , come si nota dalla figura 2.1 (dove è indicata con la sigla  $M_{\text{SN}}$ ), dipende dalla metallicità iniziale (Seiss & Pumo, 2006).

L'indagine di Seiss & Pumo (2006) sui valori dei limiti di massa è stata condotta su 74 modelli stellari di stelle per lo più massicce ( $7 - 13M_{\odot}$ ) e considerando diverse metallicità. In particolare emerge la dispersione dei valori di  $M_n$ , pari a quasi  $1M_{\odot}$ , che dipende soprattutto dalla modellistica utilizzata nello studio e da come sono stati trattati processi, come la perdita di massa, che definiscono le caratteristiche della stella al termine della sua evoluzione. Questo è un chiaro esempio di come i risultati ottenuti nell'ambito dell'evoluzione stellare, in generale, non siano noti con estrema precisione dato che manca una conoscenza fisica dettagliata dei meccanismi di base che regolano quei fenomeni che influenzano maggiormente gli stadi finali delle stelle.

## 2.1 Cenni evolutivi

### 2.1.1 Le stelle di massa piccola

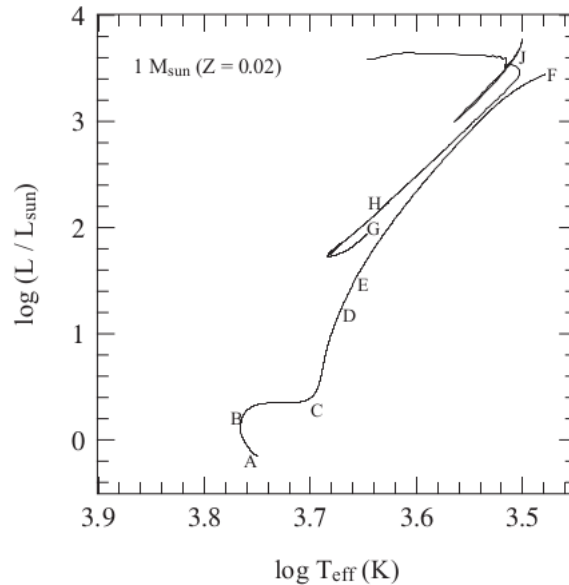


Figura 2.2: Traccia evolutiva di una stella di  $1M_{\odot}$  nel diagramma H-R, in cui sono segnate le varie tappe che la descrivono con le lettere maiuscole.

Una stella di  $1M_{\odot}$ , dopo aver bruciato tutto l'H nel nucleo, durante la Sequenza Principale per circa 9 Gyr (fino al punto B della figura 2.2), sperimentano la fase di bruciamento di H in uno spesso guscio che circonda il nucleo degenere di He, la *shell attiva di H*, per circa 2Gyr (tratto B-C). Le reazioni nucleari della shell producono materiale che viene aggiunto al nucleo che aumenta in massa e inizia a contrarsi, mentre l'involucro esterno si espande in virtù del *mirror principle*, secondo cui la shell attiva nella stella agisce come uno specchio tra il nucleo e l'involucro (ovvero a una contrazione del nucleo corrisponde un'espansione degli strati esterni). Di conseguenza, la shell attiva si riduce in massa, l'involucro esterno si raffredda, diventando per la maggior parte convettivo, e si forma un nucleo degenere di He: la stella diventa così una Gigante Rossa e ha inizio la fase di RGB (tratto C-F della figura 2.2).

Durante questa fase la struttura stellare dipende dalla massa del nucleo degenere, che esercita una pressione sulla shell di H circostante maggiore rispetto a quella esercitata alla base dell'involucro convettivo sovrastante. A seguito della contrazione del nucleo, il raggio e la luminosità della stella au-

mentano, mentre diminuisce il valore della temperatura superficiale. Come conseguenza dell'espansione dell'involucro esterno, la sua base si estende verso le zone più interne dove l'H è stato parzialmente bruciato e grazie ai moti convettivi vengono portati in superficie gli elementi prodotti nella shell attiva. Questo è il fenomeno noto come *primo dredge-up*, che determina un aumento dell'abbondanza superficiale di He e trasporta in superficie materiale ricco di  $^{12}\text{C}$  e  $^{14}\text{N}$ . L'evoluzione durante la fase RGB è più rapida della sequenza principale, dato che una maggiore luminosità della stella implica un aumento del tasso di generazione di energia nella shell attiva di H e conseguentemente aumenta anche la velocità di crescita del nucleo. Inoltre già durante questa fase la stella sperimenta i primi effetti della perdita di massa ad opera di venti stellari che spingono le particelle degli strati più esterni. Raggiunta una luminosità di  $2000L_{\odot}$  e una massa del nucleo pari a  $M_c \approx 0.45M_{\odot}$ , la temperatura sarà sufficientemente elevata (dell'ordine di  $10^8\text{K}$ , nel punto F della figura 2.2) affinché abbiano inizio anche le reazioni nucleari che coinvolgono l'He in un processo instabile noto come il *flash dell'He*.

Durante questo processo, una grande quantità di He viene convertita in C tramite il processo  $3\text{-}\alpha$ : ciò causa un aumento improvviso della temperatura in nucleo degenere. Dato che la pressione nella materia degenere non dipende più dalla temperatura, il nucleo non si espande per controbilanciare l'energia prodotta dal processo. La luminosità aumenta fino a raggiungere un valore massimo attorno alle  $10^{10}L_{\odot}$  in pochi secondi. Anche la temperatura continua ad aumentare fino al punto in cui la pressione termica ritorna ad essere dominante: il nucleo allora può espandersi e raffreddarsi e il bruciamento dell'He può avvenire in maniera stabile.

Dopo il flash principale avvengono altri eventi simili secondari di minore portata per circa 1.5 Myr in un nucleo in espansione che però rimane parzialmente degenere. A questo stadio evolutivo l'He è bruciato nel nucleo, circondato dalla shell di H: la luminosità e il raggio sono minori rispetto alla fase RGB, come conseguenza della espansione del nucleo. La massa del nucleo all'inizio della fase è uguale per tutte le stelle di massa piccola e quindi anche la luminosità è indipendente dalla massa: ciò che varia è la massa dell'involucro esterno, da cui dipendono parametri come il raggio e la temperatura effettiva (in generale stelle con un involucro meno massivo, per la massa iniziale piccola oppure perché hanno sofferto una perdita di massa maggiore durante la RGB, saranno più calde). La durata della fase di bruciamento dell'He nel nucleo dura circa 120 Myr (tratto G-H in figura 2.2), indipendentemente dalla massa della stella, molto più breve rispetto alla durata della Sequenza Principale data l'elevata luminosità generata.

## 2.1.2 Le stelle di massa intermedia

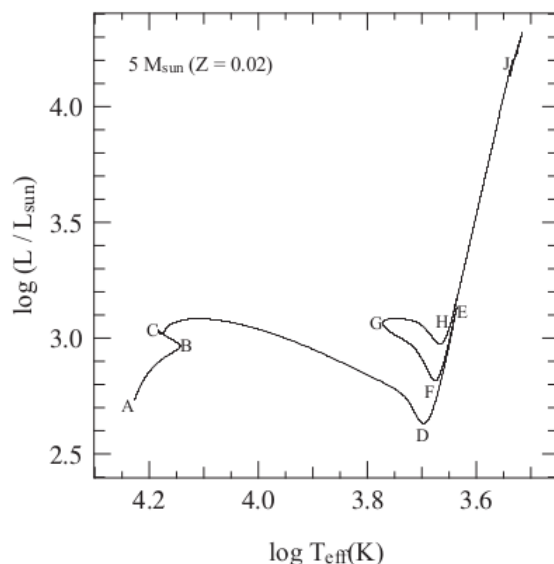


Figura 2.3: Traccia evolutiva di una stella di  $5M_{\odot}$  nel diagramma H-R, in cui sono segnate le varie tappe che la descrivono, indicate con le lettere maiuscole.

Una stella di  $5M_{\odot}$  dopo la Sequenza Principale sviluppa un nucleo di He non degenere e una shell attiva di H, che inizialmente occupa la maggior parte della massa (fase della *shell spessa attiva*). Per le reazioni nucleari che avvengono nella shell, viene aggiunta massa al nucleo: questo inizia a contrarsi e, in risposta a ciò gli strati esterni si espandono. La shell di H si riduce in massa (passando così alla fase della *shell sottile attiva*) e parte della sua energia prodotta viene assorbita dall'involuppo in espansione. La stella a questo punto diventa una Gigante Rossa (tratto D-E) con un involuppo convettivo che continua ad espandersi in risposta alla contrazione del nucleo. La base dell'involuppo convettivo però penetra più in profondità raggiungendo regioni più profonde, dove è presente materiale prodotto nelle reazioni nucleari dell'H, che viene portato in superficie dai moti convettivi. Questo è il fenomeno del *primo dredge-up*, simile a quello che avviene nelle stelle di massa piccola.

La fase di bruciamento dell'He ha inizio nel punto E della figura 2.3 ed è sostanzialmente diversa rispetto a quella delle stelle di massa piccola, in quanto il nucleo si trova in condizioni *non degeneri* e le reazioni nucleari sono termicamente stabili. Data la forte dipendenza delle reazioni nucleari dell'He dalla temperatura, queste avvengono più concentrate nel nucleo, che



diventa convettivo e che aumenta in massa mano a mano che l'evoluzione procede. Inizialmente avvengono reazioni  $3\text{-}\alpha$ , con conseguente aumento della concentrazione di  $^{12}\text{C}$ : all'aumentare dell'abbondanza del C, avvengono anche processi che lo coinvolgono come la reazione  $^{12}\text{C}+\alpha$ , con aumento della produzione di  $^{16}\text{O}$ . Questa fase dura per circa 22 Myr, un tempo relativamente lungo dovuto al fatto che la maggior parte della luminosità proviene ancora dalla shell attiva di H: solo verso la fine di questo stadio la luminosità fornita dalle reazioni dell'He diventa comparabile con quella fornita dall'H. Le proprietà del nucleo di He dipendono soltanto dalla massa di questo e poco dall'involucro esterno, dato che è esteso e quindi esercita una minore pressione, trascurabile rispetto a quella nel nucleo. Ecco che la luminosità è una funzione ripida della massa del nucleo, che aumenta grazie al materiale aggiunto dalla shell attiva di H. Durante il bruciamento dell'He nel diagramma H-R viene descritto un anello (tratto E-H, definito come *blue loop*): non appena la fase inizia (punto E), l'involucro, per lo più convettivo, si contrae e il raggio e la luminosità diminuiscono di conseguenza. Tuttavia al punto F, quando la maggior parte dell'involucro è diventato radiativo, la stella subisce un aumento della temperatura effettiva, il cui valore massimo viene raggiunto nel punto G in cui la stella ha raggio minimo. Dopodiché gli strati esterni della stella cominciano ad espandersi nuovamente e la stella si avvicina al ramo delle giganti rosse, raggiungendo la fine della fase di bruciamento dell'He al punto H.

## 2.2 Gli stadi evolutivi finali: la fase AGB e le Nane Bianche

Le fasi evolutive finali delle stelle di massa piccola e intermedia sono simili. Queste evolvono lungo il Ramo Asintotico delle Giganti (Asymptotic Giant Branch - AGB), in cui l'energia è generata dalle due shell attive, quella di H e quella di He.

La fase AGB ha inizio nel punto H delle figure 2.2 e 2.3, e come suggerisce il nome, la stella evolve seguendo un tratto parallelo al ramo delle RGB, ma a luminosità maggiori.

L'evoluzione AGB può essere schematicamente suddivisa in due fasi: la Early-AGB (E-AGB) e la fase Thermally-Pulsing AGB (TP-AGB).

### 2.2.1 La fase Early-AGB

Durante la fase E-AGB, tutto l'He è stato esaurito nel nucleo, composto ora prevalentemente da C e O, che inizia a contrarsi. Per un tempo breve gli strati sotto la shell di H si contraggono e si instaura un guscio attorno al nucleo in cui si hanno temperature sufficienti a iniziare le reazioni nucleari dell'He. Così la stella presenta due shell attive in cui avvengono reazioni nucleari e che schermano il nucleo: dall'azione combinata si ottiene che il nucleo si contrae, la shell di He invece si espande mentre gli strati superiori iniziano a contrarsi. A seguito dell'espansione della shell di He, quella di H si estingue: ora l'involucro, costituito dalla shell attiva e dagli strati esterni ricchi di H, si espande in risposta alla contrazione del nucleo. Ha inizio una lunga fase in cui quasi tutta la luminosità stellare è fornita dall'energia prodotta nella shell di He: gradualmente viene riversato materiale nel nucleo che diventa sempre più denso, aumentando così il grado di degenerazione. Mentre l'involucro si espande e si raffredda, la base di questo penetra nelle zone più interne a raggiungere le zone precedentemente occupate dalla shell di H.

Se la stella è sufficientemente massiccia,  $M > 4M_{\odot}$ , si può verificare il *secondo dredge-up* (vedere figura 2.4): l'andamento della crescita della massa del nucleo durante la fase di bruciamento dell'He è rappresentata nel pannello di sinistra, mentre nel pannello a destra è mostrato l'effetto del secondo dredge-up. Come si può notare, solamente per stelle con masse superiori alle  $3 - 4M_{\odot}$  questo evento si verifica e causa una drastica riduzione della massa del nucleo, tanto che i valori finali assunti non eccedono le  $1.0 - 1.1M_{\odot}$ .

(ecco perché nella relazione  $M_i$ - $M_f$  l'intervallo dei valori di  $M_f$  non eccede le  $1.1M_\odot$ , a meno che non si considerino nell'analisi anche le stelle SAGB che sviluppano nuclei più massicci -vedi sez.2.4-). Inoltre grazie al secondo dredge-up, compaiono nella composizione chimica superficiale elementi prodotti dal bruciamento dell'H, soprattutto  $^4\text{He}$  e  $^{14}\text{N}$ .

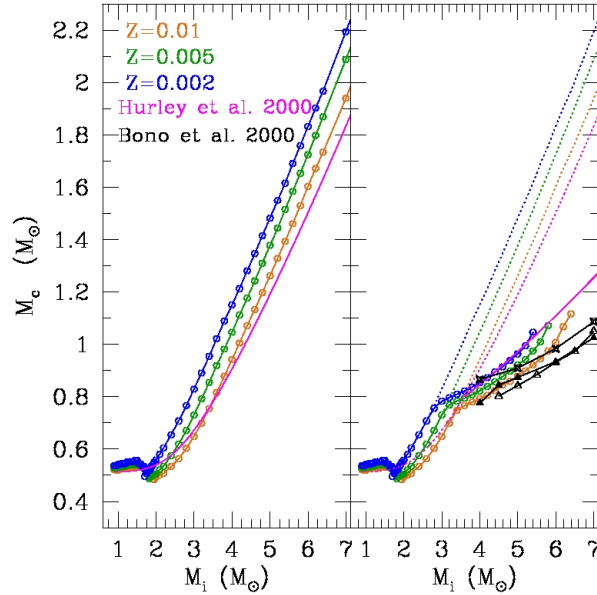


Figura 2.4: Andamento della massa del nucleo, espressa in funzione della massa iniziale della stella, all'inizio della fase E-AGB (pannello di sinistra) e diminuzione della massa del nucleo dopo il secondo dredge-up (pannello di destra), considerando varie metallicità.

## 2.2.2 La fase Thermally-Pulsing AGB

La stella entra in questa fase con un nucleo degenere di C-O, la shell attiva di He, uno strato ricco di He, la shell attiva di H e l'involucro esterno, per lo più costituito da H (di  $10^4 - 10^5$  volte la dimensione del nucleo), che viene gradualmente eroso dal vento stellare a formare uno strato di polvere, che circonda la stella a una certa distanza.

Come la shell di He si espande, la sua luminosità decresce e in risposta a questa espansione gli strati sovrastanti si contraggono, aumentando la temperatura della shell di H che si riattiva. A questo punto sono presenti nuovamente due shell attive nella stella che procede nella fase TP-AGB, caratterizzata dal verificarsi di *pulsi termici* dovuti all'instabilità della shell di He. Le proprietà stellari dipendono fortemente dalle dimensioni del nucleo C-O, come durante la fase di RGB, in particolare  $L \propto M_c$ .

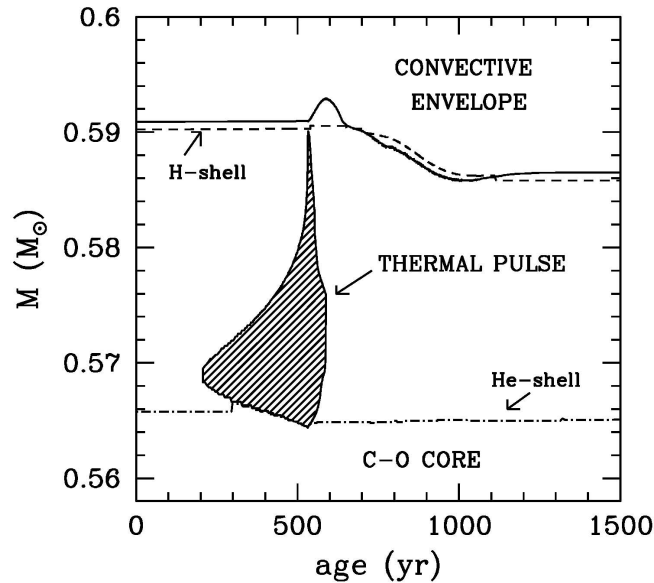


Figura 2.5: Evoluzione schematica della struttura interna di una stella AGB durante un pulso termico (Cristallo, S. 2006).

La figura 2.5 mostra cosa avviene nella struttura interna della stella durante il ciclo di un pulso termico. Per la maggior parte del tempo, la shell di He è inattiva e la shell di H sovrastante aggiunge materiale nella regione compresa tra le due e conseguentemente aumentano sia la pressione che la temperatura esercitate alla base di questa regione sul nucleo degenero. Quando gli strati più esterni del nucleo raggiungono temperature sufficienti, si attivano le reazioni nucleari dell'He che viene bruciato in maniera instabile, nel cosiddetto *flash dell'He nella shell* (in 1 yr si raggiungono valori di luminosità pari a  $10^8 L_{\odot}$ ).

Il grande flusso energetico generato porta la regione tra le shell ad essere convettiva (ICZ-intershell convective zone, zona grigia della figura 2.5) per cui gli elementi prodotti dalle varie reazioni si mescolano. Tuttavia la grande energia rilasciata dal flash dell'He causa un'espansione della ICZ a cui segue un'espansione della shell di He con conseguente raffreddamento ed estinzione di quella di H, finché anche il flash dell'He non si estingue, dopo poche centinaia di anni. Ma l'espansione della ICZ può causare un'ulteriore penetrazione dell'involucro convettivo verso zone più profonde, talvolta anche oltre l'estinta shell di H, cosicché materiale della ICZ è mescolato e portato nell'involucro esterno: questo fenomeno è il *terzo dredge-up* (termine usato per indicare anche tutti i successivi eventi di dredge-up dei seguenti puls). Come risultato, l'He e alcuni prodotti delle reazioni nucleari che lo coinvol-

gono, in particolare il  $^{12}\text{C}$ , appaiono nella composizione chimica superficiale (per l'efficienza del processo e altre implicazioni soprattutto sulla relazione  $M_i$ - $M_f$  vedi sez. 3.1) In seguito al terzo dredge-up, la shell di H è riattivata mentre quella di He è nuovamente inattiva. Segue una lunga fase stabile di bruciamento di H nella shell, durante cui la massa della zona tra le due shells aumenta fino al successivo pulso.

Generalmente la fase tra i pulsii dura per un tempo pari a 50000 yr per le stelle AGB di massa piccola e <1000 yr per stelle più massicce. Ogni ciclo si ripete per molte volte nel corso di tutta la durata della fase TP-AGB e l'ampiezza dei pulsii, che corrisponde al massimo di luminosità prodotta dal bruciamento dell'He, aumenta col passare tempo a ogni ciclo.

Una volta che la stella entra nella fase TP-AGB, subisce numerosi pulsii termici e la durata totale dipende essenzialmente dalla diminuzione della massa dell'involucro esterno, ricco di H, e dall'aumento della massa del nucleo di CO. In particolare dal valore assunto dalla massa del nucleo dipende anche il destino ultimo della stella: se questa raggiunge il limite di Chandrasekhar ( $M_c = 1.46M_\odot$ ), allora nel nucleo avviene il *flash del carbonio*, con conseguente produzione di elementi più pesanti e generazione di una forza tale da poter far esplodere la stella. Tuttavia da osservazioni di nane bianche appartenenti ad ammassi aperti che contengono ancora stelle di sequenza principale massicce, si è concluso che il flash del C non avviene nelle stelle AGB e la causa è da ricercarsi nella *perdita di massa*. Questa diventa talmente forte da strappare tutto l'involucro di H prima che il nucleo cresca significativamente, ed è proprio il tasso della perdita di massa che determina la durata della fase TP-AGB (generalmente di  $1 - 2 \times 10^6 \text{yr}$ ).

### 2.2.3 L'Hot Bottom Burning

Un altro fenomeno che si verifica nelle stelle AGB, con  $M > 4 - 5M_\odot$  e  $M_c > 0.8M_\odot$  e che è legato al terzo dredge-up, è il cosiddetto *Hot Bottom Burning* (HBB).

Quando la temperatura della base dell'involucro convettivo supera temperature dell'ordine di  $10^7 \text{K}$ , si verificano le reazioni nucleari dell'H. Il ciclo CNO allora agisce sul materiale dell'involucro, causando un aumento della luminosità superficiale che assume valori superiori rispetto a quelli previsti dalla legge  $M_c$ -L ( $L \propto M_c$ ), e causando variazioni nella composizione chimica superficiale, in particolare aumenta la concentrazione di  $^{14}\text{N}$ , così come  $^7\text{Li}$ ,  $^{23}\text{Na}$  e  $^{25,26}\text{Mg}$ .

In generale, dai modelli di evoluzione stellare risulta che la massa minima di una stella affinché sperimenti l'HBB è una funzione della metallicità, nel senso che minori valori di  $Z$  favoriscono il verificarsi dell'HBB in stelle meno massicce. La luminosità in più che viene prodotta con questo fenomeno poi è eventualmente ripristinata non appena l'involucro convettivo si riduce in massa grazie all'azione dei venti stellari. Inoltre questo fenomeno è strettamente legato al terzo dredge-up: se da una parte l'HBB previene la formazione di stelle al carbonio <sup>1</sup> convertendo il  $^{12}\text{C}$  in azoto, dall'altra parte il raffreddamento strutturale dovuto all'aumentare dell'opacità del C indebolisce o addirittura estingue l'HBB.

Essendo legato al terzo dredge-up presumibilmente anche l'HBB interviene sulle masse finali delle stelle AGB al termine della loro evoluzione e potrebbe avere effetti anche sulla relazione  $M_i$ - $M_f$  (Marigo, 2012).

## 2.2.4 La fase post-AGB

Quando la stella ha perso la maggior parte del suo involucro di H, questa subisce una riduzione del raggio mantenendo la luminosità pressoché costante (infatti la shell di H è ancora attiva), riducendosi in dimensioni e lasciando il ramo AGB: ha inizio la fase di evoluzione *post-AGB*.

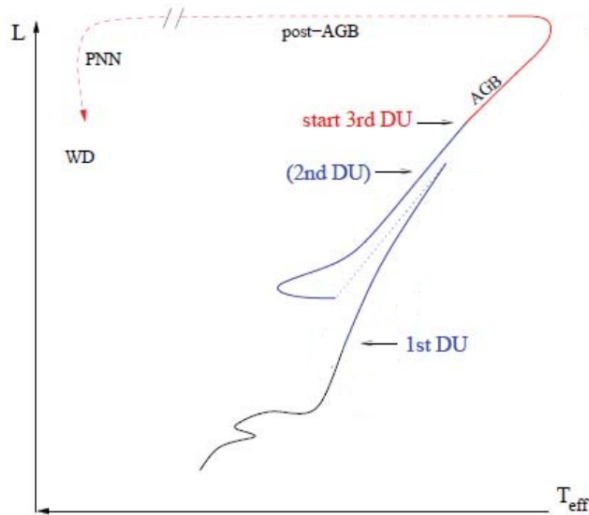


Figura 2.6: Evoluzione schematica di una stella di massa piccola, in cui sono segnate le varie fasi, fino allo stadio di nana bianca, e anche i fenomeni di dredge-up.

<sup>1</sup>Una stella al carbonio è una gigante rossa con una temperatura superficiale bassa che presenta nell'atmosfera atomi di C in numero maggiore del numero di atomi di O.

La stella evolve verso temperature effettive maggiori, seguendo un ramo per lo più orizzontale nel diagramma H-R (vedi la figura 2.6): è una fase in cui la stella rimane in completo equilibrio per circa  $10^4 yr$ . Mentre la perdita di massa continua ad agire sugli strati esterni riducendo lo spessore dell'involucro esterno, nelle zone interne la shell di H erode la base dell'involucro bruciando materiale. Non appena la temperatura effettiva supera un valore pari a 30000K, nella stella si sviluppa un vento causato dalla pressione di radiazione UV che distrugge le particelle di polvere nell'involucro circumstellare, dissociando le molecole e ionizzando il gas. Parte del guscio circostante la stella quindi è ionizzato e inizia a irradiare nelle righe di ricombinazione: la stella attraversa la fase di *Nebulosa Planetaria*. Quando la massa dell'involucro è pari a  $10^{-5} M_{\odot}$ , la shell di H finalmente si estingue, la temperatura effettiva raggiunge valori pari a  $10^5 K$  e da questo punto in poi anche la luminosità comincia a decrescere: il nucleo di C-O allora si raffredda come una *nana bianca*.

### 2.2.5 Le nane bianche

Al termine della fase TP-AGB non avvengono più reazioni nucleari e le stelle diventando delle nane bianche. Queste sono oggetti compatti formati da materia degenere, di dimensioni planetarie e di masse paragonabili a quelle del Sole.

La maggior parte delle nane bianche osservate è composta da C e O, essendo il nucleo della stella AGB da cui si è formata dopo che la stella ha subito una pesante perdita di massa. Tuttavia esistono anche nane bianche composte di He, con  $M < 0.45 M_{\odot}$  formatesi da giganti rosse che hanno subito una forte perdita di massa già lungo la fase di RGB (questa categoria di nane bianche tuttavia si pensa che sia nata dall'interazione tra le componenti di un sistema binario). Le nane bianche con  $M > 1.2 M_{\odot}$  sono composte per lo più da O-Ne-Mg, risultanti dall'evoluzione delle stelle AGB più massicce (le stelle Super-AGB) che hanno processato anche il C nel nucleo, di massa inferiore al limite di Chandrasekhar ( $\approx 1.46 M_{\odot}$ ).

La composizione chimica superficiale solitamente è completamente diversa dalla composizione nel nucleo: in generale gli elementi più pesanti si trovano nelle regioni centrali, mentre negli strati più esterni si trovano elementi leggeri, come H ed He. Per questo motivo, osservando gli spettri delle nane bianche si possono osservare o meno determinate righe spettrali: la maggior parte degli spettri sono dominati principalmente dalle righe dell'H (questi oggetti sono denominati nane DA), mentre una piccola parte presenta righe

dell'He (classificate come nane bianche DB). Esistono anche spettri che presentano righe di altri elementi, come C, metalli pesanti, HeII, oppure spettri con caratteristiche particolari, come presenza di un campo magnetico, spettri continui, variabili, o presenza di righe in emissione, che vengono identificati con sigle diverse.

Le nane bianche sono costituite da materia degenera per cui la struttura di un tale oggetto è indipendente dalle sue proprietà termiche, essendo l'equazione di stato di materia degenera indipendente dalla temperatura, ma dipendente dalla densità. Queste stelle seguono una relazione massa-raggio della forma  $R \propto M^{-1/3}$ : quando la massa si avvicina al limite di Chandrasekhar, il raggio assume valore circa nullo e gli elettroni diventano estremamente relativistici. Se questo limite viene superato, la nana bianca collassa in quanto la pressione di degenerazione non è più in grado di controbilanciare la gravità.

Nel nucleo di una nana bianca non avvengono più reazioni di fusione nucleare: se si applica il teorema del viriale a questi oggetti degeneri si ricava che la luminosità emessa deriva proprio dalla diminuzione dell'energia interna (in particolare, quella termica immagazzinata dagli ioni non degeneri). In generale, dato che per la materia degenera la temperatura si può considerare praticamente costante e che l'energia interna è  $E_{in} = c_v M T_c$ , dove  $c_v$  è il calore specifico per unità di massa, la luminosità è data da:

$$L = -\frac{dE_{in}}{dt} \propto \frac{dT_c}{dt}$$

ovvero le nane bianche evolvono per raffreddamento. Il tempo di raffreddamento segue una relazione del tipo  $\tau \equiv t - t_0 \propto \left(\frac{L}{M}\right)^{-5/7}$ , che mostra come le nane bianche più massicce evolvano più lentamente, dato che è immagazzinata più energia termica ionica. Considerando una nana bianca di  $0.6M_\odot$ , in generale secondo i modelli teorici, i tempi di raffreddamento sono dell'ordine dei Gyr, a volte anche maggiori dell'età dell'Universo, che corrispondono ad oggetti con luminosità dell'ordine di  $10^{-4}L_\odot$ . Tuttavia sono state osservate nane bianche con queste luminosità, il che significa che hanno un'età inferiore a quella dell'Universo: nella relazione tra il tempo di raffreddamento e la luminosità non si è tenuto conto della *crystallizzazione*. È quel fenomeno per cui a basse luminosità, quindi bassi valori della temperatura efficace, le interazioni elettrostatiche diventano più influenti e gli ioni si posizionano in una struttura che rilascia calore latente in un tempo-scala più lento. L'effetto principale che si riscontra (figura 2.7) è il rallentamento del tempo di raffreddamento della nana bianca.



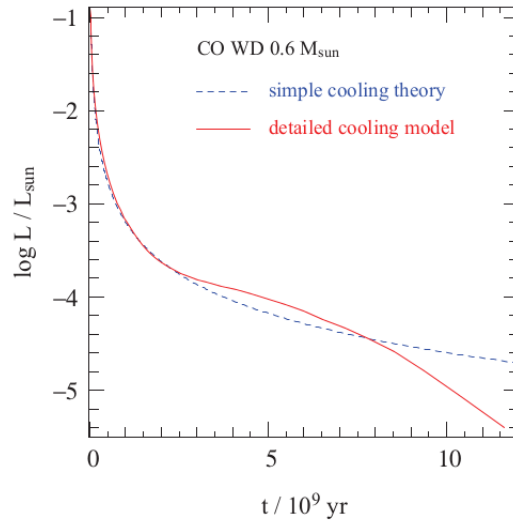


Figura 2.7: Esempio di curva di raffreddamento di una nana bianca di C-O, secondo la teoria semplificata per cui la nana bianca si raffredda per rilascio dell'energia termica ionica immagazzinata precedentemente (linea tratteggiata) e curva teorica che deriva da modelli stellari dettagliati che considerano anche effetti come la cristallizzazione.

Per quanto riguarda la distribuzione di massa delle nane bianche, la nostra attuale conoscenza si basa su un grande campione di oggetti identificati spettroscopicamente da surveys, come la PG survey (Liebert *et al.* (2005)) e la SDSS (Sloan Digital Sky Survey, Kepler *et al.* (2007)).

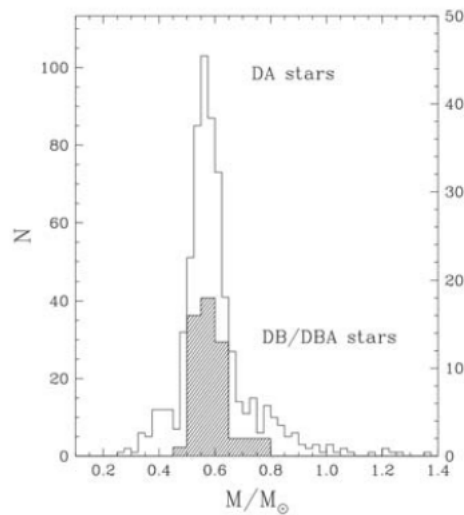


Figura 2.8: Distribuzione di massa delle nane bianche ricavata da Burgeon *et al.* (2007), in cui sono state usate per lo più nane bianche che presentano righe dell'idrogeno nello spettro (nane bianche DA) e un campione più piccolo di nane bianche con anche righe dell'elio (nane bianche DB/DBA).

In figura 2.8, è riportato un esempio di distribuzione di massa di un campione di nane bianche DA e DB/DBA, ricavata da Bergeron et al. (2007). Come si può notare, la distribuzione presenta un picco principale a massa tra  $0.55$  e  $0.6 M_{\odot}$ , un picco secondario tra  $0.3$  e  $0.4 M_{\odot}$  e una coda estesa a masse maggiori. Generalmente si usa associare al picco primario le nane bianche di C-O generate dalle stelle AGB alla fine della loro evoluzione, mentre il picco secondario è associato a nane bianche di He, generatesi in sistemi binari stretti. La coda a masse maggiori invece è associata alle nane bianche di O-Ne che si sono generate dalle stelle Super-AGB.

La distribuzione di massa può essere testata anche tramite la relazione  $M_i$ - $M_f$  semi-empirica (vedere sez. 3.3.3)

## 2.3 Le stelle Super-AGB

Le stelle Super-AGB (SAGB) sono stelle AGB massicce, con masse tipicamente di  $7 - 11 M_{\odot}$  e massa del nucleo di O-Ne fino a  $1.37 M_{\odot}$ , che bruciano anche il C. Alla fine della loro evoluzione, queste stelle possono generare nane bianche di O-Ne, se subiscono una perdita di massa forte abbastanza da strappare tutto l'involucro esterno prima che si verifichino le reazioni di cattura elettronica, oppure esplodere come Supernovæ per cattura elettronica (EC-SN), differenza che si basa soprattutto sul tasso di perdita di massa e sull'efficienza del terzo dredge-up.

In accordo con la funzione di massa iniziale di Salpeter <sup>2</sup>, le stelle SAGB rappresentano circa la metà delle stelle con massa superiore a  $7 M_{\odot}$ , ma ci sono ancora numerose incertezze circa la loro evoluzione e manca una modellistica completa (Seiss & Pumo, 2006).

### 2.3.1 Evoluzione delle stelle SAGB

L'evoluzione delle stelle SAGB segue gli stessi stadi dell'evoluzione delle stelle meno massicce fino alla fase di bruciamento dell'He: dato che hanno un nucleo con massa maggiore, la temperatura interna raggiunge valori sufficientemente alti per bruciare anche il C.

Il nucleo di C-O che si sviluppa è parzialmente degenere: grazie alla perdita di neutrini che determina un raffreddamento delle zone più centrali, i processi nucleari del C avvengono in una shell fuori-centro in un meccanismo simile al flash dell'He, ma meno violento, seguito da eventi simili di minor

---

<sup>2</sup>La funzione di massa iniziale di Salpeter mette in relazione il numero delle stelle che nascono con una determinata massa iniziale ed ha un'espressione del tipo  $N(M) \propto M^{-2.35}$

portata. Dopo aggiustamenti strutturali dovuti alla luminosità rilasciata dal flash del C, la zona in cui il C è bruciato, si sposta da questa posizione iniziale al centro del nucleo e ha inizio una fase stabile di reazioni nucleari all'interno del nucleo convettivo. Al termine di questa fase si sviluppa un nucleo di O-Ne degenere e le reazioni si arrestano: le regioni centrali allora si contraggono, con conseguente espansione degli strati circostanti. La base dell'involuppo convettivo penetra nelle regioni interne e si verifica il secondo dredge-up.

Contrariamente a quanto avviene nelle stelle AGB, la base dell'involuppo convettivo, dopo aver attraversato la shell attiva di H, raggiunge la shell di He e di conseguenza si possono osservare nella composizione chimica superficiale tracce di  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  e  $^{13}\text{C}$ . Oltre al dredge-up nelle stelle SAGB si verifica anche un fenomeno noto come *dredge-out*, processo contrario al dredge-up durante il quale si sviluppa nella shell di He una zona convettiva che trasporta materiale prelevato dal nucleo verso gli strati sovrastanti e cresce in massa, fondendosi poi con questi strati, con conseguente decrescita della massa del nucleo ( $\simeq 1M_{\odot}$ ) (Seiss & Pumo, 2006).

In generale, le stelle SAGB sono più luminose ed estese delle stelle AGB: questo perché sviluppano alla fine della fase di bruciamento del C un nucleo di O-Ne parzialmente degenere più massiccio. Per la degenerazione, il nucleo è più compatto e quindi esercita una forza gravitazionale maggiore sull'involucro esterno, che risulta più sottile e più caldo, da cui la luminosità più elevata.

Dopo il dredge-up, la stella sperimenta anche l'HBB: questo processo avviene nella shell abbastanza sottile ancora attiva (alcuni modelli suggeriscono uno spessore pari a  $10^{-5}M_{\odot}$ ) e il cui effetto principale si riflette nelle variazioni della composizione chimica superficiale. Vengono prodotti principalmente  $^{14}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  e  $^{26,27}\text{Al}$ . Per la sua struttura interna, una stella SAGB è più calda e questo fa sì che avvengano reazioni nucleari del Ne e del Mg, ma favorisce anche un HBB più efficiente (Seiss & Pumo, 2010).

Così come le stelle AGB attraversano una fase in cui subiscono numerosi puls termici, anche le stelle SAGB attraversano una fase simile in cui la shell attiva di He sperimenta delle instabilità ricorrenti, fase nota come Thermally-Pulsing Super-AGB (TP-SAGB).

La fase TP-AGB e la TP-SAGB, tuttavia, presentano delle differenze, soprattutto riguardo la frequenza e l'intensità dei puls termici, che sono più corti e deboli di quelli delle stelle AGB. Quantitativamente dal modello di una stella di  $10.5M_{\odot}$ , ad esempio, si trova che questa subisce fino a 1000 puls della durata di 0.2 yr ciascuna rispetto a quanto trovato per un modello di  $5M_{\odot}$  in cui un pulso dura dai 10 ai 20 yr e sono molto meno frequenti.

I modelli stellari suggeriscono che maggiore è l'efficienza dell'HBB, maggiore è la perdita di massa data la maggiore luminosità generata nell'inviluppo, e quindi questo favorisce che si formino più nane bianche di O-Ne. Altro fattore materia di dibattito è il fenomeno del terzo dredge-up, che in alcuni modelli non è previsto, mentre in altri si verifica (Seiss & Pumo, 2010).

## Capitolo 3

# La relazione massa iniziale-finale semi-empirica

La relazione massa iniziale-finale lega la massa della stella di sequenza principale  $M_i$ , con la massa della nana bianca che si genera alla fine della sua evoluzione,  $M_f$ .

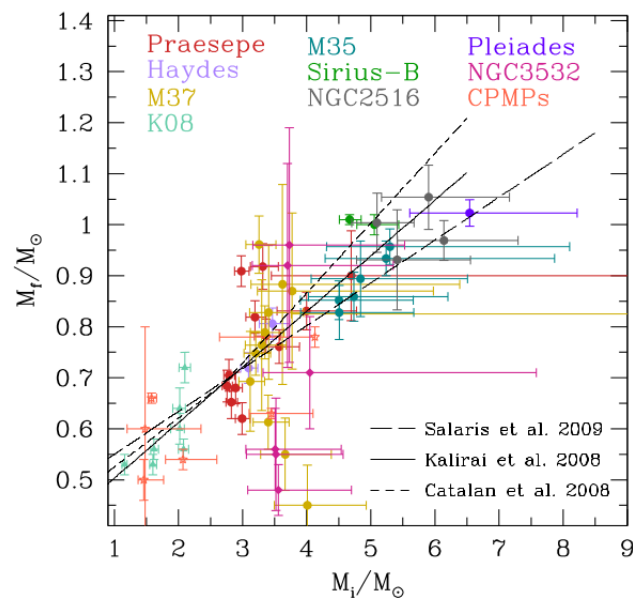


Figura 3.1: Interpolazione lineare della relazione semi-empirica ricavata da Salaris *et al.* (2009), Kalirai *et al.* (2008) e Catalán *et al.* (2008) dallo studio di nane bianche di vari ammassi aperti.

La figura 3.1 mostra alcuni esempi di relazione  $M_i$ - $M_f$  semi-empirica ricavati dall'analisi di circa 60 nane bianche per lo più appartenenti ad ammassi aperti, riportati in alto, estesa anche anche nel range di masse piccole

( $M_i < 2.5M_\odot$ ) ricavata da diversi autori [Salaris et al. (2009), Catalán et al. (2008), Kalirai et al. (2008)]. Come si può notare dalla figura, esiste una buona correlazione positiva tra la  $M_f$  e la  $M_i$ , ovvero la relazione sembra suggerire che nane bianche più massicce siano state generate dalle stelle di sequenza principale più massicce. Tuttavia le relazioni mostrano andamenti diversi per i vari autori, dovuto soprattutto al fatto che le calibrazioni della relazione  $M_i$ - $M_f$  sono state svolte utilizzando diversi modelli teorici e codici di evoluzione stellare, che portano a diversi risultati e gradi di incertezze.

I metodi per dare una stima della relazione  $M_i$ - $M_f$  che si basano sull'utilizzo del minor numero di assunzioni possibile, sono quelli che usano le nane bianche appartenenti ad ammassi aperti. La ragione principale dell'utilizzo di questi oggetti è che di questi si può definire l'età totale e la metallicità originale, e inoltre si possono trovare numerosi oggetti (Catalán, 2008). Recentemente lo studio è stato esteso anche a nane bianche appartenenti ad ammassi vecchi, il che ha permesso di ampliare l'intervallo di validità della relazione anche alle stelle di massa piccola (Kalirai et al., 2008). Lo stesso risultato si può ottenere considerando coppie di nane bianche di moto proprio comune (Catalán et al., 2008).

Nel corso degli anni inoltre il materiale osservativo a disposizione è notevolmente aumentato, permettendo così non solo di analizzare più ammassi, ma anche di ridurre gli errori intrinseci associati alla determinazione delle masse delle nane bianche. Ma sono gli errori sistematici associati ai modelli e alla teoria di evoluzione stellare che aumentano il grado di incertezza della relazione semi-empirica.

### 3.1 Determinazione della massa finale e della massa iniziale

Il metodo più comune utilizzato per determinare la massa finale della nana bianca e la massa iniziale della stella di sequenza principale si basa sull'utilizzo di parametri stellari ricavati via spettroscopica, modelli di raffreddamento delle nane bianche, isocrone <sup>1</sup> e tracce evolutive dei progenitori.

---

<sup>1</sup>Un'isocrona rappresenta il luogo dei punti che una popolazione stellare forma nel diagramma H-R quando le stelle che la compongono hanno tutte la stessa età, quindi si sono formate nello stesso momento, come accade per le stelle di ammassi globulari. Dalle interpolazioni delle relazioni  $L(M,t)$  e  $T_{\text{eff}}(M,t)$  fornite dalle tracce evolutive stellari, si ricavano gli andamenti di luminosità e temperatura effettiva in funzione della massa, per un'età fissata.

Per definire la relazione  $M_i$ - $M_f$ , una volta identificate le nane bianche in un particolare ammasso globulare, si ricavano dall'analisi spettroscopica stime dell'accelerazione gravitazionale superficiale ( $g$ ) e della temperatura effettiva ( $T_{\text{eff}}$ ) per ognuna. Per una data coppia  $g - T_{\text{eff}}$ , utilizzando modelli teorici di nane bianche, si ricavano la  $M_f$  e l'età  $t_{\text{cool}}$ , ovvero il tempo lungo la sequenza di raffreddamento.

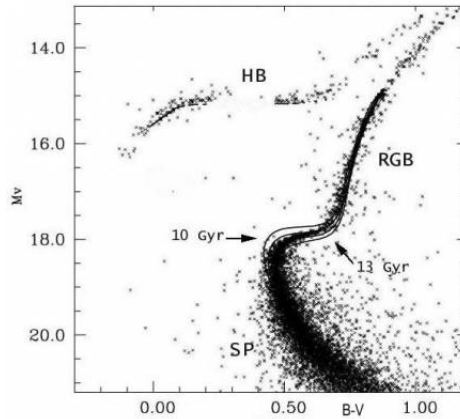


Figura 3.2: Esempio di interpolazione di diverse isocrone (linee solide) sul diagramma colore-magnitudine di un ammasso, per trovare l'età a cui corrisponde la luminosità di turn-off e avere una stima dell'età dell'ammasso.

Sovrapponendo isocrone teoriche indipendenti al diagramma colore-magnitudine dell'ammasso, in modo da far combaciare i punti di turn-off che corrispondono ai punti in cui le stelle abbandonano la sequenza principale (come in figura 3.2), si ricava l'età dell'ammasso,  $t_{\text{clus}}$ .

La differenza tra  $t_{\text{clus}} - t_{\text{cool}}$  definisce l'età del progenitore della nana bianca considerata,  $t_{\text{prog}}$ , ovvero il tempo trascorso tra la sequenza principale e l'inizio del raffreddamento della nana bianca. Usando poi le relazioni massa-età ricavate dai modelli teorici di evoluzione stellare, si ricava la massa iniziale  $M_i$  direttamente da  $t_{\text{prog}}$ .

### 3.1.1 Incertezze legate alla massa della nana bianca

Per derivare la massa finale si utilizzano parametri atmosferici, in particolare la  $g$  e la  $T_{\text{eff}}$ , ricavati dall'analisi delle righe spettrali. In seguito, grazie all'uso di modelli teorici e isocrone, si ricava dagli stessi parametri l'età di raffreddamento (spesso però i valori dei parametri atmosferici e i relativi errori associati sono stati ricavati da altri autori). Le principali fonti di errori associati alla misura della  $M_f$  sono soprattutto le incertezze osservative e le

incertezze sistematiche derivanti dalle sequenze di raffreddamento delle nane bianche. In particolare queste differenze nascono dai diversi input fisici considerati, ad esempio diversi tassi di perdita di energia per opera dei neutrini, diverse opacità del nucleo di C-O quindi diversa composizione chimica del nucleo, e incertezze legate allo spessore dello strato di H. Tuttavia confrontando le stime delle masse ottenute con i diversi codici, si è visto le incertezze della  $M_f$  sono dominate da quelle osservative, numericamente dell'ordine di  $0.1 - 0.2M_\odot$  (Salaris *et al.*, 2009)

### 3.1.2 Incertezze legate alla massa del progenitore

Per quanto riguarda invece la stima della  $M_i$  (che discende direttamente dal valore di  $t_{\text{prog}}$ ), le incertezze ad esse associate sono per lo più dovute alle incertezze dell'età dell'ammasso e all'età di raffreddamento della nana bianca, che si ricavano utilizzando diversi modelli ed isocrone stellari. È emerso che ad esempio il  $t_{\text{clus}}$  ricavato da modelli che non prevedono l'overshooting assume un valore minore rispetto a quello stimato da modelli che invece considerando questo fenomeno, portando così a una stima minore del valore di  $t_{\text{prog}}$  e conseguentemente una maggiore  $M_i$ . L'età del progenitore si ricava considerando anche l'età di raffreddamento della nana bianca, che dipende da parametri propri della nana bianca, come ad esempio lo spessore dello strato di H. Considerando però valori dello spessore nell'intervallo  $10^{-4} - 10^{-9}M_\odot$  previsto dalla modellistica attuale, si è trovato che le differenze nelle età di raffreddamento non eccedono l'11% in entrambi i casi e sono circa il 7% per le stelle con massa finale pari a  $0.6M_\odot$  e ancora minori per stelle più massicce. Inoltre un altro fattore che influisce sulla stima della  $M_i$  è la metallicità, ovvero a diverse metallicità, fissato un valore di  $t_{\text{prog}}$ , possono corrispondere diverse  $M_i$ . In generale quindi le stime delle incertezze della massa iniziale solo legate soprattutto ai modelli utilizzati, che possono generare errori dell'ordine di qualche  $M_\odot$ , soprattutto nelle stelle più massicce (vedi la figura 3.3). Per ovviare al problema delle incertezze legate ai diversi codici evolutivi, per ottenere il maggiore grado di consistenza possibile è conveniente utilizzare gli stessi modelli e isocrone per ricavare le varie età e quindi la  $M_i$  (Salaris *et al.*, 2009).

## 3.2 Esempio di relazione semi-empirica

In figura 3.3 è mostrata la relazione semi-empirica ricavata da Salaris *et al.* (2009), utilizzando diversi modelli di evoluzione stellare, sia quelli che prevedono l'overshooting sia quelli che lo escludono, ed isocrone. Le barre



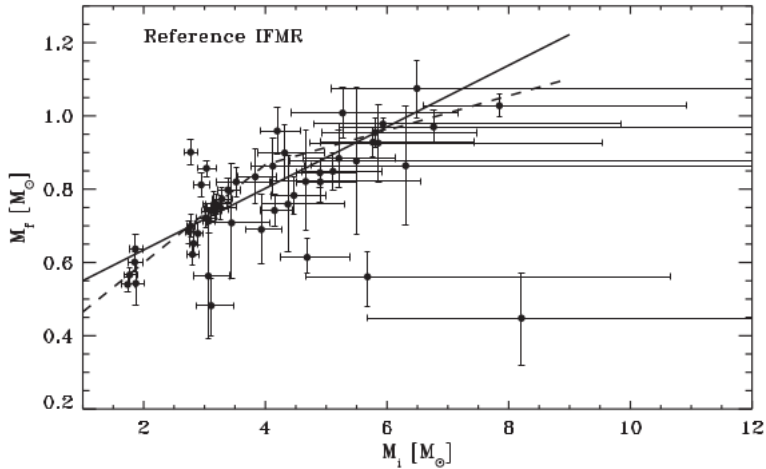


Figura 3.3: Relazione semi-empirica ricavata da Salaris et al. (2009), usando modelli di raffreddamento delle nane bianche di Salaris (2000), modelli di evoluzione stellare delle stelle di sequenza principale considerando l'overshooting e isocrone dalla sequenza principale alla fase AGB di Pietrinfermi et al. (2004).

d'errore indicate considerando tutte le incertezze legate agli errori associati alle stime di  $g$  e  $T_{eff}$  della nana bianca ed anche al valore della metallicità dell'ammasso che influisce soprattutto sulla distanza e sulle isocrone usate per definire l'età. Ma potrebbe esistere anche una dispersione intrinseca, dovuta al fatto che stelle con la stessa massa e la stessa metallicità possono sperimentare perdite di massa con efficienze notevolmente diverse oppure dovuta ad altre proprietà individuali delle stelle in considerazione.

Analiticamente la relazione è ben descritta da una funzione lineare (linea solida) se si fa riferimento ai semplici dati osservativi, mentre se si considerano anche i modelli teorici, allora la relazione può essere interpolata con una funzione a tratti (linea tratteggiata), che prevede un primo cambio di pendenza a  $4M_{\odot}$ . Questo fatto si può spiegare considerando che i modelli di evoluzione stellare prevedono che solo stelle con queste masse sperimentano il secondo dredge-up durante gli stadi iniziali della fase AGB, il cui effetto principale è la forte riduzione della massa del nucleo, che non eccede le  $1.0 - 1.1M_{\odot}$  (vedi figura 2.4) (Salaris, 2009).

Nonostante sia chiaro come la relazione  $M_i$ - $M_f$  abbia un andamento monotono, con stelle di sequenza principale che generano nane bianche più massicce, e che le stelle con massa fino alla massa limite  $M_{up}$  sviluppino nuclei degeneri (di CO per le stelle AGB e di O-Ne per le stelle SAGB) con masse al di sotto della massa limite di Chandrasekhar, ci sono ancora molti dubbi su vari aspetti della relazione, ad esempio come essa dipenda dalla metallicità,

o il cambio di pendenza che subisce. In generale quello che si ottiene è che per quanto riguarda le masse delle nane bianche, gli errori associati sono per lo più dovuti ad incertezze osservative, mentre per quanto riguarda la loro età di raffreddamento, nella maggior parte dei casi, questa deriva soprattutto dall'uso di diversi insiemi di modelli teorici di evoluzione stellare e sequenze di raffreddamento. Questo implica che ogni indeterminazione nel valore di  $M_f$  si riflette anche nelle incertezze della  $M_i$  associata, anche se non si può capire se questo dipenda dalle differenze dei modelli, da variazioni da stella a stella della quantità totale di massa persa nel corso dell'evoluzione, quindi dai diversi meccanismi che caratterizzano perdita di massa, oppure se queste incertezze derivino da proprietà diverse di ogni singola stella.

# Capitolo 4

## La relazione massa iniziale-finale teorica

La relazione  $M_i$ - $M_f$  semi-empirica, ricavata da dati osservativi e con l'utilizzo di modelli di evoluzione stellare, è rappresentata da una funzione monotona crescente. È chiaro come la relazione derivi da una complessa combinazione di tutti i fenomeni che hanno luogo durante l'evoluzione delle stelle prese in considerazione, specialmente quelli durante la fase AGB come il terzo dredge-up e la perdita di massa. Tuttavia è ancora materia di dibattito come questi fenomeni dipendano dai parametri stellari quali massa e metallicità e di come questi influenzino il valore della massa della nana bianca finale. Inoltre è pressoché impossibile analizzare gli effetti dei processi presi singolarmente, quindi solitamente si ricavano solo dipendenze generali (Marigo, 2012).

### 4.1 Dipendenza dal terzo dredge-up

Una delle dipendenze principali della relazione massa iniziale-finale è il fenomeno del *terzo dredge-up*, evento che si verifica durante la fase TP-AGB e i cui effetti principali sono la crescita della massa del nucleo di CO e la comparsa nella composizione chimica superficiale di elementi prodotti dalle reazioni nucleari dell'He.

#### 4.1.1 L'efficienza del terzo dredge-up

Un parametro molto importante che descrive l'andamento della crescita della massa del nucleo è l'efficienza rappresentata dal parametro  $\lambda = \Delta M_{\text{du}}/\Delta M_c$ ,

ovvero il rapporto tra la massa prelevata dal dredge-up e l'aumento della massa del nucleo durante la fase stabile tra i puls termici.

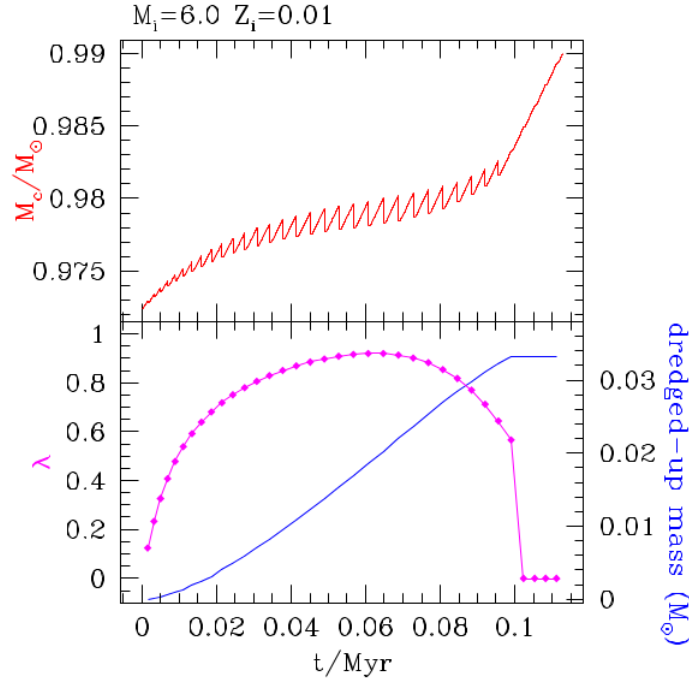


Figura 4.1: Evoluzione della massa del nucleo durante la fase TP-AGB di una stella di massa intermedia. Pannello in alto: tipico andamento della crescita della massa del nucleo dovuto ai numerosi eventi di dredge-up che avvengono a ogni ciclo di pulsazione termica. Pannello in basso: evoluzione del parametro di efficienza del terzo dredge-up e massa totale del dredge-up. (Marigo, 2012).

Nella figura 4.1 è descritta l'evoluzione della massa del nucleo: nel pannello in alto è riportato il tipico andamento dentellato durante tutta la fase TP-AGB, dove ogni salto corrisponde a un pulso termico, mentre, nel pannello in basso, sono riportati i valori del parametro  $\lambda$  corrispondenti a ogni evento di dredge-up (traccia magenta) e come la massa del dredge-up aumenta durante l'evoluzione, fino a raggiungere un valore costante (traccia blu) alla fine di questa fase evolutiva.

Ogni volta che si verifica un evento di dredge-up con una certa efficienza  $\lambda$ , la massa del nucleo viene ridotta di una quantità pari a  $\lambda \Delta M_c$ . Il parametro  $\lambda$  aumenta da un pulso all'altro fino a che raggiunge un valore  $\lambda_{\max}$ , vicino all'unità, a significare che l'aumento della massa del nucleo si arresta, quando la fase TP-AGB si conclude, e questo determina la massa della nana bianca generata.

Nonostante sia un parametro estremamente importante, il valore di  $\lambda$  e la sua dipendenza da parametri stellari, come la massa della stella e la sua

metallicità, sono soggetti a grandi incertezze. C'è un generale accordo in letteratura nel predire un valore più eterogeneo per le stelle di massa più piccola e  $\lambda = 1$  per le stelle AGB più massicce ( $M_i > 3 - 4M_\odot$ ). Questo implica un piccolo se non trascurabile incremento della massa del nucleo durante la fase TP-AGB, che si traduce nel fatto che la massa della nana bianca rimanente coincide praticamente con la massa del nucleo dopo il secondo dredge-up (Marigo, 2013).

Il secondo effetto importante del terzo dredge-up è la variazione della composizione chimica superficiale dovuto alla penetrazione della base dell'inviluppo convettivo nella regione tra le due shells, che porta in superficie i prodotti delle reazioni dell'He. In particolare aumenta la concentrazione di C: questo causa un aumento del rapporto C/O della superficie e non appena  $C/O > 1$ , anche l'opacità dell'atmosfera aumenta, risultando in una minore temperatura superficiale e quindi aumento del tasso di perdita di massa causato dal vento di particelle. La conseguenza netta è una riduzione della durata della fase TP-AGB e una minore crescita della massa del nucleo rispetto a quella predetta se non si considera l'aumento dell'opacità per aumento dell'abbondanza del C (Kalirai, 2014).

#### 4.1.2 Le influenze sulla relazione teorica

Più è efficiente il terzo dredge-up, minore sarà l'incremento della massa del nucleo durante la fase TP-AGB. Al limite, quando  $\lambda \approx 1$ , la massa finale corrisponde con la massa del nucleo al primo pulso termico. Nella figura 4.2, si può notare come la relazione  $M_i$ - $M_f$  sembra supportare un modesto aumento della massa del nucleo durante la fase TP-AGB: se si considera il modello secondo cui non avviene il terzo dredge-up ( $\lambda = 0$ ), la relazione cade fuori dalla zona di validità della relazione semi-empirica (zone colorate), prevedendo che le stelle di massa intermedia raggiungano la massa limite di Chandrasekhar ed esplodano come SN  $I_{1/2}$ <sup>1</sup>. Al contrario i modelli di evoluzione stellare AGB attuali, che prevedono il verificarsi del terzo dredge-up con una certa efficienza ( $\lambda \approx 0.65 - 0.7$ ), predicono valori della massa del nucleo all'inizio della fase TP-AGB che cade nella  $\Delta M_f$  osservata della relazione semi-empirica (Marigo, 2012).

La relazione massa iniziale-finale, insieme ai dati osservativi, supporta modelli di evoluzione stellare che prevedono eventi di dredge-up che influen-

---

<sup>1</sup>Si pensa che le SN  $I_{1/2}$  si generino per esplosione termonucleare da nane bianche di CO che riescono a raggiungere la massa limite di Chandrasekhar pur non trovandosi in un sistema binario stretto (SupernovæIa). Tale scenario appare poco probabile sulla base di evidenze osservative e indicazioni dalla modellistica più recente.

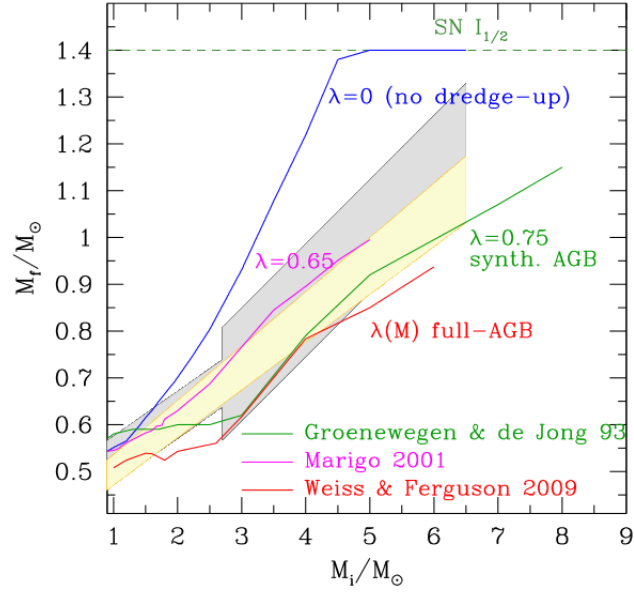


Figura 4.2: Dipendenza della relazione massa iniziale-finale dall'efficienza del terzo dredge-up descritta da vari autori, rispetto al range di massa di validità della relazione. (Marigo, 2012)

zano la massa del nucleo e quindi le masse delle nane bianche che si generano alla fine dell'evoluzione. Tuttavia mancando un'appropriata descrizione fisica di vari aspetti degli stadi finali dell'evoluzione AGB, come appunto quella del terzo dredge-up, i vincoli posti alla relazione teorica  $M_i$ - $M_f$  sono ancora soggetti ad alti gradi di incertezze.

## 4.2 Dipendenza dalla perdita di massa

La perdita di massa è un fenomeno molto importante per le stelle AGB, in quanto determina la massa della nana bianca rimanente, insieme all'azione del terzo dredge-up e dei venti stellari che sollevano il materiale degli strati esterni.

I meccanismi della perdita di massa tuttavia non sono ancora completamente noti dal punto di vista fisico. Lo scenario più accreditato sembra essere proprio la combinazione delle pulsazioni dinamiche sperimentate dalla stella, a seguito delle quali si creano i grani di polvere, e la pressione di radiazione che agisce su di essi. Nel corso degli anni sono state avanzate molte ipotesi e realizzati numerosi modelli per capire quali siano i meccanismi dominanti responsabili della perdita di massa nelle stelle AGB ed è proprio nel comprendere questi meccanismi di base che si cela la chiave per capire tutto il fenomeno.

### 4.2.1 Il meccanismo base della perdita di massa

Confrontando i venti di altre stelle, quelli delle stelle AGB risultano essere piuttosto lenti, con velocità pari a  $10-20 \text{ km/s}$ , ma il tasso di perdita di massa, al contrario, assume valori alti, tipicamente intorno a  $10^{-4} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ .

In generale, il meccanismo di base prevede che ci sia una lievitazione dell'atmosfera: le pulsazioni di tipo radiale sperimentate dalla stella nel corso della fase AGB, producono moti su larga scala degli strati più esterni, creando un fenomeno simile all'onda d'urto. Al passaggio del fronte dell'onda, il gas è compresso, riscaldato e trasportato verso l'esterno: eventualmente la temperatura di questo gas si riduce per raffreddamento radiativo, risultando in un guscio relativamente freddo e denso in moto verso l'esterno. Se non si formano polveri, questo moto raggiunge un punto stazionario e ritorna alla sua posizione originale; ma se le condizioni sono sufficientemente favorevoli con densità elevate a temperature basse, si formano i grani di polvere. Le particelle solide hanno coefficienti di assorbimento maggiori rispetto a quello del gas da cui si formano, quindi risentono di una pressione di radiazione maggiore. Iniziano così a muoversi verso l'esterno trascinando con loro anche le particelle di gas circostante per trasporto di momento tramite collisioni gas-granello di polvere. Durante questa fase di accelerazione, si verifica un'ulteriore crescita delle polveri in un ambiente in cui la densità sta diminuendo, portando la condensazione a fermarsi anche prima che tutto il

materiale disponibile alla condensazione possa essere esaurito. Il grado finale di condensazione, considerando anche i parametri stellari determina la velocità finale del vento stellare.

I modelli esistenti di venti spinti dalle polveri generati da stelle AGB pulsanti predicono valori del tasso di perdita di massa e di velocità dei venti comparabili con quanto misurato nelle osservazioni, il tutto confermato anche da calcoli numerici dettagliati. Inoltre questo scenario è diventato sempre più solido grazie ai progressi nelle tecniche di osservazione che permettono di accedere anche alle regioni dello spettro non raggiungibili dal suolo (Gustafsson & Höfner).

## 4.2.2 Effetti sulla relazione teorica

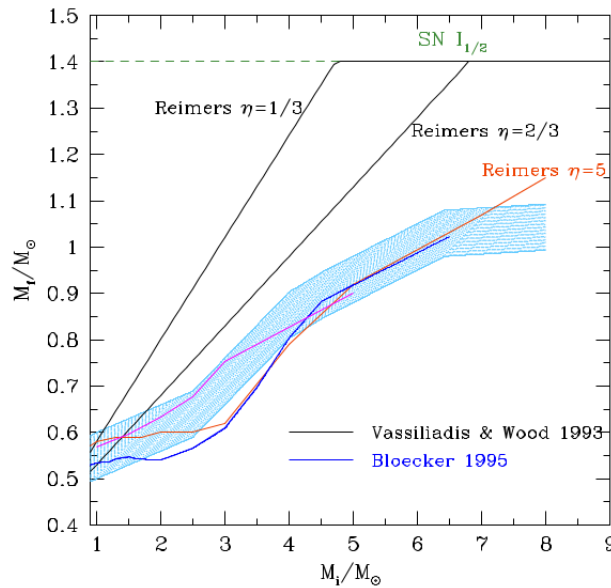


Figura 4.3: Dipendenza della relazione massa iniziale-finale dal fenomeno della perdita di massa considerando varie leggi che la descrivono.

Maggiore è il tasso di perdita di massa, minore è la durata della fase TP-AGB e quindi minore è la massa della nana bianca rimanente. Innanzitutto si vede dalla figura 4.3 che considerando la legge di Reimers <sup>2</sup>, usata per descrivere la perdita di massa delle stelle nella fase RGB (tipicamente con un

$${}^2\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \eta \frac{L}{L_{\odot}} \frac{R}{R_{\odot}} \frac{M_{\odot}}{M} M_{\odot}/yr$$



valore del parametro  $\eta$  pari a 0.3-0.4), se applicata alla fase AGB porterebbe al risultato che le stelle di massa intermedia esploderebbero come SN I<sub>1/2</sub>. Dai modelli di evoluzione AGB sintetici si è ricavato che sarebbe necessario un parametro  $\eta = 5$  per far combaciare la relazione massa iniziale-finale semi-empirica con quanto previsto se applicata la legge di Reimers, provando che questa legge non è adatta a descrivere questo fenomeno nella fase AGB.

Nel corso degli anni tuttavia sono state proposte varie leggi per cercare di descrivere la perdita di massa, ma mancando un'adeguata descrizione fisica dei meccanismi che la caratterizzano, i risultati ottenuti sono ancora incerti e materia di dibattito. Da figura si nota come le leggi di Vassiliadis & Wood(1993) sulla perdita di massa calibrata sulle stelle AGB pulsanti e la legge di Bloeker (1995) sulla perdita di massa causata da venti spinti dalla pressione di radiazione che agisce sulle particelle di polvere, hanno un migliore accordo con la relazione, rientrando nell'intervallo di validità della relazione semi-empirica (Marigo, 2012).

Così come per il terzo dredge-up, anche nel caso della perdita di massa sono necessarie nuove indagini e nuovi modelli di evoluzione stellare per capire a fondo i meccanismi base che li descrivono e quindi ridurre il grado di incertezza, ottenendo vincoli più solidi sulla relazione massa iniziale-finale teorica.

## 4.3 Altri risultati

Oltre alla perdita di massa e al terzo dredge-up, ci sono altre proprietà stellari che influiscono sulla calibrazione della relazione massa iniziale-finale teorica.

### 4.3.1 La metallicità

È un risultato solido dell'evoluzione stellare che le stelle entrano nella fase TP-AGB con masse dei nuclei maggiori al diminuire del valore della metallicità  $Z$ , come conseguenza della precedente fase di bruciamento di He (Marigo, 2013). Come la metallicità influisca sulla forma della relazione teorica è il risultato della dipendenza di tutti i processi che intervengono nell'evoluzione stellare, anche se manca una descrizione completa.

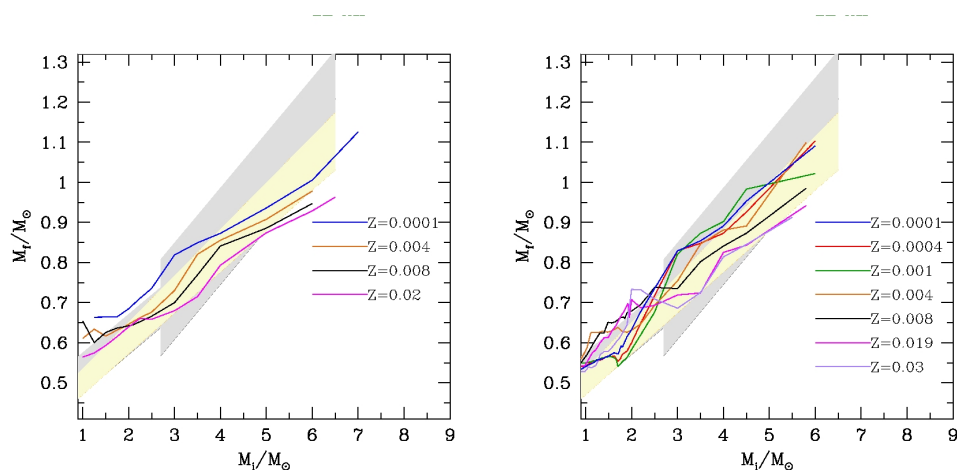


Figura 4.4: Dipendenza della relazione  $M_i$ - $M_f$  predetta dalla metallicità per Karakas *et al.*, 2002 (pannello di sinistra) e per Marigo & Girardi, 2007 (pannello di destra).

In generale però quello che emerge è che variano le forme della relazione a diversi valori di  $Z$ , ma tutte le parametrizzazioni semi-empiriche trovate cadono nell'intervallo di valori coperti dalle osservazioni. La figura 4.4 riporta i risultati ottenuti da Karakas *et al.*, 2002 (pannello di sinistra) e di Marigo & Girardi, 2007 (pannello di destra). Il primo pannello rappresenta una prova di come al diminuire della metallicità ci si aspettano nane bianche di CO più massicce (infatti al diminuire della metallicità aumenta la massa del nucleo al primo pulso termico e diminuisce il tasso della perdita di massa), mentre nel secondo si può osservare come la dipendenza della relazione da  $Z$  non sia monotona su tutto l'intervallo di massa considerato. In generale però si osserva anche come sotto a un certo valore di massa (nel pannello di

destra, vale circa  $2.5M_{\odot}$ ), l'andamento della relazione sia meno lineare che a valori di massa maggiore. Questo è dovuto probabilmente ai diversi codici di evoluzione stellare utilizzati e differenze soprattutto nella descrizione della perdita di massa utilizzata e anche del terzo dredge-up (Marigo, 2013).

La dipendenza della relazione  $M_i$ - $M_f$  per le nane bianche di O-Ne (generate dalle stelle SAGB) è rappresentata nella figura 4.5 ricavata da simulazioni condotte da Seiss & Pumo, 2010.

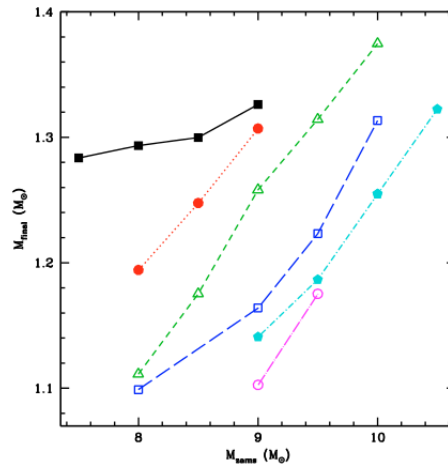


Figura 4.5: Stime delle relazioni massa iniziale-finale ottenute tramite modelli di stelle SAGB a diverse metallicità (Seiss & Pumo, 2010).

Ciò che si nota è la forte dipendenza della massa finale (in ordinata) dalla metallicità (diversi colori per i diversi valori di  $Z$ ), per una data massa iniziale (in ascissa). Al diminuire della  $Z$ , il valore della  $M_f$  aumenta: infatti le stelle SAGB a metallicità minori sviluppano nuclei convettivi più massicci durante la fase di bruciamento dell'He (così come per le stelle AGB).

Inoltre bisogna anche considerare che il valore della massa finale dipende dalla perdita di massa e da come vengono trattati fenomeni di mescolamento, quindi in generale dipende dai modelli utilizzati (Seiss & Pumo, 2010).

### 4.3.2 La distribuzione di massa delle nane bianche

Esiste una dipendenza anche tra la relazione  $M_i$ - $M_f$  semi-empirica e la distribuzione di massa delle nane bianche (vedi sez. 2.3.5). In generale, dai dati osservativi raccolti da surveys come ad esempio la SDSS (vedi figura 2.8), si evince che le nane bianche più diffuse (quelle di CO) hanno una massa che si aggira attorno alle  $0.6M_{\odot}$ , mentre quelle a masse minori sono associate

alle nane bianche He e quelle più massicce sono le nane bianche O-Ne. Dallo studio di Catalán et al. (2008), si è ricavata la seguente figura:

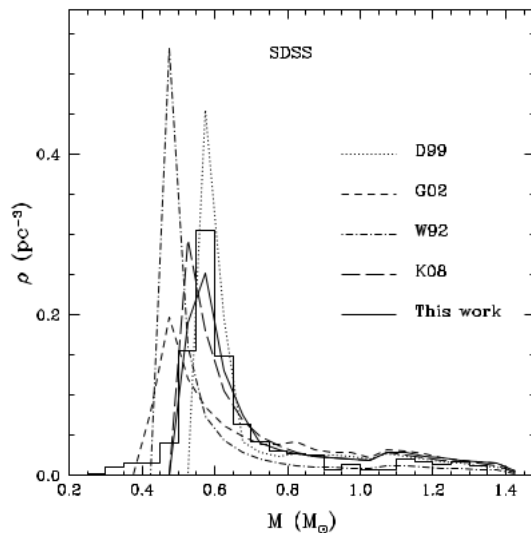


Figura 4.6: Confronto realizzato da Catalán et al. (2008) tra la distribuzione di massa di nane bianche ottenuta con la SDSS (istogramma) e con quelle ottenute con le diverse relazioni empiriche, in particolare Dominíguez et al., 1999 (D99), Girardi et al. 2002 (G02), Wood 1992 (W92), Kalirai et al. 2008 (K08).

Come si può notare, c'è un buon accordo per quanto riguarda il picco principale tra la distribuzione della SDSS e da quanto predetto dalle relazioni semi-empiriche ricavate da Catalán et al (2008) (C08) e da D99 (vedi didascalia), mentre le altre relazioni prevedono picchi massimi a valori di massa minori di  $0.6M_{\odot}$ . Inoltre bisogna notare che alcune relazioni non prendono in considerazione le nane bianche di massa piccola, ovvero quelle di He, mentre tutte ed anche la distribuzione della SDSS considerano le nane bianche massicce di O-Ne.

Questo risultato mette in luce come la validità delle relazioni semi-empiriche che legano la massa della nana bianca alla massa del progenitore, può essere testata confrontando la distribuzione di massa delle nane bianche ricavata da surveys indipendenti. Il fatto che alcune relazioni riproducano meglio i dati osservativi rispetto ad altre, probabilmente, è dovuto all'utilizzo di modelli di evoluzione stellare diversi tra loro. Le incertezze legate soprattutto alle diverse descrizioni dei fenomeni che entrano in gioco nell'evoluzione stellare, soprattutto dredge-up e perdita di massa, si riflettono nelle stime delle masse delle stelle di sequenza principale da cui le nane bianche si generano, e inevitabilmente si ripercuotono nelle incertezze della relazione massa iniziale-finale.

# Elenco delle figure

2.1	Masse di transizione . . . . .	3
2.2	Traccia evolutiva di una stella di $1M_{\odot}$ . . . . .	6
2.3	Traccia evolutiva di una stella di $5M_{\odot}$ . . . . .	8
2.4	Diminuzione della massa del nucleo per effetto del secondo dredge-up . . . . .	11
2.5	Ciclo di un pulso termico durante la fase TP-AGB . . . . .	12
2.6	Evoluzione schematica di una stella di massa piccola . . . . .	14
2.7	Esempi di curve di raffreddamento di una nana bianca di C-O . . . . .	17
2.8	Distribuzione di massa delle nane bianche . . . . .	17
3.1	Relazione massa iniziale-finale di stelle di massa piccola e intermedia . . . . .	21
3.2	Esempio di interpolazione di isocrone sul diagramma colore-magnitudine di un ammasso globulare . . . . .	23
3.3	Relazione massa iniziale-finale semi-empirica di Salaris (2009) . . . . .	25
4.1	Evoluzione della massa del nucleo durante la fase TP-AGB . . . . .	28
4.2	Dipendenza dal terzo dredge-up . . . . .	30
4.3	Dipendenza della relazione massa iniziale-finale teorica dalla perdita di massa . . . . .	32
4.4	Dipendenza della relazione massa iniziale-finale dalla metallicità per diversi autori . . . . .	34
4.5	Relazione massa iniziale-finale delle stelle SAGB . . . . .	35
4.6	Distribuzione di massa delle nane bianche confrontata con relazioni semi-empiriche massa iniziale-finale . . . . .	36

# Bibliografía

- [1] Catalán, S., Isern, J., García-Berro, E., Ribas, I. 2008, MNRAS, 387, 1693
- [2] Catalán, S., Isern, J., García-Berro, E., Ribas, I., Allende Prieto, C., & Bonanos, A. Z. 2008, A&A 477, 213
- [3] B. Gustafsson, S. Höfner in *Asymptotic Giant Branch stars*, H. J. Habing e H. Olofsson pag. 149, 2004
- [4] Kalirai, J.S. , Hansen, B. M. S., Kelson, D. D., Reitzel, D. B., Rich, R. M., & Richer, H. B. 2008, ApJ, 676,594
- [5] Kalirai, J.S. , Marigo, P. , Tremblay, P.E. , 2014, ApJ, 782, 17
- [6] Marigo, P. 2012, in IAU Symp.283, 2011 Planetary Nebulae: An Eye to the Future, ed. A.Manchado, L. Stanghellini & D. Schönberner (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 87
- [7] Marigo, P. 2013, in IAU Symp.281, 2011 Binary Paths to Type Ia Supernovæ Explosions, ed. R. Di Stefano, M. Orio, & M. Moe, 36
- [8] Salaris, M. , Serenelli, A. , Weiss, A. , Bertolami, M. 2009, ApJ, 692, 1013
- [9] Seiss, L., 2010 A&A 512, A10
- [10] Seiss, L., Pumo, M.L., 2006 Mem. S.A.It. Vol. 77, 822
- [11] Weidemann, V., 2000 A&A 363, 647