

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"
Corso di Laurea in Astronomia

TESI DI LAUREA

Nucleosintesi nelle stelle del Ramo Gigante Asintotico

Candidato:

Laura Barbara Donati

Matricola 1231106

Relatore:

Prof.ssa Paola Marigo

Anno Accademico 2023-2024

Indice

Abstract	3
1 Introduzione	4
1.1 Nomenclatura	4
1.1.1 Le stelle di massa più piccola	4
1.1.2 Le stelle di piccola massa	4
1.1.3 Le stelle di massa intermedia	4
1.1.4 Le stelle massicce	5
1.2 Stelle AGB	5
1.2.1 Fasi precedenti al Ramo Gigante Asintotico	5
1.2.2 Evoluzione lungo l'AGB	6
1.2.3 <i>Super</i> -AGB	7
1.2.4 Destino finale	7
2 TP-AGB	8
2.1 Tempi-vita della TP-AGB	8
2.2 Perdita di massa	10
2.2.1 Problemi nei modelli	10
2.3 Crescita della massa del nucleo	11
2.4 Nucleosintesi	11
2.4.1 <i>Intershell</i>	11
2.4.2 Carbonio: ^{12}C , ^{13}C	12
2.4.3 ^{13}C <i>pocket</i>	12
2.4.4 Azoto: ^{14}N , ^{15}N	12
2.4.5 Fluoro: ^{19}F	13
2.4.6 Ossigeno: ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O	13
2.4.7 Magnesio: ^{25}Mg , ^{26}Mg	13
3 Terzo Dredge-up e HBB	14
3.1 Terzo <i>dredge-up</i>	14
3.1.1 TDU in stelle <i>super</i> -AGB	15
3.1.2 Convezione nei modelli	16
3.2 <i>Hot bottom burning</i>	16
3.3 Nucleosintesi dell'HBB	16
3.3.1 Ciclo CNO	16
3.3.2 Catene Ne-Na e Mg-Al	17
3.3.3 Litio	19
3.4 Processi di catture neutroniche	20
3.4.1 Sorgenti di neutroni	21
3.4.2 Regimi	21
4 Yield chimici	23
4.1 Arricchimento chimico	23
4.1.1 Litio	23

4.1.2	Carbonio, azoto, ossigeno	23
4.1.3	Fluoro	24
4.1.4	Elementi oltre il neon	24
4.1.5	Processo <i>s</i>	26
4.2	Nucleosintesi in stelle <i>super</i> -AGB	26
Bibliografia		28

Abstract

La tesi analizza recenti studi riguardanti la nucleosintesi nelle stelle del Ramo Gigante Asintotico (AGB, *Asymptotic Giant Branch*). Questi studi si focalizzano sugli elementi prodotti durante la fase evolutiva dell'AGB, considerando modelli per masse piccole e intermedie a diverse metallicità.

Vengono esaminati i principali processi che portano alla formazione di elementi più pesanti, tra cui la fase dei puls termici (TP-AGB, *thermally pulsing AGB*), l'*hot-bottom burning* (HBB) e il terzo dredge-up (TDU, *third dredge-up*).

L'obiettivo principale della tesi è sottolineare l'importanza delle stelle AGB nel contribuire all'arricchimento del mezzo interstellare attraverso i loro venti solari o le perdite stellari (*stellar outflows*). Attualmente, i modelli utilizzati per calcolare la produzione di tali elementi presentano numerose incertezze, in parte dovute alla convezione e alla perdita di massa. Di conseguenza, sono necessari ulteriori studi per affinare questi modelli e migliorare la loro precisione.

Capitolo 1

Introduzione

La nucleosintesi è il processo in cui si formano gli elementi chimici che troviamo nell'Universo. La fase evolutiva di stella del Ramo Gigante Asintotico, che si verifica per stelle di massa piccola e intermedia, presenta dei prodotti della nucleosintesi molto importanti. Lo studio del processo che genera gli elementi più pesanti in queste stelle è infatti fondamentale per comprendere meglio le componenti del nostro Universo, poiché è attraverso venti solari e stellar *outflows* che le stelle AGB disperdono i loro prodotti nel mezzo interstellare. Importante, osserveremo, è la dipendenza della nucleosintesi dalla massa solare iniziale.

1.1 Nomenclatura

Nella seguente trattazione si parlerà di stelle con masse iniziali comprese tra 0.8 e $8 M_{\odot}$. Definiamo degli intervalli di massa [1] in corrispondenza dei quali si osservano comportamenti evolutivi differenti della stella. Essi sono determinati per stelle con metallicità solare; qualora questa dovesse diminuire, i limiti dei *range* di massa si spostano verso masse inferiori.

1.1.1 Le stelle di massa più piccola

Le stelle di massa più piccola sono stelle la cui massa iniziale, tra 0.08 e $0.5 M_{\odot}$, è troppo piccola per bruciamenti oltre a quello dell'idrogeno.

1.1.2 Le stelle di piccola massa

Le stelle di piccola massa hanno masse iniziali tra 0.5 e $2.2 M_{\odot}$, quindi l'innesco dell'elio, a differenza di stelle più massicce, avviene in condizioni degeneri (*flash* di He); tutte queste stelle bruciano l'elio nel nucleo, tuttavia solo quelle che superano le $0.8 M_{\odot}$ proseguono lungo l'AGB fino a diventare nane bianche di C-O.

1.1.3 Le stelle di massa intermedia

Le stelle di massa intermedia sono stelle con masse tra 2.2 e $10 M_{\odot}$ e vengono suddivise in tre sottoclassi, in base all'accensione del carbonio e al loro destino.

Le stelle appartenenti alla prima sottoclasse sono caratterizzate da una massa iniziale compresa tra 2.2 e $7 M_{\odot}$, non sufficiente per innescare il bruciamento del carbonio; di conseguenza procedono lungo l'AGB, con successivo esaurimento dell'elio nel nucleo e, per le stelle più massicce, un secondo *dredge-up*. Infine queste stelle terminano la loro vita come nane bianche C-O.

La seconda sottoclasse è composta da stelle con massa tra 7 e $9.5 M_{\odot}$, in cui l'accensione del C avviene *off-centre* in condizioni degeneri. Queste stelle sperimentano la fase dei puls termici durante il *super-AGB*; le stelle appartenenti a questi ramo, a differenza delle stelle massicce, non presentano bruciamenti nucleari successivi a quello del carbonio. Il loro destino dipende dall'equilibrio tra

la perdita di massa e l'aumento del nucleo, dovuto al bruciamento nelle *shell* attorno al *core*: nel caso in cui la stella perda l'involucro attorno al nucleo prima che esso raggiunga la massa di Chandrasekhar ($1.37 M_{\odot}$), quello che rimane della stella è una nana bianca di O-Ne; se il *core* cresce abbastanza da superare la massa di Chandrasekhar, la stella termina la sua vita da supernova per cattura elettronica.

Le stelle che costituiscono l'ultima sottoclasse hanno masse iniziali tra 9.5 e $10 M_{\odot}$ e comprendono un *core* che potrebbe superare la massa di Chandrasekhar.

La presenza di nane bianche massicce, con masse che superano il limite del nucleo di C-O, mostra come una frazione delle stelle *super-AGB*, che rimane ancora non precisamente determinata, evada il destino di supernova. Le stelle che di fatto esplodono come supernovae per cattura elettronica vengono considerate invece come possibili fonti per la nucleosintesi di elementi pesanti attraverso processi rapidi (*r-process*) di catture neutroniche.

1.1.4 Le stelle massicce

Le stelle massicce presentano masse iniziali che superano le $10 M_{\odot}$. Queste stelle attraversano la fase di bruciamento del neon, dell'ossigeno ed oltre. La loro evoluzione si conclude con il collasso del nucleo di ferro a cui segue la fase di supernova.

1.2 Stelle AGB

1.2.1 Fasi precedenti al Ramo Gigante Asintotico

Nel diagramma Hertzsprung-Russell, le stelle di massa piccola e intermedia presentano una traccia evolutiva distinta. Riportiamo ora l'evoluzione di due stelle rappresentative delle stelle di piccola massa e di quelle di massa intermedia, rispettivamente di $1 M_{\odot}$ e di $5 M_{\odot}$. La prima è caratterizzata da un nucleo radiativo, un involucro convettivo e la sua luminosità è mantenuta dal bruciamento dell'idrogeno tramite la catena p-p (protone-protone); la seconda presenta invece un nucleo convettivo, un involucro radiativo, mentre la reazione dominante che avviene nel *core* è il ciclo CNO [1] [2].

La fase iniziale di una stella di $1 M_{\odot}$ è caratterizzata dal bruciamento dell'H nella Sequenza Principale (MS, *Main Sequence*); durante il bruciamento dell'idrogeno in elio, il peso molecolare aumenta e di conseguenza si ha un incremento di temperatura centrale e di densità. Una volta convertita tutta la quantità di idrogeno nel nucleo, questo si contrae per assenza di energia nucleare, precedentemente fornita dal bruciamento dell'idrogeno, la stella quindi esce dalla MS e attraversa l'*Hertzsprung Gap* [1] [3]. L'elio nel nucleo diventa invece degenere e l'idrogeno inizia a bruciare in una *shell* attorno ad esso; a questo punto la stella comincia a evolvere lungo il Ramo delle Giganti Rosse (RGB, *Red Giant Branch*) [3] [4]. A seguito del collasso del nucleo, l'involucro inizia a espandersi e perciò a raffreddarsi, portando gli strati più esterni a diventare convettivi [3]. A questo punto la stella raggiunge il limite di Hayashi dove lo strato convettivo penetra negli strati più interni in cui sono presenti i prodotti del bruciamento dell'idrogeno avvenuti in fasi precedenti, portando questo materiale in superficie; ciò viene detto primo *dredge-up* (FDU, *first dredge-up*) [3]. Dopo questo episodio, sulla superficie della stella si osserva un aumento nelle abbondanze di ^4He , prodotto dalle catene p-p, e dei prodotti del ciclo CNO, tra cui si osservano principalmente ^{13}C e ^{14}N [3]. La stella presenta ora un raggio circa cento volte quello misurato nella MS, tuttavia il nucleo corrisponde solo a una piccola frazione; gli strati più esterni dell'involucro sono debolmente legati alla stella, per cui possono essere facilmente persi attraverso il vento solare [1]. Il nucleo di elio continua a contrarsi durante l'evoluzione della stella lungo l'RGB, mentre la temperatura al centro diminuisce a seguito della perdita di energia dovuta ai neutrini, per cui la temperatura massima si porta in un punto esterno; in questa zona si ha l'accensione della reazione 3α [3]. Se la massa iniziale della stella è minore di circa $1.8 M_{\odot}$, l'accensione dell'elio avviene in modo violento e in condizioni degeneri, con quello che viene definito *He flash* [3] [4]. La stella si muove velocemente lungo il Ramo Orizzontale (HB, *Horizontal Branch*) per stelle di bassa metallicità o lungo il *Red Giant Clump* per stelle con metallicità solari, dove bruciano l'elio nel nucleo convettivo

e l'idrogeno in una *shell* circostante [3]. Questa fase ha una durata notevolmente inferiore rispetto al bruciamento dell'idrogeno, al suo termine il nucleo è principalmente composto da C-O ed intorno ad esso si ritrovano delle *shell* in cui proseguono i bruciamenti nucleari dell'idrogeno e dell'elio [4], e si riscontra un aumento del ^{12}C e del ^{16}O [3]. Concluso il bruciamento dell'elio nel nucleo, la stella inizia a salire nuovamente lungo l'RGB dove l'energia viene prodotta dalle due *shell* di elio ed idrogeno, mentre il nucleo di C-O diventa degenere [3]. La fase successiva a questi eventi è quella di Ramo Gigante Asintotico.

La differenza principale tra le stelle di $1 M_{\odot}$ e quelle di $5 M_{\odot}$ è che la temperatura nel *core* di quelle più massicce è molto più elevata, per cui la reazione che prevale nel bruciamento dell'idrogeno è il ciclo CNO. La stella di $5 M_{\odot}$ attraversa, come le stelle di piccola massa, il *Hertzsprung Gap* a seguito dell'esaurimento dell'idrogeno nel nucleo, per poi ascendere lungo l'RGB. In questa fase si osserva il primo *dredge-up* e il conseguente aumento del ^{13}C e del ^{14}N sulla superficie. In stelle più massive l'innescò dell'elio nel *core* è mite e avviene in condizioni non degeneri, a cui segue una fase quiescente di bruciamento dell'elio al centro e dell'idrogeno nella *shell* circostante. Al termine del bruciamento nucleare dell'elio nel nucleo, questo continua in una *shell* che si espande attorno al *core* portando quella di idrogeno a spegnersi all'inizio dell'AGB. Successivamente ha luogo il secondo *dredge-up* (SDU, *second dredge-up*) dove lo strato interno dell'involucro penetra nella *shell* di H inattiva e trasporta attraverso moti convettivi i prodotti del suo bruciamento in superficie, per cui, a seguito di questo episodio, si osserva un aumento delle abbondanze sulla superficie di ^4He , ^{12}C e ^{14}N . Subito dopo il SDU, la *shell* di idrogeno si riaccende e la stella procede lungo il ramo AGB [3].

Per le stelle di massa intermedia che superano circa $7 M_{\odot}$ si verifica l'accensione del carbonio nel nucleo di C-O in condizioni degeneri, per cui, nella fase dei puls termici, il nucleo sarà composto da ossigeno e neon. Le stelle AGB che presentano un nucleo di O-Ne sono dette *super-AGB*, e presentano un'evoluzione simile alle stelle AGB con nuclei di C-O [1].

1.2.2 Evoluzione lungo l'AGB

Nella fase iniziale dell'AGB, detta *early-AGB*, la struttura della stella è simile per tutto l'intervallo di massa iniziale considerato: il nucleo di C-O è sostenuto dalla pressione di degenerazione degli elettroni e attorno ad esso si trovano le due *shell* di elio ed idrogeno, le quali sono separate da uno strato ricco in elio, detto *intershell He layer*, prodotto dalla *shell* di idrogeno durante la fase di bruciamento dell'elio nel nucleo. In questo tipo di stelle non si innescano ulteriori bruciamenti poiché la degenerazione nel nucleo, e la conseguente emissione di neutrini, mantiene la temperatura al di sotto di quella critica per l'accensione del carbonio [3].

La luminosità è fornita principalmente dal bruciamento dell'elio. Gradualmente, bruciando, l'*intershell* si assottiglia e la *shell* di elio contribuisce meno all'energia emessa, mentre quella di idrogeno diventa più significativa. Si osservano delle oscillazioni in luminosità che determinano la fase detta di puls termici (TP-AGB, *thermally pulsing AGB*). I puls sono prodotti da un'instabilità termica della *shell* di elio dovuta a due fattori: la forte dipendenza della reazione 3α dalla temperatura e il sottile spessore della *shell*. Se la *shell* di elio subisce una perturbazione in temperatura, si verifica un aumento del tasso di produzione di energia nella *shell* e del *rate* di energia emessa. L'instabilità termica avviene quando l'energia immessa è maggiore dell'energia persa. Il tasso di produzione di energia per grammo dovuto a una sorgente nucleare è $\epsilon \propto \rho^{\mu} T^{\nu}$, per cui l'alto valore di ν della reazione 3α porta ad un importante aumento nella produzione di energia nucleare, anche per una piccola perturbazione di temperatura, mentre la sottigliezza della *shell* assicura che la perdita di energia non sia troppo elevata. Affinché avvenga il *runaway* termico è inoltre necessario che l'aggiunta di energia alla *shell* porti ad un ulteriore aumento in temperatura, in modo da rafforzare la perturbazione iniziale e causare il pulso termico; questo avviene, per esempio, quando l'aumento di temperatura si verifica a pressione costante, ed è garantito nel caso della *shell* sottile [3]. A seguito dei *thermal pulses*, si verificano episodi di TDU, approfonditi nelle Sezioni 2 e 3.1.

Verso la fine dell'AGB, alcune stelle possono attraversare una fase di perdita di massa molto rapida, tramite quello che viene definito *super-wind*. In questo periodo, le stelle sono spesso circondate da un involucro interstellare molto denso che non ne permette l'osservazione in ottico [5].

1.2.3 *Super-AGB*

Le stelle *super-AGB*, con una massa $7.11 M_{\odot}$, si caratterizzano per l'innesco del bruciamento del carbonio (*C*) *off-centre* in condizioni degeneri, quando la temperatura raggiunge circa 6×10^8 K. Una volta interrotto il bruciamento del carbonio, la contrazione continua, portando l'accensione del carbonio al centro della stella. Alla fine del processo di bruciamento del carbonio, rimane approssimativamente l'1% della quantità totale di carbonio, che prosegue a bruciare al di fuori del nucleo, generando dei *flash* convettivi [1].

Durante il bruciamento del carbonio, le stelle mostrano episodi di trasporto convettivo più complessi rispetto a quelle che attraversano la fase AGB, i quali dipendono strettamente dalla massa del nucleo. Durante tali episodi, l'involucro si estende oltre la *shell* di elio, seguito da un trasporto convettivo di carbonio e ossigeno in superficie. Inoltre, si possono verificare anche episodi di '*dredge-out*', durante i quali l'idrogeno si diffonde nella zona convettiva del bruciamento dell'elio, mescolandosi a temperature molto elevate e causando un *flash* di idrogeno [1].

Al termine del bruciamento del carbonio, la struttura stellare comprende un nucleo di ossigeno-neon (O-Ne), una *shell* inattiva di carbonio-ossigeno (C-O), insieme alle *shell* di elio e idrogeno presenti nelle fasi precedenti, e un ampio involucro convettivo.

La fase dei puls termici delle stelle *super-AGB* è simile a quella delle stelle AGB, con la presenza di *thermal pulses* e *hot-bottom burning* (HBB). La principale differenza risiede nell'energia: i puls termici delle stelle *super-AGB* raggiungono tipicamente una luminosità $L_{\text{He}} \simeq 10^6 L_{\odot}$ in modelli con pochi episodi di *dredge-up*, mentre nelle stelle AGB con nuclei di C-O più piccoli e *dredge-up* profondi, la luminosità è dell'ordine di $10^8 L_{\odot}$. I puls hanno una breve durata e si ripetono con un periodo di circa 100 anni, quindi durante l'evoluzione delle stelle *super-AGB*, si possono verificare da un centinaio a un migliaio di puls termici, a seconda del tasso di perdita di massa [1].

In questa fase sono presenti anche episodi di TDU, i quali, nonostante possano avere un'elevata efficienza, hanno effetti trascurabili sulle abbondanze superficiali (vedi Sezione 3.1.1).

1.2.4 Destino finale

Le stelle AGB, alla conclusione del bruciamento dell'elio, presentano un nucleo di C-O, per cui, a causa dell'emissione dell'involucro nello spazio attraverso venti solari, i resti di queste stelle sono nane bianche di C-O.

Le stelle *super-AGB* non presentano nuclei di C-O dato che all'interno del loro nucleo si innesca il bruciamento del carbonio, per cui i possibili destini di queste stelle sono due: l'evoluzione in nane bianche di O-Ne-Mg, con masse di circa $1 M_{\odot}$, oppure in stelle di neutroni a seguito del collasso del nucleo nel caso in cui questo abbia superato la massa di Chandrasekhar. A seguito dell'esaurimento dell'elio nel nucleo, molte di queste stelle presentano tipicamente dei nuclei di circa $2 - 2.5 M_{\odot}$, che superano la massa di Chandrasekhar, però, data la presenza del SDU e dei *dredge-out*, la massa si riduce al di sotto del limite di Chandrasekhar [1] [4]. L'esplosione in supernova per collasso del nucleo dipende quindi dall'equilibrio tra la perdita di massa e l'accrescimento del *core*. Se la *mass loss* è importante, l'involucro viene perso prima che il nucleo raggiunga la massa di Chandrasekhar e quello che rimane è una nana bianca di O-Ne-Mg; se invece il tasso di perdita di massa è basso, è più probabile che il nucleo cresca abbastanza da superare il limite oltre il quale avviene l'esplosione di supernova [4].

A prova delle possibili fasi finali delle stelle *super-AGB*, sono state osservate nane bianche massive nella nostra Galassia; ciò ha portato a pensare che almeno alcune delle stelle *super-AGB* hanno evitato l'esplosione di supernova come destino finale [1].

Capitolo 2

TP-AGB

La fase TP-AGB è la principale fonte di nucleosintesi, al suo interno infatti si verificano due importanti meccanismi che portano le abbondanze superficiali a cambiare: il TDU, che si presenta periodicamente dopo ogni pulso termico, e l'*hot bottom burning* (HBB) [1].

Come precedentemente introdotto nella Sezione 1.2.2, la fase TP-AGB è caratterizzata dalle instabilità che si verificano nella *shell* di elio, tra cui si pongono lunghi periodi di bruciamento della *shell* di H quiescenti, detti fasi di interpulso. Il bruciamento dell'elio è così intenso da produrre una luminosità che può raggiungere $10^8 L_{\odot}$ per un breve periodo. Si osserva inoltre che i pulsanti diventano sempre più intensi col tempo a causa della contrazione del nucleo che crea un ambiente via via più caldo e degenera nelle *shell*. L'energia associata al *flash* rende convettiva la zona tra le due *shell* di elio ed idrogeno, e di conseguenza al suo interno si avrà omogeneità nelle abbondanze dei prodotti. Nel momento in cui l'instabilità diminuisce, anche la convezione nell'*intershell* si riduce, a cui corrisponde la fase di *power down*. In questo periodo l'energia del pulso, che precedentemente si osservava dalla superficie, porta la stella ad espandersi e conseguentemente a raffreddare il materiale esterno alla *shell* di elio, per cui la *shell* di idrogeno si spegne; a quest'espansione corrisponde un calo in luminosità del solo 10%. L'opacità della stella, a causa del raffreddamento degli strati interni, aumenta e di conseguenza l'involucro convettivo raggiunge gli strati precedentemente soggetti al bruciamento dell'elio nella *shell*. Questo fenomeno corrisponde alla fase di terzo *dredge-up*, in cui si verifica un *mixing* dei materiali nell'involucro e in superficie. In seguito la stella continua a contrarsi, portando la *shell* di idrogeno a riaccendersi, determinando quindi la fase di interpulso. Si osserva che il ciclo composto da queste quattro fasi (pulso termico, fase di *power down*, TDU, fase di interpulso) può avvenire diverse volte durante l'evoluzione di AGB e la massa iniziale della stella stabilisce il numero di cicli che attraverserà prima che la perdita di massa rimuova l'involucro [1].

2.1 Tempi-vita della TP-AGB

L'intervallo di tempo che la stella passa nella fase TP-AGB, τ_{TP-AGB} , è un valore fondamentale, attraverso il suo calcolo infatti è possibile ricavare l'energia emessa da una stella AGB nel periodo di pulsanti termici e di conseguenza il suo contributo in luminosità alla galassia ospite. Il suo valore serve inoltre a identificare il numero di pulsanti termici che la stella attraverserà, dà quindi un'idea dell'aumento delle abbondanze che subirà la superficie della stella a seguito degli episodi di TDU e quindi del materiale che verrà immesso nel mezzo interstellare [6] [7]. Il parametro da cui τ_{TP-AGB} dipende maggiormente è la perdita di massa e, in particolar modo, la sua efficienza, la quale a sua volta varia in base alla metallicità [6].

Nei primi modelli del TP-AGB i valori stimati di τ_{TP-AGB} presentavano differenze evidenti, mentre in studi più recenti, come quelli di Weiss & Ferguson [8], Karakas [9], Marigo et al. [10] riportati in Figura 2.1 [6], si ritrova in comune un picco del valore di τ_{TP-AGB} ad una massa iniziale di $\approx 2 M_{\odot}$. Tramite lo studio di nuovi dati sulle nane bianche per la calibrazione delle

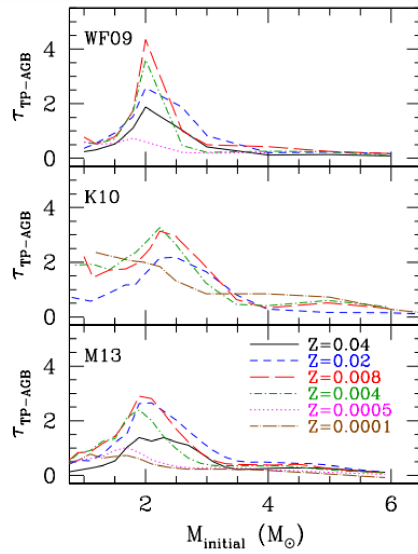


Figura 2.1: Tempi-vita della fase TP-AGB in funzione della massa iniziale, al variare della metallicità. I dati riportati sono previsioni di tre studi, dall'alto verso il basso: Weiss & Ferguson [8], Karakas [9], Marigo et al. [10].

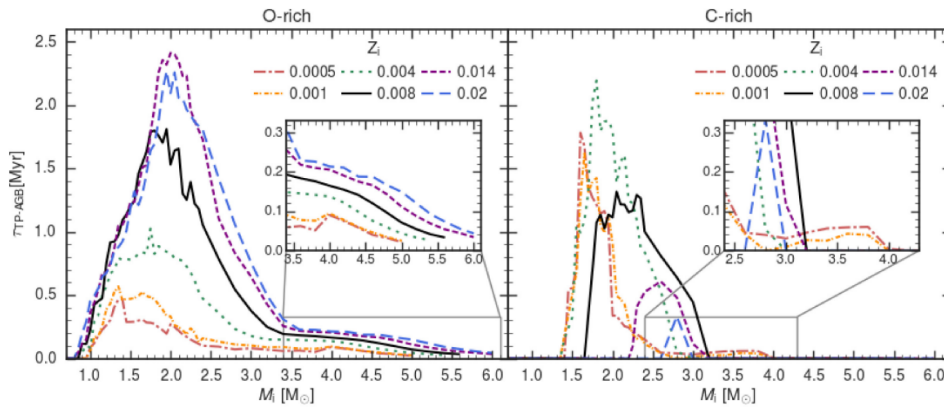


Figura 2.2: Tempi-vita per stelle ricche in ossigeno (a sinistra) e ricche in carbonio (a destra) per metallicità iniziali $Z_i = 0.0005, 0.001, 0.004$ per la SMC e $0.008, 0.014, 0.02$ per la LMC. In entrambi i pannelli sono riportati i tempi-vita delle stelle più massive all'interno degli inserti.

efficienze della perdita di massa e del TDU, si ottiene, per metallicità $Z \simeq 0.02$, il picco della durata di $\simeq 2$ Myr per una massa iniziale di $\simeq 2.0 M_\odot$ [6].

I conteggi delle stelle osservati permettono di definire i limiti entro cui è possibile ritrovare la durata della fase TP-AGB nel *range* delle metallicità considerato. Dallo studio della Piccola Nube di Magellano (SMC) [11] e della Grande Nube di Magellano (LMC) [7] si possono ottenere, tramite il COLIBRI *code*, i tempi-vita di stelle di tipo C e di tipo O in funzione della metallicità iniziale, come mostrato in Figura 2.2 [7].

Nella Figura 2.2 si osserva un aumento dei tempi-vita delle stelle di tipo O con la metallicità, dovuto principalmente al fatto che, ad elevate metallicità, la produzione di stelle C è meno probabile e la durata dei periodi in cui le stelle risultano ricche in ossigeno di conseguenza aumenta. L'andamento delle stelle di tipo C è invece opposto rispetto a quello appena descritto, infatti la durata della fase TP-AGB diminuisce per metallicità crescenti, poiché le stelle di tipo O prevalgono a questi valori [7].

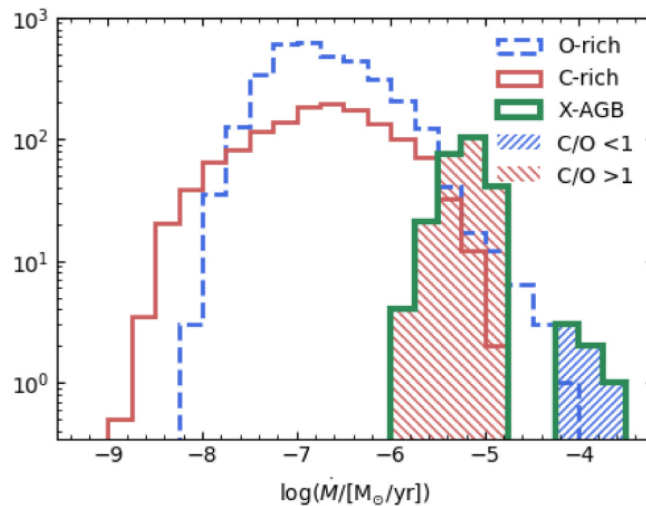


Figura 2.3: Distribuzioni dei tassi di *mass-loss* per stelle *O-rich*, *C-rich*, X-AGB nella LMC. Le regioni in blu e rosso indicano le stelle con rapporti $C/O < 1$ e $C/O > 1$ rispettivamente.

2.2 Perdita di massa

La perdita di massa è uno dei fattori determinanti per il calcolo della durata della fase TP-AGB e del numero di episodi di pulsioni termiche che avverranno nella stella. Il suo valore approssimativo può essere ricavato da due relazioni, in base al periodo considerato.

Il tasso di *mass-loss* prima che la pressione di radiazione sui grani di polvere diventi importante, $\dot{M}_{pre-dust}$, è descritta dalla relazione di Schröder-Cuntz, con l'assunzione che l'energia del vento solare sia legata alla manifestazione di onde acustico-magnetiche derivanti dalla cromosfera o da strati inferiori [10] [12].

Successivamente lungo il ramo AGB, la stella presenta un *dust-driven wind*, dato dalla presenza della polvere in questa fase. Il tasso di perdita di massa \dot{M}_{dust} può essere scritto in funzione della massa M e del raggio R della stella, assumendo che il vento solare sia dovuto alla combinazione tra la pulsazione e la pressione di radiazione sui grani di polvere al di fuori dell'atmosfera solare, per cui $\dot{M}_{dust} \propto e^{M^a R^b}$, dove a, b sono parametri liberi calibrati per mezzo di osservazioni di stelle variabili di lungo periodo con M conosciuti. Il *rate* così descritto aumenta esponenzialmente con l'avanzare dell'evoluzione lungo la TP-AGB; la crescita esponenziale continua fino a che non si instaurano i *super-wind*, con valori tipici attorno a $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$. La perdita di massa causata dal *super-wind* corrisponde a un vento radiativo, non più dovuto ai grani di polvere, e il suo valore è $\dot{M}_{SW} = L/c v_{exp}$, dove L è la luminosità della stella, c la velocità della luce e v_{exp} la velocità limite. I calcoli che si effettuano nella fase TP-AGB utilizzano il massimo tra i due valori al tempo della misurazione: $\dot{M} = \max[\dot{M}_{pre-dust}, \min(\dot{M}_{dust}, \dot{M}_{SW})]$ [10].

In Figura 2.3 [7] sono riportati i *rate* della perdita di massa per stelle ricche in ossigeno (*O-rich* o O-AGB), carbonio (*C-rich* o C-AGB) e in stelle AGB estreme (X-AGB), dove le X-AGB sono le stelle con la maggiore quantità di polvere che le circonda e la frazione predominante di queste stelle risultano essere *C-rich*. Si osserva una perdita di massa tra 10^{-8} e $10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$ per un gran numero delle C- e O-AGB, mentre le stelle X-AGB presentano i valori più alti, tra 10^{-6} e $10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$.

2.2.1 Problemi nei modelli

La variazione nel tempo del tasso della perdita di massa presenta un problema fondamentale per la creazione di un modello che rappresenti le stelle AGB, in particolare la *mass-loss* è difficile da determinare dalla semplice osservazione in assenza di assunzioni riguardo la quantità della polvere e un modello di trasporto di energia. I modelli a disposizione presentano una descrizione semplificata

e parametrizzata che prevede una rimozione di massa regolare e continua, mentre nelle osservazioni si rivela una perdita più asimmetrica e irregolare [1].

Oltre a ciò, l'evoluzione di stella AGB, come già osservato nella Sezione 2.2, porta ad un aumento nel tasso di perdita di massa da $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ per le variabili Mira di breve periodo fino a $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ per stelle variabili luminose di lungo periodo; a causa di questi venti influenzati dai grani di polvere, le stelle vengono completamente circondate dalla polvere stellare, la quale rende visibile la stella per lo più nell'infrarosso [1].

2.3 Crescita della massa del nucleo

L'accrescimento della massa del nucleo è un parametro da cui è possibile ricavare l'arricchimento in massa del mezzo interstellare e permette di stabilire un limite inferiore alla luminosità che verrà emessa dalla stella, basata sulla quantità di materiale che verrà bruciato. Il resto del carburante nucleare verrà invece emesso sotto forma di prodotti chimici sintetizzati durante la fase TP-AGB [6].

L'aumento di massa del nucleo durante la TP-AGB influenza la massa finale della stella e la sua evoluzione dipende principalmente da due fattori: la perdita di massa e il TDU. Nel caso in cui l'efficienza di entrambi i processi sia elevata, la massa finale sarà più piccola, dato che il TDU previene l'accrescimento del nucleo trasportando il materiale in superficie mentre la perdita di massa non permette agli strati superiori di fornire il materiale.

2.4 Nucleosintesi

La fase TP-AGB è caratterizzata, come precedentemente descritto, da dei pulsi termici che consistono in flash della *shell* di elio che portano all'aumento della temperatura e ad episodi di *mixing* all'interno dell'*intershell*. Le reazioni principali che avvengono durante il bruciamento dell'elio sono la 3α , che corrisponde a $3\text{ }^4\text{He} \rightarrow \text{}^{12}\text{C}$, e quella di $\text{}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) \text{}^{16}\text{O}$, il cui contributo di energia per il *flash* della *shell* è trascurabile [1].

2.4.1 Intershell

La composizione dell'*intershell* dopo un pulso termico dipende da diverse quantità, tra cui la massa e la composizione della *shell* di elio prima del *flash*, la durata, la temperatura e la densità a cui avviene il pulso; si ritrova inoltre una dipendenza dalla massa della stella e dalla sua metallicità. Dopo un *thermal pulse*, per un modello in cui non è presente l'*overshoot* nel nucleo di C-O, la composizione all'interno dell'*intershell* convettiva è di circa 70-75% di ^4He , 20-25% ^{12}C e una percentuale $\lesssim 2\%$ di ^{16}O , tutti prodotti dal bruciamento dell'elio nella *shell* e immessi nell'*intershell* a causa del pulso. Le percentuali di ^{12}C e ^{16}O aumentano però nel caso in cui venga considerato l'*overshoot*. L' ^{16}O , prodotto attraverso la reazione $\text{}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) \text{}^{16}\text{O}$, è poco presente in assenza di *overshoot* a causa sia della breve durata dei *flash* sia della piccola quantità di carbonio a disposizione; per modelli che prendono in considerazione l'*overshoot* convettivo invece, si osserva che una certa quantità di carbonio e ossigeno all'interno del nucleo viene mescolato nell'*intershell*, per cui le loro abbondanze precedentemente riportate aumentano del $\approx 40\%$ e 20% rispettivamente [1]. Nelle stelle AGB di piccola massa, la presenza dell'*overshoot* rende possibile perciò un aumento della quantità di ossigeno nei prodotti stellari osservati nel mezzo interstellare [1].

Oltre alle percentuali riportate, una piccola frazione della massa dell'*intershell* è composta da elementi quali ^{17}O , ^{19}F , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg e ^{27}Al . Il ^{22}Ne è prodotto dalla reazione $\text{}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) \text{}^{22}\text{Ne}$, dove la riserva di ^{18}O è fornita dalla reazione $\text{}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) \text{}^{18}\text{F}$ seguita dal decadimento β del ^{18}F in ^{18}O . La quantità di ^{22}Ne nell'*intershell* raggiunge circa il 2%, dovuto al fatto che, durante un pulso termico, tutta la massa di ^{14}N viene convertita in ^{22}Ne . Gli isotopi ^{23}Na e ^{27}Al invece non sono prodotti del bruciamento della *shell* di elio, ma derivano dal bruciamento dell'idrogeno nella *shell* durante il periodo di interpulso [1].

2.4.2 Carbonio: ^{12}C , ^{13}C

La quantità di ^{12}C viene aumentata a seguito di ogni episodio di TDU, per cui, lungo il TP-AGB, il rapporto $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ cresce da $\approx 10 - 20$ quando la luminosità della stella è massima fino a un *range* da 30 a oltre 100, in base al numero di episodi di TDU e alla massa iniziale. Il rapporto degli isotopi del carbonio osservati all'interno dei grani di carburo di silicio, che si assume si formino negli strati esterni dell'involucro delle stelle AGB di tipo C, si distribuisce nell'intervallo $40 \lesssim ^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \lesssim 100$ [1].

Il ^{13}C viene sintetizzato nelle stelle AGB più massive e solo per rapporti $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$. Per stelle con masse $\sim 5 - 6 M_{\odot}$ sono presenti l'HBB e il TDU, per cui si rileva un incremento nella sua produzione [2].

I modelli stellari non predicano perfettamente le abbondanze di carbonio e azoto, infatti i rapporti isotopici $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ osservati hanno valori inferiori rispetto a quelli calcolati attraverso i modelli AGB standard. Per migliorare questi calcoli è necessario inserire manualmente una correzione dei rapporti isotopici, riportando i valori effettivi osservati durante il periodo di luminosità massima nel RGB. Applicando queste modifiche è stato possibile ritrovare i rapporti dalle misure effettuate su stelle come CW Leo. Il problema dei modelli non è però risolto completamente attraverso questo metodo, infatti esso riporta i rapporti $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ tra 30 e 80 per la grande maggioranza delle stelle AGB di tipo C, ma non spiega i valori osservati per una piccola frazione di stelle AGB di tipo C che risultano essere inferiori a 30. Si necessita nei nuovi modelli un'ulteriore rappresentazione di *extra-mixing* che permetta di predire meglio questi dati [1].

2.4.3 ^{13}C *pocket*

La presenza del *mixing* tra l'involucro convettivo e l'*intershell* permettono alla reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ di avvenire con una certa efficienza. Questo meccanismo di mescolamento innesca all'interno dell'*intershell*, ricca in carbonio, una riserva di neutroni liberi, i quali portano alla formazione di ^{13}C in questa regione con la condizione che la quantità di neutroni non sia troppo elevata da far produrre ^{14}N al ciclo CN. Nelle stelle AGB di massa intermedia il ^{13}C *pocket* può essere rallentato dalle catture protoniche dell'HBB alla base dell'involucro convettivo, il quale porta alla formazione del ^{14}N piuttosto che a quella del ^{13}C , come già menzionato. In questo tipo di stelle, il rallentamento nella creazione del ^{13}C *pocket* è osservato negli spettri stellari che risultano ricchi in ^{87}Rb [1] [2].

Il ^{13}C *pocket* ha una massa che varia in modo inversamente proporzionale al numero di TDU, per cui l'efficienza del processo *s* diminuisce progressivamente durante l'AGB [13]. Un'altra dipendenza importante è quella relativa alla massa del nucleo, infatti *core* più massicci presentano *pockets* di dimensioni più piccole [2].

Non sono ancora noti i meccanismi esatti per cui si forma la ^{13}C *pocket*. Delle simulazioni idrodinamiche tridimensionali della regione tra l'*intershell* e l'involucro vengono di continuo condotte per comprendere meglio le ragioni fisiche [1].

2.4.4 Azoto: ^{14}N , ^{15}N

Sono stati effettuati dei calcoli per la misura del rapporto isotopico $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ da Hedrosa et al [14] su una selezione di stelle AGB di tipo C, SC e J, dove quelle di tipo SC hanno un rapporto C/O ≈ 1 e di tipo J sono definite principalmente da un rapporto $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ basso ($\lesssim 15$) e dall'assenza di elementi prodotti dal processo *s*. Nel campione selezionato, tutte le stelle di tipo C presentano un rapporto $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} \gtrsim 1000$, ad eccezione di una piccola percentuale con rapporto isotopico simile ai valori solari. Le stelle di tipo SC, essendo stelle che si assume mutino da ricche in ossigeno a ricche in carbonio, dovrebbero riportare valori più simili a quelli osservati nelle stelle di tipo C, invece le osservazioni mostrano un'elevata abbondanza di ^{15}N e presentano valori di $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} \lesssim 1000$, indipendentemente dalla quantità di carbonio presente. Ancora non è chiara la ragione fisica per cui avviene questa differenza nei valori isotopici. Nelle stelle di tipo J si rivela un rapporto $\lesssim 1000$, che indicherebbe un aumento del ^{15}N . Il processo che permette questo arricchimento, nelle stelle

AGB di piccola massa, è la reazione $^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}$ all'interno del ciclo CNO, che può avvenire nella *shell* di elio se ci sono sufficienti protoni liberi [1] [14].

2.4.5 Fluoro: ^{19}F

La quantità di fluoro dipende molto dalla massa iniziale della stella, come dimostrato dai dati osservativi [2]. La reazione principale che produce il fluoro è $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{19}\text{F}$, per cui dipende dalla quantità di ^{15}N . Questo isotopo dell'azoto può essere soggetto alla distruzione attuata dal ciclo CNO mediante catture protoniche, ma in questo ciclo è possibile anche la sua creazione tramite canali quali $^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}$ nel caso in cui siano presenti protoni derivanti da altre reazioni [1]. Nelle stelle di massa intermedia l'efficienza dei canali di distruzione del fluoro come $^{19}\text{F}(p, \alpha) ^{16}\text{O}$ e $^{19}\text{F}(\alpha, p) ^{22}\text{Ne}$ aumenta; si registra quindi una minore produzione di fluoro [2].

I modelli presentano dei valori delle abbondanze del fluoro molto maggiori rispetto a quelli rivelati dai dati osservativi; ciò è dovuto all'assenza nei modelli di episodi di *mixing* degli atomi di fluoro con le molecole che presentano al loro interno atomi di carbonio. Ulteriori osservazioni nelle stelle AGB di tipo C nella LMC mostrano un aumento più pronunciato dell'abbondanza di fluoro con il rapporto di C/O rispetto a quello predetto nei modelli [1].

2.4.6 Ossigeno: ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O

La massa dell'ossigeno presente nelle stelle è principalmente composta dall' ^{16}O , infatti questo isotopo si osserva per ogni valore di massa stellare considerato con bassa metallicità, grazie alla presenza degli episodi di TDU che trasportano il materiale sintetizzato in superficie. L' ^{16}O viene prodotto attraverso due reazioni: il contributo principale è dato da $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}\text{O}$ e una piccola parte da $^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$. Quest'ultima reazione, nelle stelle di piccola massa, presenta la fonte principale di neutroni [2].

L' ^{17}O viene prodotto dalla catena $^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}(\beta^+) ^{17}\text{O}$ e distrutto da $^{17}\text{O}(p, \alpha) ^{14}\text{N}$, per cui la sua abbondanza superficiale è il risultato del bilancio tra queste due reazioni e dipende dalla profondità del *dredge-up*. Per un valore della metallicità fissato, il rapporto $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ risulta maggiore per le stelle di piccola massa [2].

L' ^{18}O viene bruciato attraverso il canale $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}(\beta^+) ^{18}\text{O}$ e distrutto dalle reazioni $^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}$ e $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$. Il rapporto $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ si rivela circa costante per tutte le stelle con $[\text{F}/\text{H}] \geq -1.15$ [2].

2.4.7 Magnesio: ^{25}Mg , ^{26}Mg

Gli isotopi ^{25}Mg , ^{26}Mg possono essere sintetizzati dai canali $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ e $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma) ^{26}\text{Mg}$, per temperature che superano i 3×10^8 K durante il pulso termico. La presenza di questi isotopi è quindi più probabile in stelle con massa $\gtrsim 4 M_{\odot}$, essendo più calde. Nelle stelle AGB di piccola massa, il calore richiesto per l'attivazione di queste reazioni può presentarsi solo verso la fine della TP-AGB, durante gli ultimi puls termici, o non presentarsi affatto. La reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$, oltre al ^{25}Mg , produce neutroni liberi e rende quindi possibile il processo *s* [1].

All'aumentare della metallicità, il rapporto $^{26}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}$ in superficie diventa più o meno costante; mentre a basse $[\text{Fe}/\text{H}]$ questo rapporto dipende fortemente dalla massa iniziale della stella [2].

Capitolo 3

Terzo Dredge-up e HBB

3.1 Terzo *dredge-up*

Il *dredge-up* è un processo attraverso il quale, tramite un mescolamento convettivo all'interno dell'involucro stellare, i prodotti della nucleosintesi avvenuta all'interno della stella emergono in superficie. Tale fenomeno si verifica quando l'involucro si espande a seguito della contrazione del nucleo alla fine di un bruciamento nucleare principale nel *core*; condizioni simili si generano anche dopo ogni pulso termico, il quale spegne la *shell* di idrogeno e permette all'involucro di espandersi verso l'esterno. L'episodio di *dredge-up* che si verifica in seguito a un pulso termico è noto come terzo *dredge-up*. I prodotti trasportati in superficie dopo il terzo *dredge-up* sono il risultato della nucleosintesi avvenuta nelle *shell* di idrogeno ed elio. In stelle con metallicità molto basse, si osserva un significativo aumento delle abbondanze superficiali, non solo di carbonio e ossigeno, ma anche di elementi più pesanti come ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{25}Mg e ^{26}Mg [4].

Wood [15] propose per la prima volta un metodo per descrivere le condizioni in cui il TDU può avvenire, basandosi sulla massa e la composizione chimica della stella. Innanzitutto viene considerata la luminosità massima L_P a seguito del *flash* quando l'involucro stellare si trova in equilibrio termico ed idrostatico. Dalla relazione massa-luminosità nelle stelle meno massive si deduce che questo valore dipende dalla massa del nucleo. Dopo il *flash*, il materiale sintetizzato dal *flash* di elio si sposta verso gli strati più esterni della *shell* e si raffredda raggiungendo una temperatura minima $T_N^{\min} \approx 10^{6.5} - 10^{6.7}$. L'involucro, invece, si muove verso l'interno, portando la sua base a riscaldarsi fino a raggiungere la temperatura massima T_{bce}^{\max} . Si assume quindi che il TDU avvenga quando la relazione tra le due temperature è $T_{bce}^{\max} \geq T_N^{\min}$; cioè la base dell'involucro supera T_N^{\min} quando attraversa la regione in cui il materiale sintetizzato si è spostato durante il *flash*, perciò si osserva l'episodio di *dredge-up* [10].

Il TDU viene descritto attraverso l'utilizzo di due quantità: il parametro λ , che rappresenta l'efficienza del *dredge-up*, e la massa minima M_c^{\min} che il nucleo deve avere per dare inizio al processo di TDU. Il parametro λ è definito come

$$\lambda = \frac{\Delta M_{dredge}}{\Delta M_{core}} \quad (3.1)$$

dove ΔM_{dredge} è la massa mescolata con l'involucro dopo il pulso termico e ΔM_{core} è l'aumento in massa del nucleo rispetto alla precedente fase di interpulso. I due valori limite di questo parametro sono $\lambda = 0$, assenza quindi di *dredge-up*, e $\lambda = 1$, per cui si ha la massa del nucleo costante dopo ogni pulso; nulla però indica che questo parametro non possa superare l'unità [1] [4] [16]. In generale il parametro dipende dalla massa del nucleo, dalla metallicità e da altri aspetti fisici, ma al momento non è ancora chiara la relazione tra queste quantità. Si osserva però che λ aumenta con la massa della stella e diminuisce con la metallicità [1]. L'aumento del parametro con la massa è tale da riportare un valore vicino all'unità per stelle con $M > 3 M_\odot$; per queste stelle quindi la crescita del nucleo sarà quasi nulla [10].

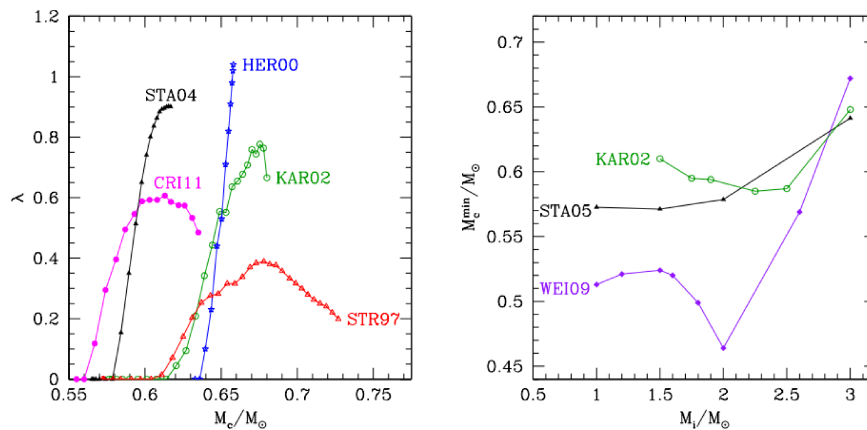


Figura 3.1: A sinistra: parametro λ in funzione della massa del nucleo durante l'evoluzione TP-AGB con massa iniziale $M_i = 3.0 M_\odot$ e metallicità $Z_i = 0.02$. A destra: massa minima del nucleo in funzione della massa iniziale per modelli con metallicità $Z_i = 0.008$. Nei due pannelli sono riportati i valori degli studi di Cristallo et al. [17] (CRI11), Weiss e Ferguson [8] (WEI09), Stancliffe et al. [18] (STA05), Stancliffe, Tout e Pols [19] (STA04), Karakas et al. [20] (KAR02), Herwig [21] (HER00), Straniero et al. [22] (STR97).

Il TDU comprende due meccanismi importanti: la convezione e il *mixing*. I modelli attuali ancora non riescono a descrivere al meglio la fisica che li caratterizza, per cui parametri come λ e M_c^{min} possono variare sensibilmente tra diversi studi, come si osserva in Figura 3.1 [10]. Le differenze in questi parametri possono apportare importanti modifiche sui valori stellari previsti dai modelli, come la luminosità e i prodotti generati dalla stella, dato il diverso approccio nella descrizione di fenomeni come la convezione o l'*overshoot*, nel caso in cui il modello lo comprenda. Le quantità λ e M_c^{min} vengono quindi considerate come parametri liberi in modo tale da calibrarle con nuove osservazioni [10].

Il TDU ha inoltre un ruolo fondamentale per la creazione di stelle C. Ogni episodio di TDU mescola una porzione di massa dell'*intershell*, che ha una quantità di carbonio circa 5-10 volte maggiore rispetto a quella dell'ossigeno, con l'involucro convettivo; a seguito di un certo numero di TDU, il rapporto C/O dell'involucro aumenta fino a superare l'unità e la stella diventa di tipo C, cioè ricca in carbonio [4]. Si deduce quindi che la formazione di stelle C è facilitata in stelle massive e a basse metallicità. La bassa metallicità rende più semplice questo processo poiché il carbonio è il prodotto principale della reazione 3α , per cui la sua abbondanza nell'*intershell* non dipende dalla metallicità. Di conseguenza, in stelle a bassa metallicità l'abbondanza dell'ossigeno è scarsa, mentre la quantità di carbonio che si mescola all'involucro è circa la stessa, il rapporto C/O supera così l'unità anche dopo pochi episodi di puls termici. Inoltre, questo tipo di stelle presenta *dredge-up* più profondi, quindi più materiale, e in particolare il carbonio, viene inserito nell'involucro e il processo di formazione di stelle C risulta più veloce [1]. La situazione delle stelle di masse intermedie è più complessa perché dovuta a diversi fattori. Innanzitutto la massa della *shell* di elio è molto più piccola rispetto a quella nelle stelle di piccola massa, per cui il TDU ha un effetto meno accentuato, anche per valori vicino all'unità di λ . In secondo luogo, la massa dell'involucro convettivo è maggiore, per cui il materiale risulta più diluito rispetto alle stelle di piccola massa. Infine, in queste stelle è presente l'effetto dell'HBB, che previene la formazione di stelle di tipo C ad elevate metallicità [1]. Nonostante le precedenti considerazioni, è possibile ritrovare stelle di tipo C anche per stelle AGB di massa intermedia; ciò è dovuto alla cessazione dell'HBB in seguito alla perdita di massa dell'involucro. La *mass loss* però, per permettere la formazione di stelle C, non deve avvenire ad un *rate* troppo elevato, per permettere alla stella di sperimentare altri episodi di TDU [1].

3.1.1 TDU in stelle *super-AGB*

Nelle stelle *super-AGB* il TDU ha prodotto diverse discordanze, difatti in alcuni studi risulta presente mentre in altri completamente assente. Questo risultato si pensa sia dovuto alle quantità

coinvolte, infatti le stelle *super*-AGB sono stelle di massa intermedia e massiva, per cui, anche nel caso in cui avvenga il TDU con un parametro λ elevato, il materiale trasportato è ampiamente diluito nell'involucro convettivo, per cui l'aumento delle abbondanze in superficie è quasi nullo. Mettendo a confronto una stella AGB con una *super*-AGB, i valori tipici per l'*intershell* e per l'aumento in massa del nucleo tra due pulsioni sono rispettivamente $m_{\text{is}} \approx 0.01 M_{\odot}$, $\Delta M_C \approx 0.01 M_{\odot}$ per la prima e $m_{\text{is}} \approx 10^{-4} M_{\odot}$, $\Delta M_C \approx 10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot}$ per la seconda; la quantità che viene trasportata nelle stelle *super*-AGB è piccola, per cui l'effetto in superficie è minimo, infatti il materiale trasportato è tipicamente inferiore a $\approx 0.1 M_{\odot}$. A questo fattore si aggiunge l'involucro convettivo più esteso e di conseguenza la quantità coinvolta nel *dredge-up* che risulta sulla superficie è quasi trascurabile [1].

3.1.2 Convezione nei modelli

La convezione influisce molto sull'evoluzione e sulla nucleosintesi delle stelle AGB, per cui la descrizione dei processi fisici coinvolti è un problema fondamentale dei modelli stellari. In particolare modo, un aspetto molto importante è la definizione delle regioni convettive all'interno della stella, poiché diversi meccanismi, tra cui il TDU, dipendono da esse. L'involucro convettivo, per esempio, determina diverse proprietà superficiali, luminosità e temperatura effettiva, e i processi come l'HBB ne dipendono fortemente. La teoria più utilizzata per la descrizione della convezione è la *Mixing-Length Theory* (MLT) che presenta un parametro libero α calibrato normalmente per una stella a $1 M_{\odot}$ e a metallicità solare. Questo parametro è assunto costante durante l'evoluzione, ma diversi studi ([23]) ne hanno dimostrato l'aumento durante l'evoluzione di AGB [1].

3.2 Hot bottom burning

Le stelle con masse che superano circa $5 M_{\odot}$ presentano un involucro convettivo profondo, per cui le temperature alla base sono così elevate da permettere dei bruciamenti nucleari. La regione caratterizzata da queste temperature, che possono superare anche 50×10^6 K, si trova vicino alla *shell* di idrogeno, per cui avviene l'innescamento del ciclo CNO e, nel caso di temperature abbastanza elevate, anche delle catene Ne-Na e Mg-Al; il ^{12}C viene quindi convertito in ^{13}C e in ^{14}N e per questa ragione l'HBB può prevenire la formazione delle stelle di tipo C, caratterizzate da un rapporto dell'abbondanza del carbonio e dell'ossigeno $\text{C/O} > 1$ [1]. Verso la fine dell'AGB, la temperatura tende a diminuire a causa della perdita di massa dell'involucro, per cui, dopo un certo periodo di tempo stabilito dal tasso di *mass loss*, alla base dell'involucro la temperatura non è più sufficiente per innescare il ciclo CNO e l'HBB si interrompe. Il valore minimo che deve avere la massa dell'involucro per permettere l'HBB è di circa $1 M_{\odot}$, in base alla metallicità [1].

La nucleosintesi dell'HBB è caratterizzata quindi da un valore dei rapporti C/O e $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ bassi, dalla produzione di litio, da un'elevata abbondanza di elio e azoto, e da un generale aumento delle abbondanze di ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg e ^{26}Al [4].

3.3 Nucleosintesi dell'HBB

Durante l'HBB, è presente il bruciamento di idrogeno alla base dell'involucro; i suoi prodotti derivano principalmente dal ciclo CNO e, se le temperature sono abbastanza elevate, anche dalle catene Ne-Na e Mg-Al. La nucleosintesi attraverso queste reazioni, soprattutto a basse metallicità, rende fondamentale il contributo delle stelle AGB per la composizione del mezzo interstellare nelle galassie.

3.3.1 Ciclo CNO

I cicli CN e NO sono riportati in Figura 3.2 [24].

Le temperature richieste per l'HBB devono essere molto più elevate di quelle che caratterizzano le regioni in cui avviene il bruciamento di idrogeno. Ciò è dovuto al fatto che la densità alla base dell'involucro è molto bassa, $\sim 1 \text{ gr cm}^{-3}$, per cui sono necessarie temperature maggiori che

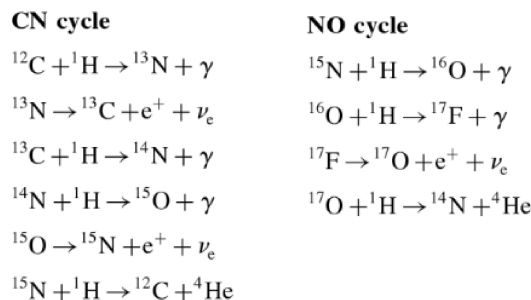


Figura 3.2: Cicli CN e NO.

forniscano più energia per permettere la nucleosintesi. Questa in parte è la ragione per cui l'HBB è più efficiente a basse metallicità, difatti in questi casi le stelle sono più compatte [1].

In generale si osserva un aumento delle abbondanze di ^{13}C e ^{14}N dovuto al ciclo CNO. Può avvenire anche una produzione di ^{17}O , in base al tasso di cattura protonica (ancora incerto) per la reazione $^{17}\text{O} + p$ che ridurrebbe la sua abbondanza. Questo ciclo però porta anche alla distruzione di diversi isotopi, tra cui ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O , ^{18}O , i quali permettono poi la creazione di ^{14}N ; oltre a questi isotopi anche ^{19}F viene distrutto [1].

Nella Figura 3.3 [1] sono riportati i valori del rapporto $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ e dell'abbondanza dell'azoto per una stella di $6M_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.02$ durante la fase TP-AGB. Dalla loro evoluzione si può osservare l'attivazione dei cicli CNO. Si nota infatti l'aumento di ^{13}C , fino a quando non viene raggiunto un equilibrio dato dal rapporto $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 3$ per gran parte della TP-AGB. Si verifica inoltre la crescita della quantità di azoto di quasi un ordine di magnitudine, dovuto alla quantità di ^{12}C immessa nell'involucro dal TDU, che viene convertita in azoto. Il rapporto $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, verso la fine dei puls termici, supera un valore di 10^6 , dato dalla distruzione quasi totale dell' ^{18}O [1].

3.3.2 Catene Ne-Na e Mg-Al

Le catene Ne-Na e Mg-Al sono rappresentate in Figura 3.4 [1], dove i cerchi tratteggiati rappresentano gli isotopi instabili.

La catena Ne-Na produce principalmente ^{23}Na tramite reazioni che coinvolgono il ^{22}Ne e in piccola parte il ^{21}Ne , per cui le stelle AGB hanno un ruolo fondamentale per l'evoluzione chimica del sodio del mezzo interstellare. L'HBB può portare a un leggero aumento della quantità di ^{20}Ne poiché ad elevate temperature (> 90 MK) il ^{23}Na viene distrutto a favore di ^{20}Ne , che non varierebbe per il solo bruciamento all'interno della *shell* di idrogeno. Stabilire il tasso di bruciamento di ^{23}Na diventa quindi importante per determinare i prodotti del sodio che verranno espulsi dalla stella tramite i venti solari [1].

Il passaggio tra le catene Ne-Na e Mg-Al è regolato dal tasso delle reazioni $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$. Le abbondanze del magnesio e dell'alluminio variano a causa dell'attivazione della catena Mg-Al all'interno della *shell* di idrogeno. Gli atomi di alluminio coinvolti in queste reazioni presentano due stati: lo stato fondamentale $^{26}\text{Al}_g$ e lo stato isomerico $^{26}\text{Al}_m$. Nella seguente trattazione ci riferiremo esclusivamente allo stato fondamentale poiché il suo tempo di metà vita è $\tau_{1/2} = 700\,000$ yrs a differenza di quello relativo allo stato isomerico che risulta essere $\tau_{1/2} = 6.35$ s. ^{26}Al viene prodotto a spese del ^{25}Mg ; a sua volta, essendo instabile, l'isotopo ^{26}Al può subire un decadimento β oppure essere soggetto a catture protoniche. La probabilità di queste ultime è maggiore dati i tempi scala coinvolti per il decadimento β , per cui principalmente si forma ^{27}Si che decade velocemente in ^{27}Al . Un piccola parte di ^{26}Al porta invece all'aumento di ^{26}Mg tramite il decadimento β nei resti della *shell* di idrogeno. L'isotopo ^{24}Mg infine, per permettere la cattura protonica, necessiterebbe temperature più elevate rispetto alle altre reazioni presenti nella catena, ma i modelli prevedono invece la sua distruzione per merito dell'HBB [1].

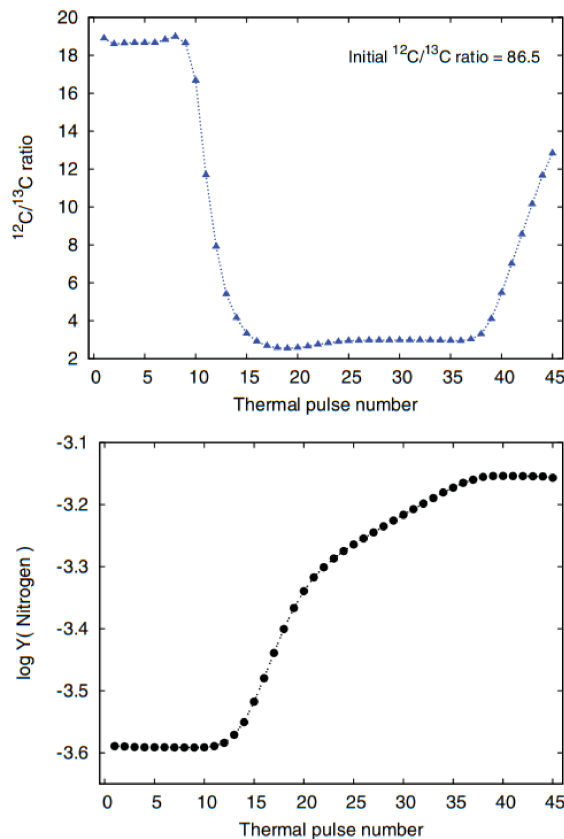


Figura 3.3: Sono riportate le evoluzioni del rapporto $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ (in alto) e della quantità di azoto (in basso) sulla superficie, per modello di stella di massa $6 M_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.02$, in funzione del numero di puls termici. L'abbondanza di azoto è riportata in unità logaritmiche, $\log Y = X/A$, dove X è la frazione in massa dell'azoto e A la sua massa atomica.

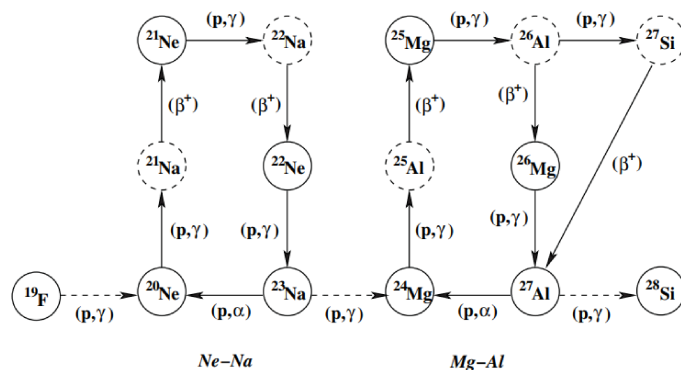


Figura 3.4: Catene Ne-Na e Mg-Al.

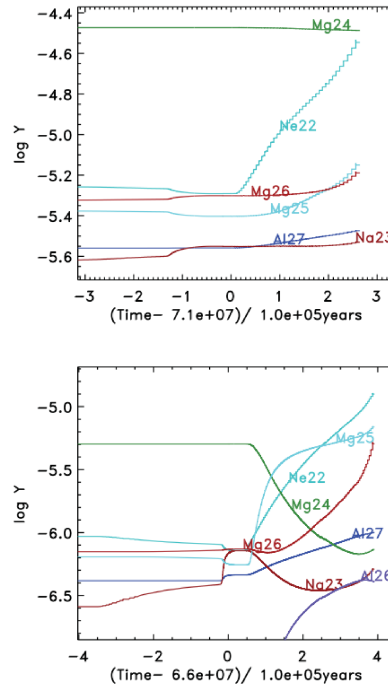


Figura 3.5: Evoluzione sulla superficie durante TP-AGB di alcuni elementi coinvolti nelle catene Ne-Na e Mg-Al per due modelli di stella di $6M_{\odot}$. Nel pannello in alto il modello ha metallicità $Z = 0.02$, in basso invece $Z = 0.004$. Sull'ascissa è riportato il tempo scalato in modo che a $t = 0$ avviene il primo pulso termico. Sull'ordinata è presente l'abbondanza espressa in unità logaritmiche, $\log Y = X/A$, dove X è la frazione in massa dell'elemento e A la sua massa atomica.

Nella Figura 3.5 [1] sono riportate le abbondanze di due modelli di $6M_{\odot}$, dove la metallicità è $Z = 0.02$ nel pannello in alto e $Z = 0.004$ per quello in basso, e le temperature alla base dell'involucro sono rispettivamente $T_{bce} = 82$ MK e $T_{bce} = 95$ MK. Per quanto riguarda il modello con metallicità più alta, gli elementi pesanti non mostrano un chiara attivazione delle catene Ne-Na e Mg-Al, a differenza degli elementi evidentemente prodotti dal HBB mostrati in Figura 3.3. ^{22}Ne , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al sono i prodotti dei bruciamenti avvenuti all'interno delle *shell* di elio ed idrogeno, che sono poi stati trasportati in superficie dal TDU, per cui il relativo aumento delle abbondanze è dovuto al mixing effettuato dell'episodio di *dredge-up* e non al HBB. Inoltre non si osserva un aumento rilevante del sodio. Per il modello a bassa metallicità invece, la temperatura è più elevata poiché la stella è più compatta, per cui sono facilitate le reazioni della catena Mg-Al, difatti si osserva un'importante distruzione di ^{24}Mg e un aumento di ^{26}Al , che può derivare solo dal bruciamento di H e dalla catena Mg-Al. Anche gli isotopi del magnesio mostrano un andamento che rivela chiaramente l'azione del HBB. A differenza del precedente modello, si verifica un iniziale aumento dell'abbondanza di sodio, seguito da un calo dovuto alla catture protoniche [1].

3.3.3 Litio

Il ^7Li viene prodotto attraverso il meccanismo di Cameron-Fowler. Nell'involucro è presente una certa quantità di ^4He , prodotto durante il bruciamento dell'idrogeno, per cui è possibile che una frazione di questo isotopo dell'elio riesca a catturare una particella α per produrre ^7Be . In base alla temperatura della zona in cui si trova, il ^7Be può catturare un altro protone per proseguire lungo la catena ppIII oppure produrre ^7Li attraverso una cattura elettronica. Grazie ai moti convettivi presenti nell'involucro, parte del ^7Be si muove verso regioni con una temperatura più bassa che permette le catture elettroniche, prevenendo invece quelle protoniche e formando così ^7Li . A sua volta il ^7Li viene mescolato all'interno dell'involucro e portato in zone più calde in cui avvengono catture protoniche che lo distruggono. La produzione di ^7Li termina una volta esaurita la scorta di ^4He all'interno del nucleo [1]. Il tasso di produzione di ^7Li dipende fortemente dalla

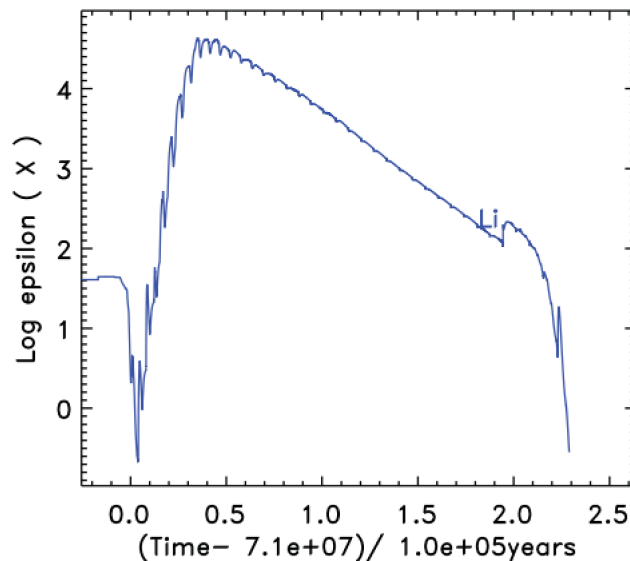


Figura 3.6: Evoluzione sulla superficie durante TP-AGB di ${}^7\text{Li}$ per un modello di stella di $6M_{\odot}$ e metallicità $Z = 0.02$. Sull'ascissa è riportato il tempo scalato in modo che a $t = 0$ avviene il primo pulso termico. Sull'ordinata è presente l'abbondanza espressa in unità logaritmiche, $\log(n(\text{Li})/n(\text{H}) + 12)$.

metallicità e il meccanismo di Cameron-Fowler è più efficiente a basse metallicità poiché la quantità di ${}^7\text{Be}$ a disposizione è maggiore [10]. I risultati di questo processo, visibili sulla superficie, sono riportati in Figura 3.6 [1] per un modello di stella di massa $6M_{\odot}$ e metallicità 0.02. Il periodo in cui la stella è ricca in litio inizia quando l'abbondanza del litio risulta, in scala logaritmica, $\log(n(\text{Li})/n(\text{H}) + 12) \gtrsim 2$ e dura circa 2×10^5 anni [1].

3.4 Processi di catture neutroniche

Le stelle, durante la loro evoluzione, sono laboratori naturali per una vasta gamma di reazioni nucleari. Tra queste, i processi di cattura di neutroni svolgono un ruolo fondamentale nella generazione di nuclei atomici più pesanti e nella produzione di elementi chimici diversi da quelli formati durante la fusione nucleare standard.

I processi di cattura di neutroni possono essere divisi in due categorie principali: la cattura lenta dei neutroni (*s-process*) e la cattura rapida dei neutroni (*r-process*). Nel *s-process*, i nuclei stabili assorbono neutroni lentamente e gradualmente attraverso un processo di successive catture e decadimenti beta, che avviene tipicamente nelle stelle di tipo AGB e durante le fasi finali della loro evoluzione. D'altra parte, nell'*r-process*, i neutroni vengono catturati molto rapidamente in condizioni di densità e temperatura estreme, come durante le esplosioni di supernove o fusioni di stelle di neutroni.

L'analisi dei prodotti dei processi di cattura di neutroni nelle stelle fornisce preziose informazioni sulla loro evoluzione, così come sulla composizione chimica del mezzo interstellare e delle galassie. Questi processi sono essenziali per la formazione di elementi più pesanti del ferro, inclusi quelli presenti nella Terra e nell'Universo circostante.

Il processo *r* è caratterizzato da una densità neutronica N_n che supera 10^{20} neutroni per cm^{-3} , per cui le catture neutroniche hanno tempi-scala molto inferiori ai decadimenti β . Durante questo processo gli isotopi che si formano presentano un limite superiore posto dal numero massimo possibile di neutroni all'interno del nucleo (*neutron drip line*). Successivamente questi isotopi decadono, diventando stabili. Le condizioni richieste per l'attivazione del processo *r* sono estreme, per cui è stato ipotizzato che possa avvenire durante l'esplosione di supernova, in collisioni tra stelle di neutroni oppure nella fusione tra un buco nero e una stella di neutroni [1].

Nel corso di questa trattazione, esploreremo i meccanismi del processo s . Il processo s si verifica a densità elettroniche molto inferiori a quella relativa al processo r , $N_n \lesssim 10^8$ neutroni per cm^{-3} . I tempi-scala per questo tipo di catture sono più lunghi rispetto al decadimento β , per cui un isotopo instabile ha il tempo di decadere prima di catturare un ulteriore neutrone. Il processo s produce circa la metà degli elementi più pesanti del ferro presenti nel mezzo interstellare, infatti, nonostante molti elementi siano prodotti da entrambi i processi di cattura protonica, alcuni sono esclusivamente il risultato del processo s . Nel caso della nostra Galassia, alcuni prodotti del processo s sono lo stronzio, l'ittrio, lo zirconio, il bario, il lantanio e il piombo, dove circa il 91% del piombo è prodotto solo da questo processo, mentre l'argento, lo xeno e l'europio sono principalmente la conseguenza del processo r . Esistono alcuni elementi pesanti, ricchi di protoni, che invece non possono essere soggetti a nessuna delle due catture e sono piuttosto rari [1].

3.4.1 Sorgenti di neutroni

I neutroni sono particelle instabili e decadono in circa 15 minuti, per cui sono necessarie delle reazioni che li producano, in modo tale da permettere ai processi s e r di avvenire. Durante il bruciamento di He sono presenti due sorgenti di neutroni principali:

- $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}(\beta^+\nu) ^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$
- $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma) ^{13}\text{N}(\beta^+\nu) ^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$.

La prima reazione è dovuta al ciclo CNO che arricchisce l'*intershell* di ^{14}N e, durante il pulso termico, questo isotopo può catturare una particella α che gli permette successivamente di produrre ^{22}Ne . A questo punto, se le temperature superano 3×10^8 K, a sua volta il neon può catturare una particella α producendo ^{25}Mg e ^{26}Mg , come descritto nella Sezione 2.4.7. Durante il pulso termico convettivo, per temperature elevate, la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ è molto efficiente. Questa situazione è predetta nei modelli con $M \gtrsim 4 M_\odot$ [1].

La seconda reazione necessita di una riserva di ^{13}C all'interno dell'*intershell*. Durante la fase di interpulso, il ciclo CNO produce ^{13}C ma questa quantità non è sufficiente per replicare i dati osservativi. L'involucro invece è la ragione principale della scorta di carbonio, infatti, tramite i suoi moti convettivi, mescola alcuni protoni negli strati interni dell'*intershell*, questi vengono poi catturati da ^{12}C per formare ^{13}C tramite la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) ^{13}\text{N}(\beta^+\nu) ^{13}\text{C}$. Questo processo porta alla creazione di un sottile strato ricco in ^{13}C e ^{14}N che abbiamo definito come ^{13}C *pocket* (vedi Sezione 2.4.3). Il ^{13}C viene poi distrutto tramite la reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$ prima del successivo pulso termico, per cui si ha il rilascio di neutroni all'interno del *pocket*. Il processo s avviene quindi nella fase di interpulso nella regione in cui prima era presente ^{13}C . A seguito del pulso termico, il materiale prodotto dal processo s viene mescolato nell'*intershell* [1].

Nelle stelle di piccola massa la temperatura è troppo bassa per permettere l'attivazione del ^{22}Ne della prima sorgente, per cui quella dominante in questo tipo di stelle è la seconda. È possibile stabilire, per una data metallicità, la massa stellare per cui si ha il cambio di sorgente neutronica dominante; per esempio, in un modello con metallicità $Z = 0.02$, la massa che determina questo passaggio dovrebbe essere $\simeq 4 M_\odot$. Questa massa è una quantità importante da stabilire poiché i prodotti immessi nel mezzo interstellare sono differenti in base alla sorgente neutronica che prevale all'interno della stella. Ciò che distingue principalmente queste due sorgenti sono i tempi-scala, infatti la seconda sorgente ha una durata di circa 10^3 anni, mentre la prima di soli 10, per cui nella sorgente $^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$, caratterizzata da densità neutroniche minori ($\lesssim 10^7$ neutroni per cm^{-3}), il flusso di neutroni integrato nel tempo sarà più elevato rispetto a quello della sorgente $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$, il cui flusso, nonostante la densità maggiore (che può arrivare fino a 10^{15} neutroni per cm^{-3}), integrato su un tempo così breve risulta più piccolo. Il processo s , derivando i neutroni dalla sorgente $^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$, riesce a sintetizzare fino al piombo nei casi di minore metallicità, mentre nel caso della sorgente $^{22}\text{Ne}(\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ non supera il primo picco del processo s [1].

3.4.2 Regimi

Secondo Lugaro et al. [25], le catture neutroniche possono avvenire in 4 regimi:

1. con sorgente $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ quando le temperature raggiungono oltre 3×10^8 K durante i puls termici
2. con sorgente $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ dove la reazione avviene in condizioni radiative e la riserva di ^{13}C deriva dal *pocket*
3. con sorgente $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ dove la reazione avviene in condizioni convettive durante i puls termici e la riserva di ^{13}C deriva dal *pocket*
4. con sorgente $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ dove la reazione avviene in condizione convettive e il ^{13}C è prodotto tramite catture protoniche provenienti dalla coda della *shell* di idrogeno durante il pulso termico.

Gli intervalli di massa in cui si verificano questi regimi sono fortemente dipendenti dal modello considerato. Lugaro et al. [25] utilizza il codice STARS e le masse riportate in seguito sono calcolate tramite questo modello.

Il primo regime si ritrova in stelle con massa iniziale che supera $2 - 2.5 M_{\odot}$. Gli aspetti che lo caratterizzano sono principalmente due: le temperature non troppo elevate da causare il completo bruciamento di ^{22}Ne e l'omogeneità dei neutroni all'interno dell'*intershell* per via della convezione. Il secondo regime è presente nei modelli con masse iniziali tra 1.75 e $3 M_{\odot}$. In queste condizioni, il ^{13}C è completamente bruciato in condizioni radiative, mentre i neutroni vengono catturati nel ^{13}C *pocket*. Nel terzo regime quasi tutto il ^{13}C viene bruciato in condizioni convettive, mentre solo una piccola parte in condizioni radiative. Queste circostanze si osservano nei modelli di piccola massa in cui la temperatura all'interno dell'*intershell* durante i primi puls non è sufficiente per il bruciamento radiativo di ^{13}C . Le conseguenze principali di questo regime sono la diminuzione del flusso di neutroni a causa delle catture neutroniche di ^{14}N e ^{13}C , e l'aumento di densità neutronica grazie alla breve durata (~ 100 anni) del pulso termico. Il quarto regime si presenta durante i primi puls termici in modelli con masse inferiori a $2.5 M_{\odot}$. In queste condizioni, il pulso convettivo, al massimo dell'estensione, penetra al più regioni con una frazione in massa di idrogeno di 0.01 [1] [25].

Capitolo 4

Yield chimici

Gli *yield* stellari rappresentano un aspetto cruciale per comprendere l'evoluzione chimica delle galassie. Le stelle di massa piccola e intermedia sono protagoniste di un'importante nucleosintesi interna, che contribuisce all'arricchimento del mezzo interstellare attraverso i loro venti stellari. Le stelle AGB rilasciano diversi prodotti, tra cui carbonio, azoto, fluoro, sodio, neon, magnesio ed elementi pesanti prodotti attraverso il processo *s*.

Nel lavoro di Kobayashi et al. [26], gli *yield* delle stelle AGB sono definiti come la differenza tra la quantità della specie all'interno del vento solare e la sua frazione iniziale nella massa stellare. Gli *yield* stellari riportati successivamente [1] sono calcolati tramite l'equazione:

$$M_i = \int_0^\tau [X(i) - X_0(i)] \frac{dM}{dt} dt \quad (4.1)$$

dove M_i rappresenta la resa della specie i espressa in masse solari, dM/dt indica il tasso di perdita di massa al momento del calcolo, τ è la durata della vita del modello stellare, $X(i)$ e $X_0(i)$ sono le frazioni, rispettivamente, della massa attuale e iniziale per la specie i . Il valore dello *yield* può essere positivo o negativo a seconda che il prodotto venga creato o distrutto, rispettivamente.

4.1 Arricchimento chimico

4.1.1 Litio

Secondo Karakas [9], le stelle AGB che producono ${}^7\text{Li}$ sono principalmente quelle che presentano una massa compresa in un piccolo intervallo, dove la produzione del litio è maggiore alla sua distruzione. Il litio in queste stelle viene velocemente prodotto grazie al meccanismo Cameron-Fowler e lentamente distrutto tramite il *mixing* che lo trasporta in regioni più calde che lo distruggono. [1].

Attualmente non è ancora chiaro il preciso contributo delle stelle AGB per la quantità di litio che si osserva nei sistemi stellari. Una delle ragioni per cui ciò avviene è l'incertezza dei modelli riguardo i tassi di *mass loss* e fenomeni come il *mixing* convettivo. La fase del *super-wind*, da cui dipendono i *rate* di perdita di massa, si innesca durante gli ultimi puls della stella AGB. L'espulsione di materia in questo periodo è molto veloce, portando la stella a perdere una grande porzione dell'involucro, per cui è fondamentale la determinazione della sua composizione all'inizio di questa fase per comprendere il contributo fornito dalle stelle AGB. Altri fattori che possono influenzare gli *yield* del litio sono la rotazione della stella, la presenza di una compagna, se si trova in una sistema binario, oppure l'efficienza di *extra-mixing* [1].

4.1.2 Carbonio, azoto, ossigeno

Le stelle AGB rappresentano una delle fonti principali di ${}^{12}\text{C}$, producendo circa un terzo della quantità totale presente nelle galassie. ${}^{13}\text{C}$ e ${}^{14}\text{N}$ sono il risultato del ciclo CNO, le cui abbondanze

osservate in superficie sono la conseguenza del FDU e SDU nella fase precedente all'AGB, e l'effetto del HBB durante l'AGB. Per quanto riguarda l'ossigeno, in generale i modelli standard non ne mostrano una sua significativa produzione. Nelle stelle di massa intermedia con bassa metallicità, a causa dell'HBB, viene distrutta una grande quantità di ^{16}O . Solo a metallicità molto basse è presente una produzione apprezzabile. Tuttavia, nei modelli che considerano l'*overshoot* convettivo nel nucleo C-O, come quello presentato da Pignatari et al. [27], le stelle AGB di piccola massa possono avere un ruolo fondamentale per l'evoluzione di ^{16}O nelle galassie [1]. L'isotopo ^{18}O , invece, viene prodotto e poi distrutto tramite catture protoniche all'interno del ciclo CNO attraverso le reazioni $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}(\beta^+) ^{18}\text{O}$ e $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$ [26].

Nella Figura 4.1 [1] si mostrano i grafici di *yield* stellari, a due metallicità differenti, di ^{12}C , ^{14}N e ^{17}O . Viene fatto un confronto tra i valori ricavati da due studi, quelli di Karakas [9] e di Karakas & Lattanzio [28]. Questi lavori presentano due differenze sostanziali: i tassi di reazione utilizzati nei modelli e le abbondanze iniziali. Karakas [9] ha utilizzato un set di tassi di catture protoniche e di particelle α aggiornati in base a degli studi sperimentali fatti rispetto a delle reazioni che comprendono il ciclo CNO e le catene Ne-Na, Mg-Al. Tramite i dati aggiornati si trova che nei modelli di massa intermedia, con attivo l'HBB, la produzione del sodio è da ~ 6 a 30 volte inferiore rispetto agli studi precedenti. Le abbondanze, invece, in Karakas [9] risultano riscaldate rispetto a quelle solari per metallicità $Z = 0.02, 0.004, 0.008, 0.0001$, mentre in Karakas & Lattanzio [28] sono state utilizzate quelle delle LMC e SMC. Nella figura si osserva che, a $Z = 0.02$, la produzione netta di ^{12}C è quasi nulla per modelli con massa iniziale $M_i < 2.5 M_\odot$, mentre per $M_i \sim 3 M_\odot$ è massima. Le stelle di massa intermedia dominano gli *yield* dell'azoto poiché si verifica l'HBB al loro interno. A bassa metallicità, le stelle di massa intermedia costituiscono la sorgente principale di ^{14}N , insieme alle stelle rotanti massicce. I modelli standard mostrano importanti *yield* di ^{17}O , derivante dal ciclo CNO. Nella Figura 4.1 infatti si osserva un aumento della produzione di questo isotopo per masse iniziali intermedie, in cui è presente l'azione dell'HBB [1].

4.1.3 Fluoro

L'origine del fluoro non è ancora del tutto certa, tuttavia si suppone che alcuni siti in cui viene prodotto siano le stelle AGB durante i puls termici e gli episodi di TDU, le supernovae per collasso gravitazionale, le stelle Wolf Rayet e la fusione di nane bianche [1] [29]. L'unico isotopo stabile del fluoro è ^{19}F , il quale può essere facilmente distrutto tramite le reazioni $^{19}\text{F}(p, \alpha) ^{16}\text{O}$ e $^{19}\text{F}(\alpha, p) ^{22}\text{Ne}$ all'interno delle stelle AGB di massa intermedia e a bassa metallicità, in cui queste reazioni sono efficientemente attive, come si osserva in Figura 4.1 [29].

Dal confronto nella Figura 4.1 degli *yield* di ^{12}C e di ^{19}F si nota un andamento molto simile, infatti entrambi mostrano una produzione dell'isotopo quasi nulla per $M_i < 2.5 M_\odot$ e un piccolo attorno a $3 M_\odot$. Nelle stelle AGB, inoltre, si osserva una relazione tra i rapporti [F/O] e C/O, dove entrambi dipendono dalla massa e dalla metallicità della stella [1].

In presenza di un ^{13}C *pocket* abbastanza esteso a seguito degli episodi di TDU, è possibile ritrovare una dipendenza tra le abbondanze del fluoro e degli elementi risultanti dal processo *s*. Il *pocket*, infatti, è caratterizzato da una grande quantità di ^{14}N e al suo interno sono presenti le condizioni che permettono l'attivazione del processo *s*. Il fluoro si forma tramite la reazione $^{14}\text{N}(n, p) ^{14}\text{C}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{19}\text{F}$ a seguito del rilascio di neutroni da parte della reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n) ^{16}\text{O}$. La rotazione della stella causa un *mixing* all'interno del *pocket*, causando un aumento delle catture neutroniche da parte di ^{14}N , formando così ^{19}F . Grazie alla rotazione quindi, si osserva un arricchimento di fluoro e una minore efficienza del processo *s* [29].

4.1.4 Elementi oltre il neon

L'unico isotopo che viene prodotto dalle stelle AGB con un'elevata efficienza è il ^{22}Ne . Kobayashi et al. [26] mostra come il contributo delle stelle AGB sia essenziale per riflettere i dati osservativi dei rapporti isotopici solari del neon, infatti, escludendo il loro effetto, nel mezzo interstellare la presenza del ^{20}Ne , dovuta alle esplosioni di supernova, risulterebbe in maggiore quantità rispetto agli isotopi ^{21}Ne e ^{22}Ne [1].

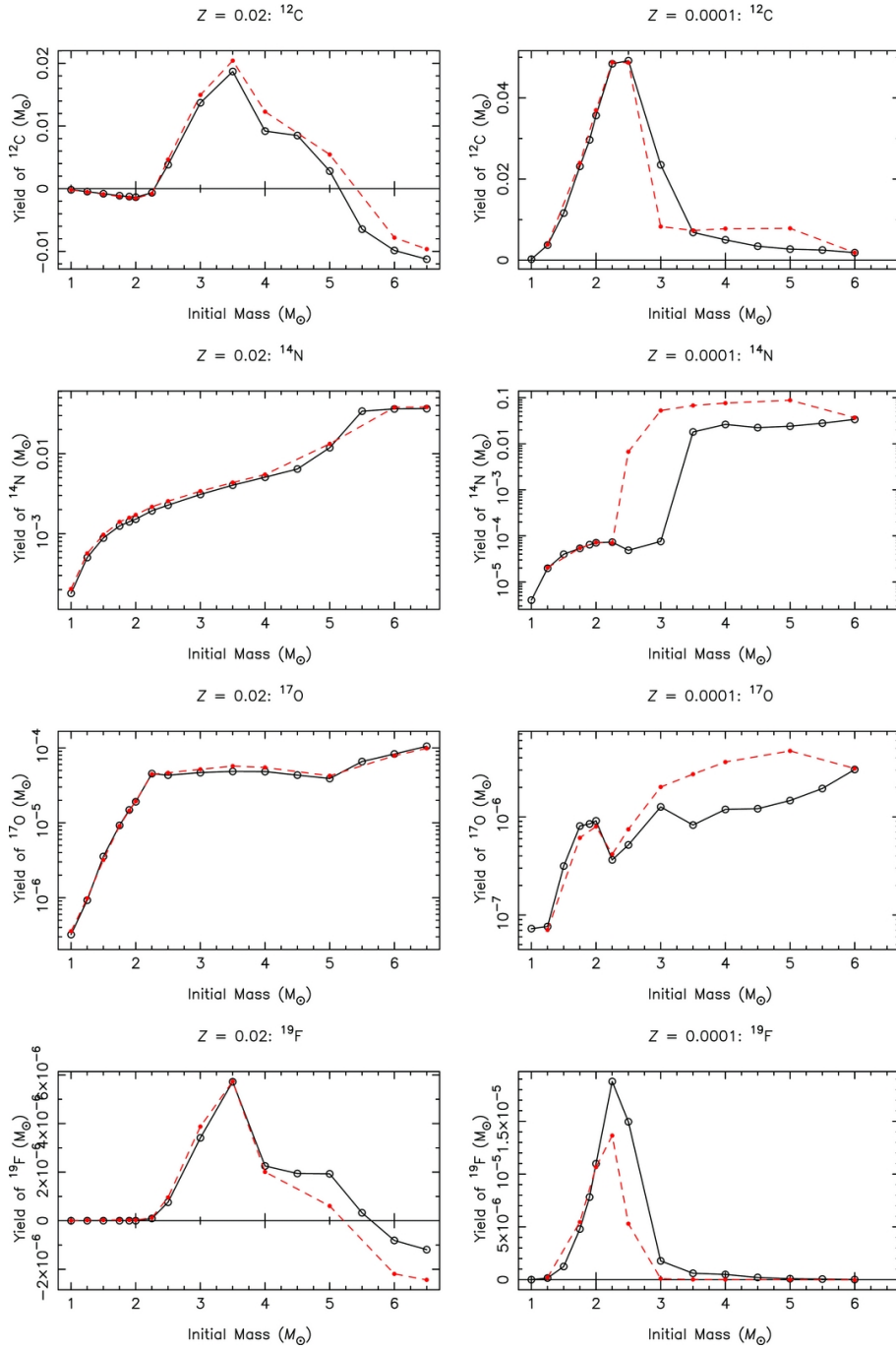


Figura 4.1: *Yield* stellari di ^{12}C , ^{14}N , ^{17}O e ^{19}F in funzione della massa iniziale per due modelli di metallicità $Z = 0.02$ (sinistra) e $Z = 0.0001$ (destra). Le linee continue in nero sono i dati aggiornati da Karakas [9], mentre le linee tratteggiate in rosso sono gli *yield* da Karakas & Lattanzio [28]. Nel primo studio sono state utilizzate abbondanze di C, N e O solari riscalate, mentre nel secondo quelle non solari per rispecchiare la composizione delle Nubi di Magellano.

Il sodio è prodotto tramite la catena Ne-Na in stelle di massa intermedia che presentano le temperature necessarie per la sua attivazione. Il suo rendimento dipende però anche dal tasso di distruzione effettuato tramite le catture protoniche, il quale è ancora incerto. Nella nostra Galassia, Kobayashi ha stabilito che le stelle AGB non rivestono un ruolo determinante per l'evoluzione chimica del sodio [1] [26].

Del magnesio sono presenti nel mezzo interstellare i suoi isotopi ^{25}Mg e ^{26}Mg , prodotti dalle stelle AGB e dalle supernovae. Le stelle AGB di massa intermedia, a basse metallicità, rappresentano una delle fonti principali, infatti, il loro contributo da solo influisce in maniera considerevole sull'evoluzione chimica del magnesio [1].

Altri risultati della nucleosintesi delle stelle AGB sono il fosforo e lo scandio, prodotti tramite catture neutroniche nell'*intershell*, il silicio, il cloro, l'argon, il potassio e il manganese; il contributo delle stelle AGB per l'evoluzione chimica di queste specie è però minimo [1].

4.1.5 Processo *s*

Nella Sezione 3.4 è stata sottolineata l'importanza del processo *s*, dovuta al fatto che la creazione di circa metà di tutti gli elementi pesanti è il risultato di questo processo, e la maggior parte di questi prodotti deriva dalle stelle AGB, per cui la fase AGB è fondamentale per la comprensione dell'evoluzione chimica. Un fattore che può influenzare questo processo è la rotazione della stella che induce un *mixing* al suo interno che porta alla diminuzione dell'efficienza del processo *s*, come esposto nella Sezione 4.1.3.

Gli studi sugli *yield* stellari degli elementi pesanti sono abbastanza ridotti, infatti i modelli presenti ad oggi analizzano limitati intervalli di massa e metallicità. Alcune di queste ricerche sono:

- Cristallo et al. [17], dove vengono presentati gli *yield* di elementi fino al bismuto per modelli di massa fino a $3 M_{\odot}$
- Straniero et al. [30], che ha esteso lo studio riportato nel punto precedente per masse da 4 a $6 M_{\odot}$ per un valore di metallicità, $Z = 0.0003$
- Pignatari et al. [27], dove presenta gli *yield* di diverse masse per due valori di metallicità, $Z = 0.01$ e $Z = 0.02$
- Fishlock et al. [31], in cui sono presenti gli *yield* per un intervallo di massa $1 - 7 M_{\odot}$ per un valore di metallicità, $Z = 0.001$
- Lugaro et al. [25], dove è riportata una tabella delle abbondanze predette per modelli con masse che vanno da 0.9 a $6 M_{\odot}$ per un valore della metallicità, $Z = 0.0001$, in funzione del numero dei puls termici.

I modelli, in accordo con i dati osservati, attribuiscono alle stelle AGB di piccola massa l'evoluzione del bario e del piombo, a differenza delle stelle di massa intermedia il cui contributo risulta minimo. Si stima che le stelle di massa intermedia influenzino del $\approx 8\%$, 6% , 6% , 1% e 5% il contributo di stronzio, ittrio, zirconio, niobio e molibdeno rispettivamente [1] [32].

4.2 Nucleosintesi in stelle *super-AGB*

La nucleosintesi delle stelle *super-AGB* è piuttosto simile a quella delle AGB. Ciò che le caratterizza sono le elevate temperature, difatti l'*intershell* può raggiungere oltre 400 MK, in base alla massa iniziale e alla metallicità della stella. Una delle conseguenze è l'aumento dell'efficienza del processo *s*, permettendo catture α da parte di ^{22}Ne , fornendo quindi una riserva di neutroni. Successivamente, questo materiale viene trasportato in superficie dal TDU, nel caso in cui le condizioni all'interno della stella siano favorevoli alla sua attivazione. Nonostante l'elevata efficienza, le regioni in cui queste reazioni avvengono sono molto piccole, per cui in generale, nelle stelle *super-AGB*, le specie normalmente prodotte dal *dredge-up* sono meno presenti. Questo non avviene nelle stelle di bassa metallicità, poiché anche piccole quantità di prodotti possono variare considerevolmente le abbondanze. L'HBB è un altro processo nelle stelle *super-AGB* in cui avviene

la nucleosintesi. Le temperature alla base dell'involucro convettivo in queste stelle può superare 100 MK, per cui è possibile il bruciamento di H tramite il ciclo CNO e le catene Ne-Na e Mg-Al con elevata efficienza [1].

Le stelle *super*-AGB producono una quantità importante di diversi prodotti, tra cui ^{13}C , ^{14}N , ^{17}O , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{26}Al e ^{60}Fe , rendendo il loro contributo fondamentale per comprendere l'evoluzione chimica delle galassie [1].

Bibliografia

- [1] Amanda I. Karakas e John C. Lattanzio. *The Dawes Review 2: Nucleosynthesis and Stellar Yields of Low- and Intermediate-Mass Single Stars*. In: Publications of the Astronomical Society of Australia 31, e030 (lug. 2014), e030. DOI: 10.1017/pasa.2014.21. arXiv: 1405.0062 [astro-ph.SR].
- [2] S. Cristallo et al. *Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of AGB Stars at Different Metallicities. III. Intermediate-mass Models, Revised Low-mass Models, and the ph-FRUIITY Interface*. In: The Astrophysical Journal Supplement Series 219.2, 40 (ago. 2015), p. 40. DOI: 10.1088/0067-0049/219/2/40. arXiv: 1507.07338 [astro-ph.SR].
- [3] *Asymptotic giant branch stars*. Gen. 2003.
- [4] Falk Herwig. *Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars*. In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 43.1 (set. 2005), pp. 435–479. DOI: 10.1146/annurev.astro.43.072103.150600.
- [5] C. A. Frost et al. *The brightest carbon stars*. In: Astronomy and Astrophysics 332 (apr. 1998), pp. L17–L20. DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/9710054. arXiv: astro-ph/9710054 [astro-ph].
- [6] P. Marigo. *Calibrating the Role of TP-AGB Stars in the Cosmic Matter Cycle*. In: *Why Galaxies Care about AGB Stars III: A Closer Look in Space and Time*. A cura di F. Kerschbaum, R. F. Wing e J. Hron. Vol. 497. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. Ago. 2015, p. 229. DOI: 10.48550/arXiv.1411.3126. arXiv: 1411.3126 [astro-ph.SR].
- [7] Giada Pastorelli et al. *Constraining the thermally pulsing asymptotic giant branch phase with resolved stellar populations in the Large Magellanic Cloud*. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 498.3 (nov. 2020), pp. 3283–3301. DOI: 10.1093/mnras/staa2565. arXiv: 2008.08595 [astro-ph.SR].
- [8] A. Weiss e J. W. Ferguson. *New asymptotic giant branch models for a range of metallicities*. In: Astronomy and Astrophysics 508.3 (dic. 2009), pp. 1343–1358. DOI: 10.1051/0004-6361/200912043. arXiv: 0903.2155 [astro-ph.SR].
- [9] A. I. Karakas. *Updated stellar yields from asymptotic giant branch models*. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 403.3 (apr. 2010), pp. 1413–1425. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.16198.x. arXiv: 0912.2142 [astro-ph.SR].
- [10] Paola Marigo et al. *Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars - I. The COLIBRI code*. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 434.1 (set. 2013), pp. 488–526. DOI: 10.1093/mnras/stt1034. arXiv: 1305.4485 [astro-ph.SR].
- [11] Giada Pastorelli et al. *Constraining the thermally pulsing asymptotic giant branch phase with resolved stellar populations in the Small Magellanic Cloud*. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 485.4 (giu. 2019), pp. 5666–5692. DOI: 10.1093/mnras/stz725. arXiv: 1903.04499 [astro-ph.SR].
- [12] K. -P. Schröder e M. Cuntz. *A New Version of Reimers' Law of Mass Loss Based on a Physical Approach*. In: The Astrophysical Journal Letters 630.1 (set. 2005), pp. L73–L76. DOI: 10.1086/491579. arXiv: astro-ph/0507598 [astro-ph].
- [13] S. Cristallo et al. *Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars at Different Metallicities*. In: The Astrophysical Journal 696.1 (mag. 2009), pp. 797–820. DOI: 10.1088/0004-637X/696/1/797. arXiv: 0902.0243 [astro-ph.SR].
- [14] R. P. Hedrosa et al. *Nitrogen Isotopes in Asymptotic Giant Branch Carbon Stars and Presolar SiC Grains: A Challenge for Stellar Nucleosynthesis*. In: The Astrophysical Journal Letters

- 768.1, L11 (mag. 2013), p. L11. DOI: 10.1088/2041-8205/768/1/L11. arXiv: 1303.6418 [astro-ph.SR].
- [15] P. R. Wood. *The conditions for dredge-up of carbon during the helium shell flash and the production of carbon stars*. In: *Physical Processes in Red Giants*. A cura di Jr. Iben I. e A. Renzini. Vol. 88. Astrophysics and Space Science Library. Gen. 1981, pp. 135–139. DOI: 10.1007/978-94-009-8492-9_11.
- [16] A. Bonacić Marinović et al. *The s-process in stellar population synthesis: a new approach to understanding AGB stars*. In: *Astronomy and Astrophysics* 469.3 (lug. 2007), pp. 1013–1025. DOI: 10.1051/0004-6361:20066861. arXiv: astro-ph/0703122 [astro-ph].
- [17] S. Cristallo et al. *Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of Low-mass Asymptotic Giant Branch Stars at Different Metallicities. II. The FRUITY Database*. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 197.2, 17 (dic. 2011), p. 17. DOI: 10.1088/0067-0049/197/2/17. arXiv: 1109.1176 [astro-ph.SR].
- [18] Richard J. Stancliffe, Robert G. Izzard e Christopher A. Tout. *Third dredge-up in low-mass stars: solving the Large Magellanic Cloud carbon star mystery*. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 356.1 (gen. 2005), pp. L1–L5. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2005.08491.x. arXiv: astro-ph/0410227 [astro-ph].
- [19] Richard J. Stancliffe, Christopher A. Tout e Onno R. Pols. *Deep dredge-up in intermediate-mass thermally pulsing asymptotic giant branch stars*. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 352.3 (ago. 2004), pp. 984–992. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.07987.x. arXiv: astro-ph/0405150 [astro-ph].
- [20] A. I. Karakas, J. C. Lattanzio e O. R. Pols. *Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars*. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 19.4 (gen. 2002), pp. 515–526. DOI: 10.1071/AS02013. arXiv: astro-ph/0210058 [astro-ph].
- [21] F. Herwig. *The evolution of AGB stars with convective overshoot*. In: *Astronomy and Astrophysics* 360 (ago. 2000), pp. 952–968. DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/0007139. arXiv: astro-ph/0007139 [astro-ph].
- [22] Oscar Straniero et al. *Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars*. In: *The Astrophysical Journal* 478.1 (mar. 1997), pp. 332–339. DOI: 10.1086/303794.
- [23] T. Lebzelter e P. R. Wood. *The AGB stars of the intermediate-age LMC cluster NGC 1846. Variability and age determination*. In: *Astronomy and Astrophysics* 475.2 (nov. 2007), pp. 643–650. DOI: 10.1051/0004-6361:20078395. arXiv: 0710.0953 [astro-ph].
- [24] Maurizio Salaris e Santi Cassisi. *Evolution of Stars and Stellar Populations*. 2005.
- [25] Maria Lugaro et al. *The s-process in Asymptotic Giant Branch Stars of Low Metallicity and the Composition of Carbon-enhanced Metal-poor Stars*. In: *The Astrophysical Journal* 747.1, 2 (mar. 2012), p. 2. DOI: 10.1088/0004-637X/747/1/2. arXiv: 1112.2757 [astro-ph.SR].
- [26] Chiaki Kobayashi, Amanda I. Karakas e Hideyuki Umeda. *The evolution of isotope ratios in the Milky Way Galaxy*. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 414.4 (lug. 2011), pp. 3231–3250. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.18621.x. arXiv: 1102.5312 [astro-ph.GA].
- [27] M. Pignatari et al. *NuGrid Stellar Data Set. I. Stellar Yields from H to Bi for Stars with Metallicities $Z = 0.02$ and $Z = 0.01$* . In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 225.2, 24 (ago. 2016), p. 24. DOI: 10.3847/0067-0049/225/2/24. arXiv: 1307.6961 [astro-ph.SR].
- [28] Amanda Karakas e John C. Lattanzio. *Stellar Models and Yields of Asymptotic Giant Branch Stars*. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 24.3 (ott. 2007), pp. 103–117. DOI: 10.1071/AS07021. arXiv: 0708.4385 [astro-ph].
- [29] C. Abia et al. *The origin of fluorine: abundances in AGB carbon stars revisited*. In: *Astronomy and Astrophysics* 581, A88 (set. 2015), A88. DOI: 10.1051/0004-6361/201526586. arXiv: 1507.03488 [astro-ph.SR].
- [30] O. Straniero, S. Cristallo e L. Piersanti. *Heavy Elements in Globular Clusters: The Role of Asymptotic Giant Branch Stars*. In: *The Astrophysical Journal* 785.1, 77 (apr. 2014), p. 77. DOI: 10.1088/0004-637X/785/1/77. arXiv: 1403.0819 [astro-ph.GA].
- [31] Cherie K. Fishlock et al. *Evolution and Nucleosynthesis of Asymptotic Giant Branch Stellar Models of Low Metallicity*. In: *The Astrophysical Journal* 797.1, 44 (dic. 2014), p. 44. DOI: 10.1088/0004-637X/797/1/44. arXiv: 1410.7457 [astro-ph.SR].

- [32] Claudia Travaglio et al. *Galactic Evolution of Sr, Y, And Zr: A Multiplicity of Nucleosynthetic Processes*. In: *The Astrophysical Journal* 601.2 (feb. 2004), pp. 864–884. DOI: 10.1086/380507. arXiv: astro-ph/0310189 [astro-ph].