



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

**Il flash dell’elio nelle stelle di Ramo Gigante:
un confronto tra modelli stellari e simulazioni
idrodinamiche**

Relatrice

Prof. Paola Marigo

Laureando

Bruno Bucci

Anno Accademico 2022/2023

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Il flash dell'elio	1
2	Simulazioni idrodinamiche unidimensionali e bidimensionali	3
2.1	Modello iniziale e Calcoli idrostatici	3
2.2	Codice idrodinamico	4
2.3	Analisi dei risultati simulazioni unidimensionali	4
2.4	Analisi dei risultati simulazioni bidimensionali	5
2.4.1	Simulazione hefl.2d.3	5
2.4.2	Overshooting	7
2.4.3	Confronto fra modelli con differenti risoluzioni	7
2.5	Discussione su risultati e criticità	7
3	Confronto simulazioni bidimensionali e tridimensionali	9
3.1	Modello iniziale e codice idrodinamico	9
3.2	Analisi risultati simulazioni bidimensionali e tridimensionali	9
3.2.1	Tempi scala	9
3.2.2	Evoluzione temporale	10
3.2.3	Struttura del flusso convettivo	10
3.2.4	Trascinamento turbolento e ampiezza della zona di convezione	11
3.2.5	Flussi energetici	12
3.2.6	Asimmetria upflow-downflow	13
3.3	Risultati a confronto con Mixing Length Theory	13
3.4	Evoluzione a lungo termine	13
3.5	Discussione sui risultati	14
4	He-flash in stelle di PopI e PopIII	17
4.1	Iniezione di idrogeno e flash doppi	17
4.2	Modelli iniziali	17
4.3	Codice idrodinamico	18
4.4	Analisi risultati simulazioni multidimensionali	18
4.4.1	Modello heflpopI.3d	18
4.4.2	Simulazioni basate su modello SC	19
4.5	Discussione dei risultati	20

Riassunto

Nella presente tesi viene analizzato l'innesco dell'elio nel nucleo degenere delle stelle di piccola massa attraverso studi di varie simulazioni idrodinamiche multidimensionali. Lo scopo principale di questa analisi è la comprensione delle conseguenze della presenza del flash dell'elio, ossia se in seguito a questo fenomeno di instabilità termica ci sia una evoluzione quasi idrostatica quiescente o una distruzione della stella stessa.

Per far ciò sono stati confrontati vari risultati di simulazioni idrodinamiche multidimensionali con quelli relativi ad i calcoli evolutivi stellari. Dai risultati delle prime simulazioni unidimensionali e bidimensionali utilizzate per questo scopo è stato riscontrato un comportamento quiescente da parte della stella, dato che il flash dell'elio non comporta una distruzione della stella e nemmeno un'alterazione significativa della sua struttura.

Particolare attenzione è stata rivolta allo studio e sviluppo della convezione, la quale attraverso un efficiente trasporto di energia inibisce una fuga termonucleare. Le simulazioni idrodinamiche bidimensionali a causa di restrizioni legate alla simmetria prevedono delle velocità convettive che sono superiori a quelle previste dalla Mixing-length Theory, motivo per il quale sono state analizzate delle simulazioni tridimensionali per superare questo problema. Da queste è stato confermato il comportamento non esplosivo della stella dopo il flash dell'elio ed inoltre sono state trovate delle velocità convettive minori che concordano con quelle previste dalla Mixing-length Theory.

Per risolvere il problema delle velocità convettive troppo elevate le simulazioni tridimensionali sono state utilizzate per avere un quadro più completo possibile del fenomeno del flash e dell'evoluzione successiva della stella dato che i risultati ottenuti da tutte le simulazioni multidimensionali sono altamente influenzati dalla risoluzione e dall'intervallo evolutivo coperto dalla simulazione stessa.

Di conseguenza è stato effettuato un confronto fra le proprietà e le caratteristiche delle simulazioni bidimensionali e tridimensionali. In particolare è stata riscontrata una differenza sostanziale nella struttura del flusso convettivo, dominato nei modelli bidimensionali da vortici e in quelli tridimensionali da strutture a forma di colonna.

Un'ulteriore caratteristica messa a confronto è quella relativa all'evoluzione temporale in cui la principale differenza riscontrata è la maggiore produzione di energia nucleare nel modello tridimensionale rispetto a quello bidimensionale. Un fenomeno presente in entrambe le tipologie di simulazioni è il trascinarsi turbolento che implica un aumento dell'estensione della zona convettiva. Questa crescita riscontrata va in contrasto con i calcoli canonici evolutivi dato che se effettivamente questa crescita si verificasse verrebbe rimossa la degenerazione nel nucleo prima del verificarsi dei mini-flash successivi a quello principale.

Inoltre un'altra criticità è relativa alla presenza di una possibile iniezione di idrogeno nel nucleo caldo di elio a seguito dell'aumento della zona di convezione e questo porterebbe ad una situazione con flash doppi, uno guidato dalla combustione dell'elio e l'altro dalla combustione dell'idrogeno attraverso il ciclo CNO. Questo scenario, infatti, per i calcoli canonici di evoluzione stellare è previsto solo per stelle di Pop III ed estremamente povere di metalli. Per analizzare questo problema sono state studiate simulazioni di stelle di Pop I con un intervallo di tempo di evoluzione maggiore e di conseguenza anche una risoluzione maggiore, inoltre sono state effettuate simulazioni di stelle di Pop III per comprendere al meglio lo scenario relativo a flash doppi. Anche nel caso di una risoluzione maggiore non sono stati trovati dei motivi fisici validi per cui il trascinarsi turbolento si debba fermare prima di raggiungere lo strato ricco di idrogeno e questo indica che non si può escludere a priori l'iniezione dell'idrogeno nel nucleo di elio. Quindi il trascinarsi turbolento può portare a questo fenomeno, alla relativa situazione di due flash con una conseguente suddivisione della zona di convezione in due parti come avviene per le stelle di Pop III e ad una assenza di mini-flash di elio successivi a quello principale.

I risultati di questa analisi devono essere interpretati con cautela, chiaramente, dato che sono molto influenzati dalla risoluzione con cui è stata effettuata ogni simulazione. Un altro aspetto da considerare è quello relativo all'intervallo di tempo poiché le simulazioni coprono un intervallo molto breve dell'evoluzione stellare e quindi non possono dare dei risultati definitivi.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il flash dell'elio

Il flash dell'elio è uno dei più importanti eventi che avvengono nella vita di una stella di piccola massa ed è legato all'innesco del bruciamento dell'elio nel nucleo. Questo innesco avviene in condizioni di degenerazione elettronica dato che le stelle con massa tra $0.7 M_{\odot}$ e $2.2 M_{\odot}$, in cui avviene l'He-Flash, presentano alla fine del Red Giant Branch (RGB), dove avviene questo evento, un nucleo con una struttura degenere. (Fig. 1.1)

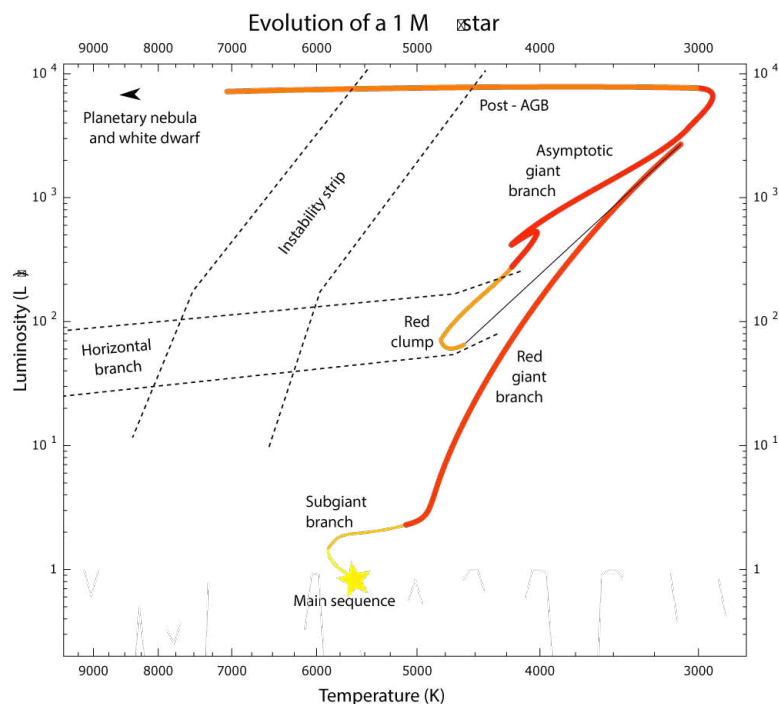


Figura 1.1: Diagramma Hertzsprung-Russell di una stella di $1 M_{\odot}$.

Questa caratteristica comporta che l'energia nucleare che viene liberata non può essere usata per espandere e raffreddare il nucleo e quindi determina un riscaldamento ed un aumento del rilascio di energia nucleare. Un altro aspetto importante del core helium flash è quello riguardante il raffreddamento da parte di foto-neutrini e neutrini di plasma, i quali provocano uno spostamento della posizione della temperatura massima fuori dal centro. Un ruolo fondamentale nello studio del flash dell'elio è ricoperto dalla convezione, la quale si instaura a causa dell'alta luminosità locale prodotta dal flash. L'instaurarsi di questa comporta un trasporto di parte dell'energia in eccesso lontano dalle regioni di bruciamento, impedendo quindi un'esplosione termonucleare. Importante è sottolineare che nelle stelle di piccola massa solamente l'innesco dell'elio avviene in condizioni degeneri e non tutta la fase di bruciamento, dato che la degenerazione viene rimossa (parzialmente) dopo l'He-flash. Quando il lampo è finito, la stella si è stabilizzata sull'Horizontal Branch (HB), il nucleo si è espanso e l'elio brucia in modo quiescente nel

centro.

Lo studio della fase post-flash attraverso calcoli di evoluzione stellare standard (idrostatici) evidenzia delle discrepanze che si manifestano solo dopo la fase di RGB e questo può indicare un trattamento errato dell'He-flash nei calcoli stessi. Il problema principale è che tale evento ha tempi scala molto inferiori rispetto ad esempio al tempo scala nucleare.

Per una comprensione migliore di questo fenomeno sono stati eseguiti studi idrodinamici attraverso delle simulazioni multidimensionali, delle quali i risultati portavano ad un flash dinamico che induceva o una disgregazione della stella (*Deupree*, 1984)[2] o una perdita significativa dell'involucro (*Cole e Deupree*, 1981)[3]. Questi studi furono oggetto di critiche poiché affetti da una sottostima dell'espansione del nucleo e quindi ad una sovrastima della violenza del flash. Riesaminando la questione, *Deupree* (1996)[4] giunse alla conclusione che il flash non provoca alcun evento idrodinamico. Le simulazioni tridimensionali eseguite da *Dearborn et al.* (2006)[5] favoriscono anche il comportamento del flash dell'elio del nucleo in modo quiescente. In queste simulazioni, il trasporto di energia dovuto a convezione, conduzione di calore e radiazione sembra essere in grado di trasportare la maggior parte dell'energia prodotta durante il flash in modo quiescente dall'interno stellare agli strati stellari esterni, implicando nessun evento idrodinamico e quindi una evoluzione quasi-idrostatica.

Nel presente lavoro viene presentato uno studio dell'He-flash attraverso vari confronti fra i risultati di simulazioni idrodinamiche multidimensionali, ponendo particolare attenzione allo sviluppo della convezione.

Capitolo 2

Simulazioni idrodinamiche unidimensionali e bidimensionali

Nel presente capitolo verranno presentate ed analizzate simulazioni idrodinamiche unidimensionali e bi-dimensionali che coprono un intervallo di tempo di circa 8 ore in corrispondenza del picco dell'He-Flash nel nucleo.

2.1 Modello iniziale e Calcoli idrostatici

Il modello iniziale, utilizzato per le simulazioni idrodinamiche, è stato ottenuto da calcoli evolutivi stellari con il codice “Garstec” (*Weiss e Schlattl 2000*)[6] e descrive una stella di massa di $1.25 M_{\odot}$ e metallicità $z=2$ al picco dell'He-flash. Le proprietà di questo modello sono riassunte in *Tab.2.1*

Come menzionato in Sez.1.1 questo evento avviene all'estremità del RGB e questo permette di dedurre che la stella sia una gigante rossa con un piccolo nucleo centrale di elio con raggio $r \sim 1.9 \times 10^9$ cm circondato da un guscio che brucia idrogeno e da un involucro convettivo $r \sim 10^{13}$ cm. Il picco della temperatura T_{\max} nel nucleo non si trova nel centro ma in una posizione più esterna (*Fig.2.1*), dopo la quale la temperatura verso raggi maggiori diminuisce e segue un gradiente super-adiabatico (regione convettiva). Questa distribuzione della temperatura nei pressi di T_{\max} (inversione di temperatura) è dovuta all'interazione fra il raffreddamento per emissione neutrinica e il riscaldamento per bruciamento nucleare ed inoltre si nota che è correlata con una diminuzione della densità. Per quanto riguarda la composizione chimica, il modello iniziale contiene varie specie chimiche ma nelle simulazioni idrodinamiche vengono adottate solo le abbondanze di ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ e ${}^{16}\text{O}$. Questo deriva dal fatto che durante l'He-flash il tasso di produzione dell'energia nucleare è dominato dalla reazione triple- α . Inoltre si assume che la restante composizione possa essere accuratamente rappresentata da un gas il cui peso molecolare medio sia uguale a quello del ${}^{20}\text{Ne}$.

Il calcolo del modello evolutivo, che è unidimensionale ed idrostatico, è stato effettuato attraverso una griglia lagrangiana di 2294 zone. Dato che l'interesse dello studio è focalizzato solo sul nucleo di elio della stella, vengono considerati solo i dati iniziali per 2×10^8 cm $\leq r \leq 1.2 \times 10^9$ cm e poi vengono interpolate tutte le quantità rilevanti, come temperatura e densità, sulla griglia computazionale euleriana. La presenza di errori di interpolazione implica che il modello interpolato non sia più in perfetto equilibrio idrostatico. La risoluzione di questo problema, bilanciando perfettamente le forze gravitazionali e di pressione nel modello interpolato attraverso un processo iterativo nel primo step idrodinamico, produce una diminuzione della temperatura rispetto alla distribuzione della temperatura nel modello originario,

Model	M	Pop.	Z	M_{He}	R_{He}	L_{He}	T_{\max}	r_{\max}	ρ_{\max}
	M_{\odot}			M_{\odot}	$[10^9 \text{cm}]$	L_{\odot}	$[10^8 \text{K}]$	$[10^8 \text{cm}]$	$[10^5 \text{g/cm}^{-3}]$
M	1.25	I	0.02	0.47	1.91	1.03	1.70	4.71	3.44

Tabella 2.1: Alcune proprietà del modello iniziale: massa totale M , popolazione stellare, metallicità Z , massa M_{He} e raggio R_{He} del nucleo di elio ($X({}^4\text{He}) > 0.98$), produzione di energia nucleare nel nucleo di elio L_{He} , temperatura massima della stella T_{\max} , e raggio r_{\max} e densità ρ_{\max} alla temperatura massima.

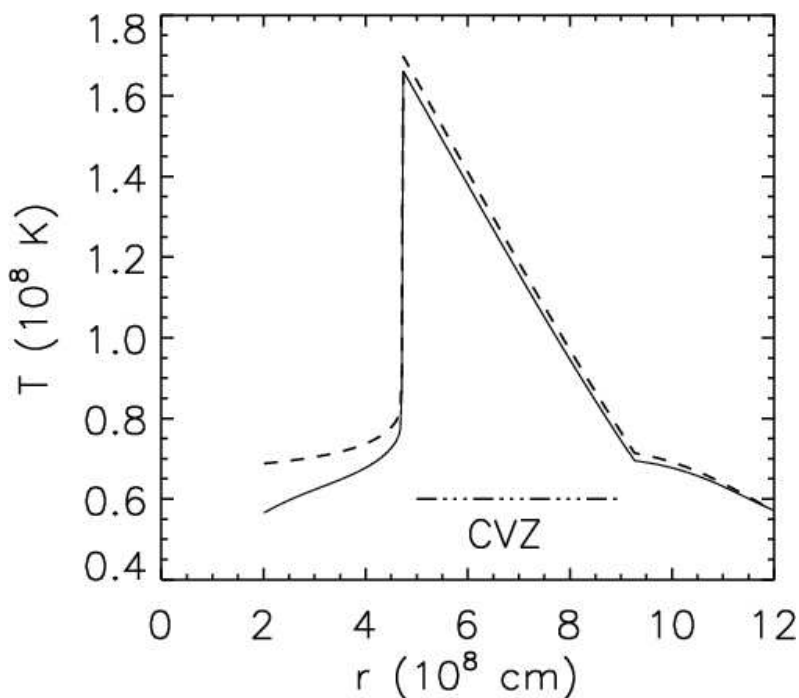


Figura 2.1: Distribuzione della temperatura in funzione del raggio. La linea tratteggiata riporta la distribuzione ottenuta dai calcoli evolutivi stellari, mentre la linea continua mostra la distribuzione mappata e stabilizzata utilizzata come condizione iniziale nelle simulazioni idrodinamiche. CVZ segna la zona di convezione.

come riportato in *Fig.2.1*. Le variazioni prodotte dipendono dalla risoluzione della griglia euleriana e non superano una piccola percentuale. Questo procedimento induce dei cambiamenti anche nei profili di densità e pressione ma risultano trascurabili per la forte degenerazione elettronica del gas.

Durante l'He-Flash il picco nel tasso di produzione di energia nucleare verrà raggiunto dal modello stellare in 10^4 anni ma l'andamento della crescita non è lineare. La luminosità, dal momento in cui si verifica il flash, passa da $10 L_{\odot}$ a $10^4 L_{\odot}$ in circa 30000 anni ma poi aumenta fino a $10^{10} L_{\odot}$ in soli 40 anni. Come mostrato in *Fig.2.2* l'He-flash non è unico, infatti sono presenti altri quattro mini-flash che seguono il primo finché la degenerazione nel nucleo non viene rimossa e la stella si sposta sul HB dove brucia elio nel nucleo in modo quiescente.

2.2 Codice idrodinamico

Attraverso una versione modificata del codice idrodinamico Herakles (*Kifonidis et al.2006*)[7] sono state eseguite le simulazioni numeriche, integrando le equazioni idrodinamiche con precisione del secondo ordine nello spazio e nel tempo, (*Colella e Woodward 1984*)[8]. Il codice idrodinamico usato per le simulazioni chiaramente è stato modificato per i due casi, ossia per quelle unidimensionali e quelle bidimensionali. In particolare in quelle bidimensionali le equazioni idrodinamiche vengono integrate sia nella direzione radiale sia in quella angolare, invece nel caso delle unidimensionali l'integrazione angolare non è presente. È necessaria una perturbazione del modello iniziale nelle simulazioni bidimensionali per innescare la convezione poiché il modello era inizialmente simmetrico sfericamente e attraverso l'evoluzione in coordinate sferiche con il codice rimane tale. A tal fine è stato imposto un flusso casuale con velocità massima (assoluta) di 10 cm s^{-1} ed una perturbazione di densità casuale con $\Delta\rho/\rho \leq 10^{-2}$.

2.3 Analisi dei risultati simulazioni unidimensionali

Differenziando la risoluzione della griglia, sono state eseguite varie simulazioni unidimensionali con il fine di valutare se, in assenza di un flusso convettivo, un runaway termonucleare potesse essere evitato (*Tab.2.2*).

Come mostrato in *Fig.2.3* il modello non viene stabilizzato dalla conduzione del calore e dall'espansione adiabatica e questo comporta un runaway termonucleare. Inizialmente l'aumento della temperatura massima non è rapido, ma dopo un tempo t_{trn} cresce rapidamente fino ad un valore $T \sim 10^9 \text{ K}$. Nelle

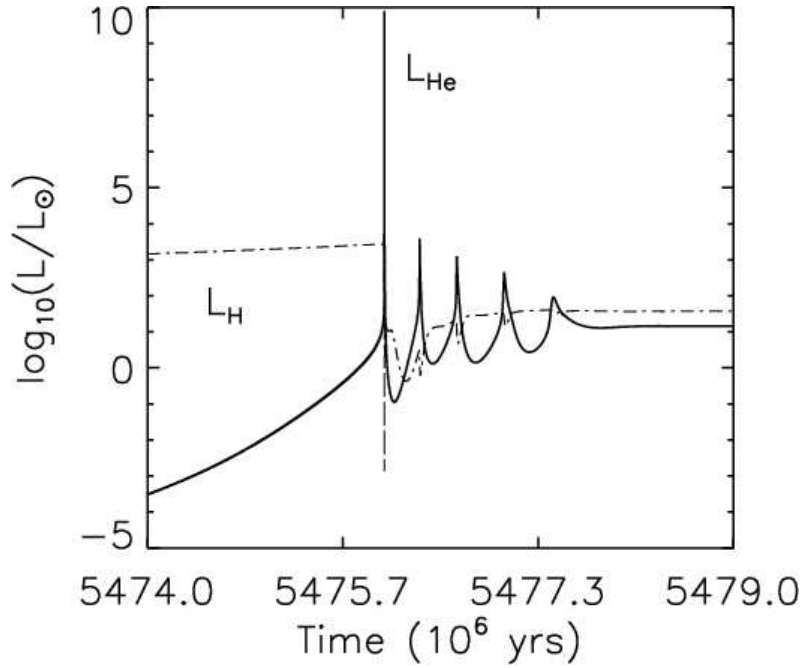


Figura 2.2: Evoluzione temporale della luminosità dell'elio L_{He} (solido) rispetto alla luminosità dell'idrogeno L_{H} (tratteggiata) del modello M durante il flash dell'elio del nucleo.

Run	N_r	Δr	t_{trn}	t_{max}
hef.1d.1	180	5.55	40 700	42 500
hef.1d.2	270	3.77	14 600	16 250
hef.1d.3	360	2.77	12 300	15 600

Tabella 2.2: Proprietà simulazioni 1D: numero di punti della griglia radiale (N_r), risoluzione radiale (Δr in 10^6 cm), tempo fino alla fuga termonucleare t_{trn} , e il tempo massimo di evoluzione t_{max} (entrambi in s).

simulazioni la risoluzione della griglia ricopre un ruolo fondamentale poiché è legata al tempo in cui il runaway viene attivato (*Fig.2.3*). Pur avendo differenti risoluzioni le varie simulazioni unidimensionali prevedono tutte una fiamma termonucleare con $T \sim 10^9$ K che si propaga verso l'esterno. Questo comportamento, però, non si manifesta nelle simulazioni bidimensionali più realistiche.

2.4 Analisi dei risultati simulazioni bidimensionali

Le proprietà principali delle simulazioni bidimensionali effettuate basandosi sul modello M sono descritte in *Tab.2.3*. Tutte le simulazioni sono relative ad un intervallo di tempo che copre circa 8 ore dell'evoluzione vicino al picco dell'He-flash. Nell'analisi è stata rimossa una regione centrale con un raggio di $r = 2 \times 10^8$ cm al fine di utilizzare intervalli temporali più lunghi. Questa rimozione non influenza la regione convettiva poiché il raggio è inferiore a quello dell'inversione di temperatura $r \sim 5 \times 10^8$ cm.

2.4.1 Simulazione hef.2d.3

La prima simulazione che viene analizzata è quella hef.2d.3 e dai relativi risultati viene confrontata con le altre. Dopo l'inizio della simulazione c'è un aumento delle perturbazioni iniziali delle velocità nella regione riscaldata dal bruciamento nucleare. Dopo un tempo $t \sim 800$ s si manifesta la comparsa di diverse bolle calde, le quali hanno un moto verso l'alto con una velocità massima di $\sim 4 \times 10^6$ cm/s. Nei primi 700 s dell'evoluzione è presente un incremento della temperatura media massima $\langle T \rangle_{\text{max}}$ con un tasso di ~ 1000 K/s. Questa temperatura cresce fino al valore di $\sim 1.67 \times 10^8$ K, dopo di che in questa regione emergono le bolle che causano una decrescita in 570 s di $\sim 2.6 \times 10^6$ K e lo sviluppo della convezione. L'instaurazione di questo fenomeno è molto rilevante poiché viene inibita una fuga termonucleare dato che è presente un trasporto efficiente di parte dell'energia rilasciata attraverso la combustione dell'elio. Dopo

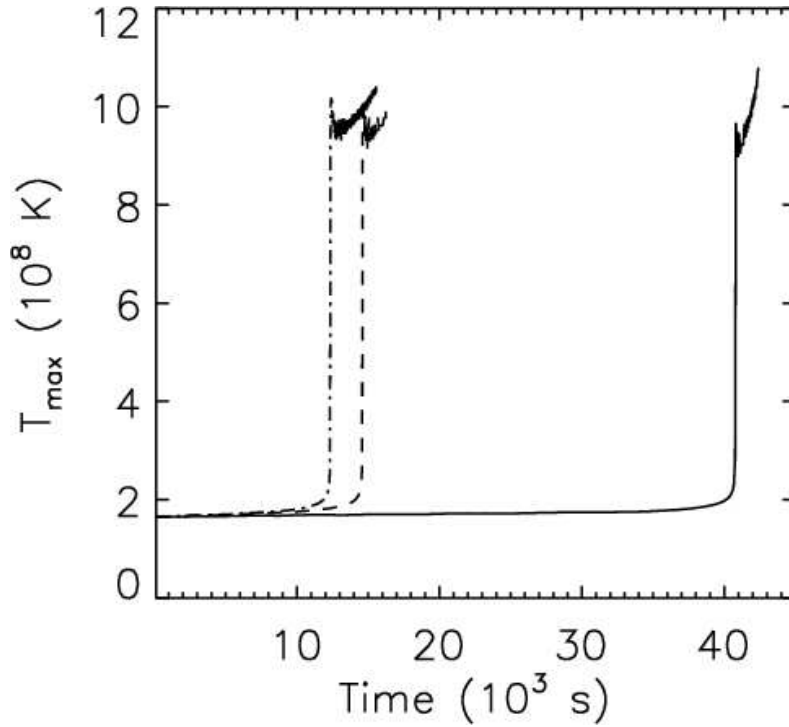


Figura 2.3: Evoluzione della temperatura massima T_{\max} rispettivamente nei modelli unidimensionali hefl.1d.1 (solido), hefl.1d.2 (tratteggiato) e hefl.1d.3 (trattino-tratteggiato)

Run	Grid	Δr	$\Delta \theta$	l_c	v_c	R_n	t_n	t_o	t_{\max}
hefl.2d.1	180×90	5.55	2	4.7	1.29	1900	11 000	730	30 000
hefl.2d.2	270×180	3.70	1	4.7	1.79	8900	36 000	525	30 000
hefl.2d.3	360×240	2.77	0.75	4.7	1.84	21 000	83 000	510	30 000

Tabella 2.3: Proprietà simulazioni 2D: numero di punti della griglia in direzione radiale (N_r) e angolare (N_θ), risoluzione griglia radiale (Δr in 10^6 cm) e angolare ($\Delta \theta$), scala di lunghezza caratteristica l_c del flusso (in 10^8 cm), velocità caratteristica rms v_c del flusso (in 10^6 cm/s) mediato sulla larghezza della zona di convezione $R \sim l_c$, numero di Reynolds R_n associato alla viscosità numerica del codice Porter-Woodward1994, tempo scala di smorzamento dovuto alla viscosità numerica t_n , tempo tipico turnover convettivo $t_o = 2 R/v_c$, tempo di evoluzione massimo t_{\max} (in s), rispettivamente.

la formazione delle bolle, queste hanno iniziato ad interagire e a fondersi comportando un aumento in raggio della zona convettiva. Successivamente il modello di flusso è stato dominato da vortici di dimensioni angolari simili che coprivano l'intera regione convettiva ed inoltre il flusso convettivo aveva velocità tipiche $v_{\text{cnv}} \sim 1.8 \times 10^6$ cm/s. È rilevante notare che per la convezione turbolenta la persistenza dei vortici non è usuale, infatti il dominio di queste strutture è una conseguenza dell'imposizione della simmetria assiale. Il trasporto dell'energia da parte dei vortici avviene principalmente lungo i bordi esterni e questo comporta che non c'è interazione fra la materia nei loro centri e le regioni di produzione di energia nucleare. Durante questa fase, dopo l'inizio della convezione, la temperatura massima ha manifestato una crescita ad un tasso di 40 K/s che però è molto inferiore rispetto a quello atteso nei calcoli evolutivi stellari ~ 100 K/s. Questa discrepanza può derivare da un valore più basso del massimo iniziale della temperatura all'inizio della simulazione o da un eccessivo moto convettivo. Le velocità previste nella Mixing Length Theory (MLT), infatti, sono inferiori in media di un fattore 4 rispetto alle velocità convettive medie ricavate dalle simulazioni. Oltre che tramite la convezione l'energia prodotta viene trasportata per trasporto termico con la conduzione del calore e la radiazione. Si nota dai valori del flusso convettivo F_C e del flusso cinetico F_K che la direzione principale del moto è verso l'alto, di conseguenza i flussi verso l'alto più veloci e stretti prevalgono su quelli verso il basso più lenti ed ampi. Più del 90% dell'energia nucleare viene trasportata verso l'alto dal flusso convettivo e da quello cinetico ma è importante notare che la superficie del nucleo di elio non viene raggiunta dalla maggior parte dell'energia. Questo fenomeno è dovuto al deposito dell'energia all'interno del nucleo che in conseguenza si espande. I contributi relativi alla conduzione del calore ed alla radiazione nel trasporto dell'energia vengono trascurati essendo molto

inferiori rispetto agli altri contributi.

2.4.2 Overshooting

La miscelazione e il riscaldamento sono dei processi che possono avvenire anche in zone convettivamente stabili grazie al fenomeno dell'overshooting o trascinamento turbolento (*Fernando 1991 [9]; Meakin & Arnett 2007 [10]*), che consiste nella penetrazione dei confini convettivi formali. Questo avviene sia nel bordo interno sia in quello esterno della zona di convezione e viene studiato analizzando le variazioni di temperatura e dell'abbondanza del ^{12}C , che può aumentare al di fuori della zona di convezione solo grazie all'overshooting. Verso la fine della simulazione hefl.2d.3 (30000 s) la posizione dell'inversione della temperatura è variata molto rispetto all'inizio della simulazione (70 km più vicina al centro della stella) e la sua velocità di propagazione può essere ricavata dal tasso di riscaldamento. Assumendo che gli strati sotto l'inversione di temperatura siano riscaldati dal flusso totale di energia convettiva si ricava un tasso tipico di riscaldamento inferiore del 50% rispetto a quello dedotto dalla simulazione. Di conseguenza il forte riscaldamento del centro della stella su scale temporali relativamente brevi rispetto a quelle evolutive stellari, studiato da *Deupree & Cole (1983)[11]*, è dovuto al trascinamento turbolento. Lo spostamento dell'inversione della temperatura nei calcoli di evoluzione stellare unidimensionale è verso l'esterno. Assumendo che l'inversione di temperatura si sposti con velocità costante, il centro del nucleo di elio sarebbe raggiunto in 24 giorni e la degenerazione rimossa ma questo escluderebbe la presenza di mini-flash dopo il primo, come si osservano nei calcoli evolutivi stellari (*Fig.2.3*). Altra conseguenza della presenza del trascinamento turbolento è la variazione del confine esterno della zona di convezione. La *Fig.2.4* mostra la distribuzione del ^{12}C alla fine della simulazione hefl.2d.3 e rispetto al modello iniziale la discontinuità del carbonio al bordo della zona convettiva è spostata ad un raggio maggiore. Questo confine esterno si sposta ad una velocità di circa 14 m/s e questo implica che la zona di convezione entro 10 giorni raggiungerebbe gli strati di idrogeno che circondano il nucleo di elio e innescerebbe un flash di iniezione dell'idrogeno (*Schlattl et al. 2001*)[12]. Questo fenomeno potrebbe alterare in modo significativo la struttura della stella, inoltre la presenza di questo nelle stelle di Pop I contraddice i calcoli canonici dell'evoluzione stellare (*Fujimoto et al. 1990*)[13].

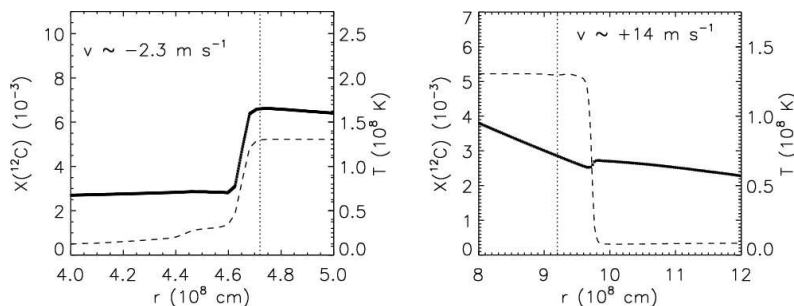


Figura 2.4: Distribuzione angolare media ^{12}C a (tratteggiata) e stratificazione della temperatura (spessa) all'interno (pannello di sinistra) e al bordo esterno (pannello di destra) della zona di convezione nel modello hefl.2d.3 a $t = 30\,000$ s. Le linee tratteggiate verticali segnano i confini iniziali della zona di convezione a $t = 0$ s.

2.4.3 Confronto fra modelli con differenti risoluzioni

Fra i modelli hefl.2d.3 e gli altri calcolati con diversa risoluzione sono presenti solo piccole differenze. Per quanto riguarda l'inversione di temperatura si nota che la sua posizione è spostata a raggi più piccoli in modelli con risoluzione più elevata a causa delle maggiori velocità di flusso tipiche e quindi il trascinamento è più efficace.

2.5 Discussione su risultati e criticità

Dai risultati delle simulazioni non sono stati trovati eventi idrodinamici che si scostano significativamente dalle previsioni dei calcoli evolutivi stellari, infatti è stato raggiunto uno stato quasi stazionario in cui la temperatura e il tasso di produzione dell'energia presentavano un incremento lento. Una delle criticità delle simulazioni è legata alle velocità convettive medie superiori a quelle della MLT. Ulteriori problematiche sono legate alla mancanza nelle simulazioni bidimensionali di mini-flash, che sono presenti nei calcoli evolutivi stellari, e alla presenza dell'iniezione dell'idrogeno che contraddice le previsioni dell'evoluzione canonica delle stelle di Pop I di piccola massa.

Capitolo 3

Confronto simulazioni bidimensionali e tridimensionali

Simulazioni tridimensionali sono necessarie per validare quelle che sono le previsioni delle simulazioni bidimensionali, dato che queste sono gravemente distorte dalle restrizioni di simmetria che vengono imposte. Questo comporta, infatti, che i risultati delle simulazioni bidimensionali descrivono velocità convettive medie, quantità di overshooting e dimensione delle strutture turbolente che sono troppo grandi, come visto nelle sezioni precedenti. Il confronto tra queste due tipologie di simulazioni è di fondamentale importanza per poter disporre di un quadro più completato e preciso possibile del fenomeno dell'He-flash.

3.1 Modello iniziale e codice idrodinamico

Il modello iniziale M relativo alle simulazioni 2D e 3D è lo stesso modello che viene descritto in Sez. 2.1 e le sue proprietà principali sono descritte in *Tab.2.1*. Il codice idrodinamico usato per queste simulazioni è una versione migliorata di quello descritto in Sez. 2.2 (*Mocák et al. 2008*)[1]. Come nel caso delle simulazioni unidimensionali e bidimensionali il codice è stato modificato a seconda del tipo di simulazione multidimensionale effettuata con un cambio di variabili di integrazione.

3.2 Analisi risultati simulazioni bidimensionali e tridimensionali

Sono state eseguite tre simulazioni idrodinamiche multidimensionali, due delle quali bidimensionali ed una tridimensionale. Le proprietà di queste sono riassunte in *Tab.3.1*. Le varie simulazioni coprono intervalli di diversa durata di tempo evolutivo al picco del flash dell'elio del nucleo, infatti la simulazione hefl.2d.a copre 9500 s, la hefl.3d copre 6000 s e la hefl.2d.b circa 36 ore (130000 s). Quest'ultima è stata con una risoluzione quasi doppia rispetto alle altre.

Per limitazioni dovute al codice idrodinamico la parte interna della griglia ad un raggio di 2×10^8 cm, che è ancora sufficientemente lontano dal raggio dell'inversione di temperatura a $r \sim 5 \times 10^8$ cm, è stata tagliata. Anche in questo caso è necessaria una perturbazione da imporre per innescare la convezione dato che un modello sfericamente simmetrico evoluto con questo codice idrodinamico rimane sfericamente simmetrico sempre. Tuttavia queste perturbazioni non sembrano influenzare lo stato stazionario finale termicamente rilassato. Inoltre in queste simulazioni è stato trascurato il trasporto termico di energia per conduzione e irraggiamento dato che è molto inferiore rispetto al flusso di energia convettiva, infatti la maggior parte dell'energia nucleare liberata viene trasportata tramite la convezione.

3.2.1 Tempi scala

Le stelle sono corpi celesti che si evolvono con tempi scala nucleari che sono dell'ordine di 10^9 anni e questo costituisce un problema per le simulazioni idrodinamiche multidimensionali. Queste, infatti, anche con l'utilizzo delle migliori strumentazioni coprono non più di un giorno dell'evoluzione stellare idrodinamica. Le simulazioni idrodinamiche ricoprono tuttavia un ruolo fondamentale per lo studio dell'evoluzione delle stelle

Il confine tra un'evoluzione quasi-idrostatica quiescente e una che porta all'esplosione della stella è molto sottile quando il tempo scala di turnover convettivo τ_{cnv} (tempo necessario ad un elemento convettivo per attraversare la zona convettiva di larghezza R_{cnv} con velocità v_{cnv} , cioè, $\tau_{\text{cnv}} = 2 R_{\text{cnv}}/v_{\text{cnv}}$) in

run	grid	Δr	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$	v_c	v_{exp}	τ_{cnv}	t_{max}
hefl.2d.a	180×90	5.55	1.33	–	1.44	24.	650	9500
hefl.2d.b	360×240	2.77	0.75	–	1.84	92.	510	130 000
hefl.3d	$180 \times 90 \times 90$	5.55	1.33	1.33	0.85	10.	1105	6000

Tabella 3.1: Proprietà simulazioni bidimensionali e tridimensionali: numero di punti della griglia in r (N_r), θ (N_θ) e, ϕ (N_ϕ) direzione, risoluzione spaziale in r (Δr in 10^6 cm), θ ($\Delta\theta$), e ϕ ($\Delta\phi$) direzione, velocità caratteristica v_c (in 10^6 cm/s) del flusso, velocità di espansione alla temperatura massima v_{exp} (in cm/s), scala temporale tipica del turnover convettivo τ_{cnv} (in s) e tempo evolutivo massimo t_{max} (in s), rispettivamente .

una zona convettiva diventa inferiore o paragonabile al tempo scala della combustione nucleare τ_{brn} . In questa situazione gli strati convettivi cominciano ad espandersi rapidamente a causa della perdita da parte della convezione della sua capacità di trasportare tanta energia quanta ne viene prodotta dalle reazioni nucleari. Per studiare al meglio il comportamento in questa fase del flusso convettivo si dovrebbero usare le simulazioni idrodinamiche poiché sono in grado di seguire correttamente la reazione del flusso a qualsiasi squilibrio di pressione che si verifica sulle scale temporali dell'attraversamento del suono τ_{hyd} (tempo, durante il quale una regione di raggio δr reagisce a qualsiasi squilibrio di pressione. Tale reazione avviene con la velocità locale del suono c_s e quindi la scala temporale di attraversamento del suono è $\tau_{\text{hyd}} = \delta r/c_s$). Il tempo scala nucleare del modello M per i calcoli dell'evoluzione stellare ($\tau_{\text{brn}} \sim 20$ giorni) è molto maggiore rispetto al tempo scala di turnover convettivo ($\tau_{\text{cnv}} \sim 2000$ s) e questo comporta che la convezione è in grado di trasportare l'energia nucleare lontane dalle regioni in fiamme e quindi la stella rimane in equilibrio quasi-idrostatico.

3.2.2 Evoluzione temporale

L'evoluzione iniziale ($t < 1200s$) del modello 3D hefl.3d e quella del modello 2D hefl.2d.a sono simili. In entrambe dopo circa 1000 s si instaura la convezione e compaiono bolle calde, nella regione in cui l'elio brucia in un guscio sottile ($r \sim 5 \times 10^8$ cm), che poi si alzano. Dopo altri $\sim 200s$ si manifesta una situazione in cui l'intera altezza della zona di convezione ($R \sim 4.7 \times 10^8$ cm) è coperta dalle bolle e dopo circa 2000 s il flusso si avvicina ad uno stato quasi stazionario. I due modelli chiaramente presentano delle differenze. Una di queste è legata alla produzione di energia nucleare nella fase di stato quasi stazionario (*Fig.3.1*) in cui nel modello 3D è superiore di circa il 10% data la forte dipendenza della velocità di reazione triplo α dalla temperatura che è leggermente superiore nel modello 3D. In *Fig.3.2* si nota come l'evoluzione della produzione di energia sia legata all'energia cinetica totale durante l'inizio della convezione, quando si instaura un moto del gas caldo che attraverso il dell'energia nucleare liberata inibisce una fuga termonucleare. Nella zona di convezione che è completamente evoluta sono presenti delle fluttuazioni nella densità di energia cinetica, la quale è maggiore nel modello hefl.2d.a rispetto al modello hefl.3d, come noto da altri studi in cui si mostra che la turbolenza bidimensionale è più intensa (*Muthsam et al. 1995*)[15].

3.2.3 Struttura del flusso convettivo

Differenze significative fra i modelli hefl.3d e quello hefl.2d.a si rivelano quando la convezione è completamente evoluta ($t > 2000s$). Nel modello 2D, infatti, c'è un dominio da parte di vortici, con diametri (angolari) che vanno da 30° a 50° , nel flusso convettivo. Questa caratteristica della struttura della turbolenza 2D deriva dall'auto-organizzazione del flusso (*Fornberg 1977*)[16]. Nel modello 3D si manifesta una struttura del flusso differente caratterizzata da una forma a colonna. Attraverso l'analisi delle fluttuazioni della velocità angolare si può dedurre che per il modello 2D gli elementi turbolenti hanno dimensioni angolari quasi indipendenti dal tempo, invece per il modello 3D si manifesta una dipendenza dal tempo. Al fine di studiare le caratteristiche del flusso convettivo si analizzano le fluttuazioni quadratiche medie su un periodo di circa 2500 s di alcune variabili legate al flusso sia all'interno della zona convettiva sia ai suoi bordi per i modelli hefl.3d e hefl.2d.a. le ampiezze delle fluttuazioni sono riassunte in *Tab.3.2* e *Tab.3.3*. Per la temperatura e la densità queste ampiezze sono maggiori nel modello 2D, dato che in questo i vortici sono stabili nei flussi, cosa che non accade nel modello 3D dove decadono. Un altro aspetto importante legato al fenomeno della convezione è chiaramente quello legato alla composizione chimica. Le maggiori ampiezze nelle fluttuazioni di composizione (4He e ^{12}C) nel modello 3D evidenziano una miscelazione meno uniforme rispetto a quella evidenziata nel modello 2D. Queste differenze

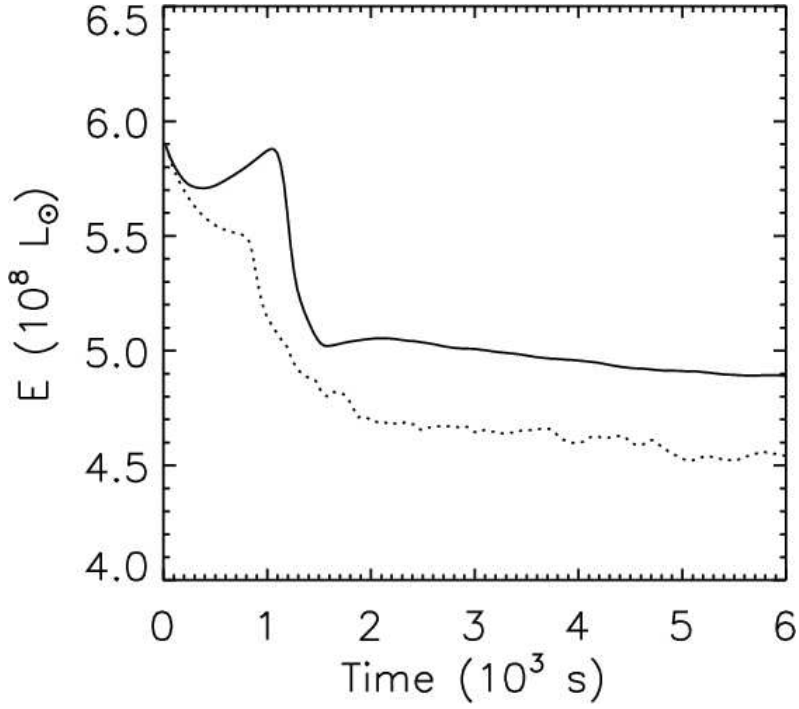


Figura 3.1: Evoluzione temporale del tasso di produzione di energia nucleare totale E dei modelli hefl.3d (solido) e hefl.2d.a (punteggiato), rispettivamente. L_{\odot} è la luminosità solare.

pos	Run	$T'/\langle T \rangle$	$\rho'/\langle \rho \rangle$	${}^4\text{He}'/\langle {}^4\text{He} \rangle$	${}^{12}\text{C}'/\langle {}^{12}\text{C} \rangle$
cnvz	hefl.3d	0.00058	0.00015	0.00009	0.01433
	hefl.2d.a	0.00074	0.00021	0.00007	0.01272

Tabella 3.2: Radice quadratica media delle ampiezze delle fluttuazioni all'interno della zona di convezione. Temperatura $T'/\langle T \rangle$, densità $\rho'/\langle \rho \rangle$, frazione di massa dell'elio ${}^4\text{He}'/\langle {}^4\text{He} \rangle$, e frazione di massa del carbonio ${}^{12}\text{C}'/\langle {}^{12}\text{C} \rangle$, rispettivamente.

nelle ampiezze si rivelano sia all'interno della zona convettiva sia ai suoi bordi. Le simulazioni indicano quindi una natura turbolenta del flusso convettivo e questo implica che trattare il mescolamento nelle stelle come un processo diffusivo può portare a risultati imprecisi o addirittura errati.

3.2.4 Trascinamento turbolento e ampiezza della zona di convezione

Un fenomeno rilevante nella discussione dei processi legati alla convezione è quello del trascinamento turbolento o overshooting discusso in Sez.2.4.2. Come nel caso per il confronto fra le simulazioni 1D e 2D il trascinamento turbolento viene determinato attraverso la frazione di massa del ${}^{12}\text{C}$. Per definire i bordi della zona di convezione è stata usata la condizione $X({}^{12}\text{C}) = 2 \times 10^{-3}$ e chiaramente questi vengono spinti verso il centro e la superficie stellare per effetto del trascinamento (Fig.3.3).

Questo comporta di conseguenza un aumento dell'ampiezza della zona di convezione su tempi scala

pos	Run	$T'/\langle T \rangle$	$\rho'/\langle \rho \rangle$	${}^4\text{He}'/\langle {}^4\text{He} \rangle$	${}^{12}\text{C}'/\langle {}^{12}\text{C} \rangle$
inner	hefl.3d	0.00643	0.00144	0.00045	0.11497
	hefl.2d.a	0.02027	0.00441	0.00024	0.08958
outer	hefl.3d	0.00420	0.00117	0.00089	0.45105
	hefl.2d.a	0.00626	0.00177	0.00141	0.62193

Tabella 3.3: Radice quadratica media delle ampiezze delle fluttuazioni ai bordi della zona di convezione.

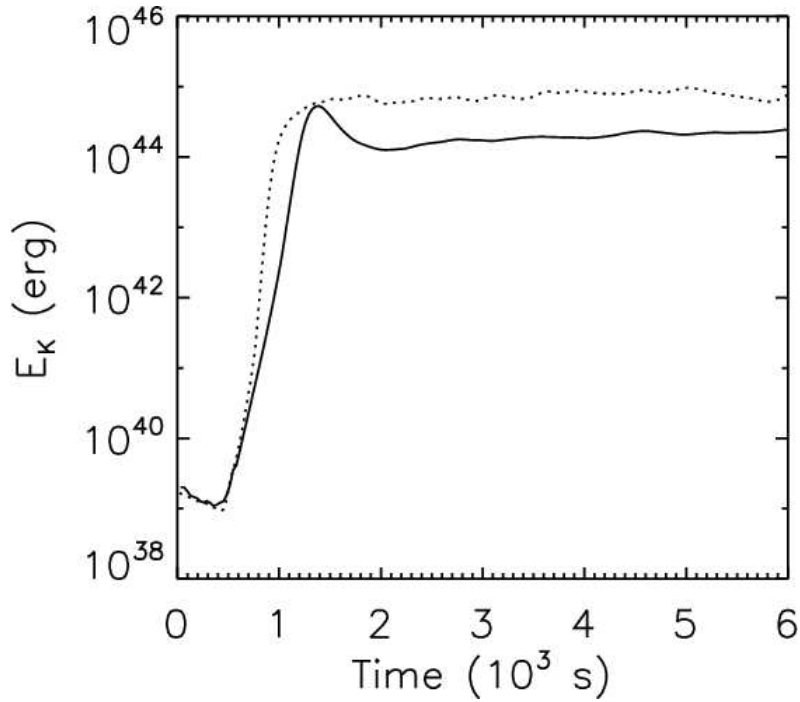


Figura 3.2: Evoluzione temporale dell'energia cinetica totale E_K rispettivamente dei modelli hefl.3d (solido) e hefl.2d.a (punteggiato)

dinamici, che è in contrasto con le previsioni della modellazione stellare idrostatica unidimensionale. La discrepanza deriva dal fatto che il criterio che determina l'ampiezza della zona convettiva in quest'ultima modellazione è un criterio locale, ma per la presenza del fenomeno del trascinamento turbolento non è corretto assumere un criterio locale. Le velocità con le quali il bordo esterno e quello interno si spostano rispettivamente verso la superficie stellare ed il centro della stella sono diverse. Per i modelli hefl.2d.a e hefl.3d la velocità del bordo esterno non supera valori di 14 m s^{-1} . A causa del fatto che la regione interna alla zona convettiva è più stabile contro la convezione (*Singh et al. 1995*)[17], la velocità del bordo interno è molto minore a quella del bordo esterno (*Meakin & Arnett 2007*)[10]. Per questa forte stabilità durante il tempo coperto dalle simulazioni hefl.2d.a e hefl.3d il confine del bordo interno non è cambiato, cosa che succede più avanti nell'evoluzione per il trascinamento. Nella simulazione hefl.2d.b si nota che il tasso di trascinamento è inferiore di un fattore ~ 6 nella parte inferiore della zona di convezione rispetto a quello al confine esterno e questo significa che è pari a $\sim 2.3 \text{ m s}^{-1}$. La relativa variazione in raggio durante il tempo delle simulazioni è troppo piccola per essere vista, ma c'è da ricordare che la risoluzione influenza molto queste stime.

Nel modello hefl.2d.a le strutture di flusso convettivo, come detto nella sezione precedente, sono grandi e veloci vortici rotanti e sono caratterizzati da un elevato fattore di riempimento vicino al bordo della zona di convezione. Nel modello 3D si manifesta una diversa situazione, cioè le strutture che attraversano il bordo sono delle strutture a colonna più piccole con velocità minori. Come si nota in *Fig.3.3* un altro effetto del trascinamento turbolento è legato all'abbassamento del gradiente di entropia e questo comporta un trascinamento più turbolento dato che uno strato stabile consente un maggiore overshooting, se il suo gradiente di entropia è minore. Questi ragionamenti sono legati solamente allo strato sopra la regione convettiva poiché nella regione al di sotto è presente una forte degenerazione e quindi questo strato sembra essere molto stabile. A causa della breve durata di entrambe le simulazioni dei modelli hefl.2d.a e hefl.3d nessun trascinamento significativo di ^{12}C è stato osservato.

3.2.5 Flussi energetici

Al fine di comprendere il fenomeno della convezione uno degli approcci migliori è quello dell'analisi dei flussi di energia. Durante la convezione poiché il calore viene trasportato principalmente verso l'alto il flusso di energia convettiva è positivo. Per le differenze relative alle strutture della convezione i modelli hefl.2d.a e hefl.3d hanno valori del flusso di energia convettiva diversi. In particolare nel modello 2D è più elevato rispetto al modello 3D, poiché nel modello 3D il flusso convettivo è meno ordinato rispetto a quello nel modello 2D che quindi subisce meno dissipazione. Deviazioni dal flusso convettivo medio portano ad un flusso di energia cinetica che è tipicamente maggiore nelle regioni più turbolente. Le differenze strutturali nella zona di convezione sono mostrate dalla distribuzione del flusso cinetico, il quale è più uniforme nel

modello hefl.3d, dove sono presenti strutture di flusso a forma di colonna, rispetto al modello hefl.2d.a, dove c'è la presenza di vortici ben definiti. L'analisi dei flussi energetici porta alla conclusione che c'è una differenza netta fra il trascinamento al confine convettivo esterno nel modello hefl.2d.a e in quello hefl.3d legata alle velocità tipiche, che sono più elevate nel modello 2D rispetto a quello 3D. Il modello 3D presenta delle velocità che si avvicinano di più a quelle previste dalla Mixing-Length Theory rispetto a quelle del modello 2D hefl.2d.a che sono maggiori di un fattore ~ 3 . Tuttavia si deve tener conto del fatto che se ci fosse un aumento della risoluzione le velocità di flusso aumenterebbero.

3.2.6 Asimmetria upflow-downflow

Una proprietà condivisa dalle simulazioni 2D e 3D è quella dell'asimmetria upflow-downflow (*Muthsam et al. 1995*)[15], infatti i flussi discendenti coprono rispetto a quelli ascendenti un volume molto maggiore (*Fig.3.4*). Inoltre si nota che le velocità assolute sono più alte nei flussi ascendenti che nei flussi discendenti e quindi nella zona di convezione di una stella al picco dell'He-flash i flussi verso il basso sono più lenti ed ampi rispetto a quelli verso l'alto che sono più veloci e stretti.

3.3 Risultati a confronto con Mixing Length Theory

La Mixing length theory è comunemente usata per trattare la convezione nei calcoli evolutivi stellari e presuppone che l'elemento convettivo (blob) abbia una temperatura uguale a quella del mezzo circostante quando inizia a salire. Inoltre per la MLT quando l'elemento inizia a salire si presuppone che trasporti il suo eccesso di calore senza perdite su una distanza data dalla lunghezza di mescolazione prima del rilascio istantaneo al gas circostante di questo eccesso alla fine del suo percorso. Entrambi questi presupposti non sono soddisfatti in generale. La MLT prevede un legame di proporzionalità fra le fluttuazioni di temperatura in una zona di convezione e la deviazione del gradiente di temperatura del modello $\nabla_{\text{sim}} = (d \ln T / d \ln p)_{\text{sim}}$ da quello adiabatico $\nabla_{\text{ad}} = (d \ln T / d \ln p)_{\text{ad}}$ ed è descritto da:

$$\frac{T'}{T} = (\nabla_{\text{sim}} - \nabla_{\text{ad}}) \frac{1}{H_p} \frac{\Lambda}{2} \quad (3.1)$$

dove Λ è la lunghezza di miscelazione, H_p l'altezza della scala di pressione, T' il valore assoluto della deviazione della temperatura dalla temperatura media (mediata orizzontalmente) T , e p la pressione, rispettivamente. Dalle simulazioni si nota che nella parte esterna della zona di convezione il gradiente di temperatura dei modelli ∇_{sim} diventa subadiabatico, ma questo implicherebbe per la MLT (*Eq.3.1*) un'assenza di convezione. Tuttavia nelle simulazioni idrodinamiche effettuate gli elementi convettivi non salgono adiabaticamente e il fatto che il gradiente sia subadiabatico sta a significare solo che gli elementi convettivi iniziano a raffreddarsi più velocemente dell'ambiente circostante. Inizialmente nell'intera zona di convezione il gradiente di temperatura è superadiabatico poiché il modello evolutivo stellare usato come input iniziale è stato calcolato con ipotesi della MLT.

3.4 Evoluzione a lungo termine

La restrizione di simmetria imposta nelle simulazioni bidimensionali induce una sovrastima dell'attività nella zona di convezione, tuttavia molti fenomeni presenti nei modelli 2D lo sono anche in quelli 3D. Un modo per migliorare le simulazioni bidimensionali è quello di estendere l'intervallo evolutivo a cui fanno riferimento. La simulazione hefl.2d.b è una simulazione di evoluzione a lungo termine dato che copre un intervallo di 36 ore. Le velocità convettive tipiche che caratterizzano questo modello sono $\sim 1.8 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$. Dalla simulazione hefl.2d.b si rivela che le temperature massime globali e medie angolari continuano a salire al tasso iniziale di 40 K s^{-1} che è inferiore del 60% rispetto al tasso previsto dai calcoli evolutivi stellari (*Fig.3.5*) e questo implica un aumento del 50% delle velocità tipiche convettive, che raggiungono un livello di $\sim 2.8 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ al termine della simulazione. A causa della presenza del trascinamento convettivo si rivela la presenza di una crescita rapida della zona di convezione. Nel bordo superiore della zona di convezione è presente un tasso di trascinamento di circa 14 m s^{-1} , il quale non rallenta durante la simulazione. Nel bordo inferiore questo tasso è molto inferiore rispetto a quello nel bordo superiore ($\sim 2.3 \text{ m s}^{-1}$) ma presenta un aumento durante la seconda metà della simulazione ($t > 60000$). Chiaramente a causa della simmetria assiale questi tassi vanno considerati come dei limiti superiori.

3.5 Discussione sui risultati

Dal confronto fra simulazioni bidimensionali e tridimensionali è emerso, in accordo con i risultati delle sezioni precedenti, che l'He-flash non distrugge la stella nel quale avviene ne altera la sua struttura. I modelli che più si avvicinano alle predizioni delle velocità della MLT sono quelli 3D. Nelle simulazioni idrodinamiche è stata riscontrata la presenza del fenomeno del trascinamento turbolento sia nel bordo interno che in quello esterno della zona di convezione, in cui i tassi sono maggiori nel bordo esterno data la maggiore stabilità della zona interna alla zona convettiva. Le implicazioni della rapida crescita di questa zona sono molto interessanti dato che i calcoli evolutivi stellari canonici non considerano il trascinamento. Se questa crescita effettivamente si verificasse la presenza di mini-flash dopo il flash principale sarebbe esclusa, per la rimozione della degenerazione e per l'iniezione di idrogeno che porterebbe ad una fase di combustione nucleare alimentata dal ciclo CNO. Poiché le simulazioni effettuate coprono solo un breve periodo di evoluzione, servono delle simulazioni 3D a lungo termine per capire se il limite superiore della zona di convezione alimentata dall'elio sarà in grado di raggiungere o addirittura penetrare nell'involucro dell'idrogeno con un conseguente lampo CNO.

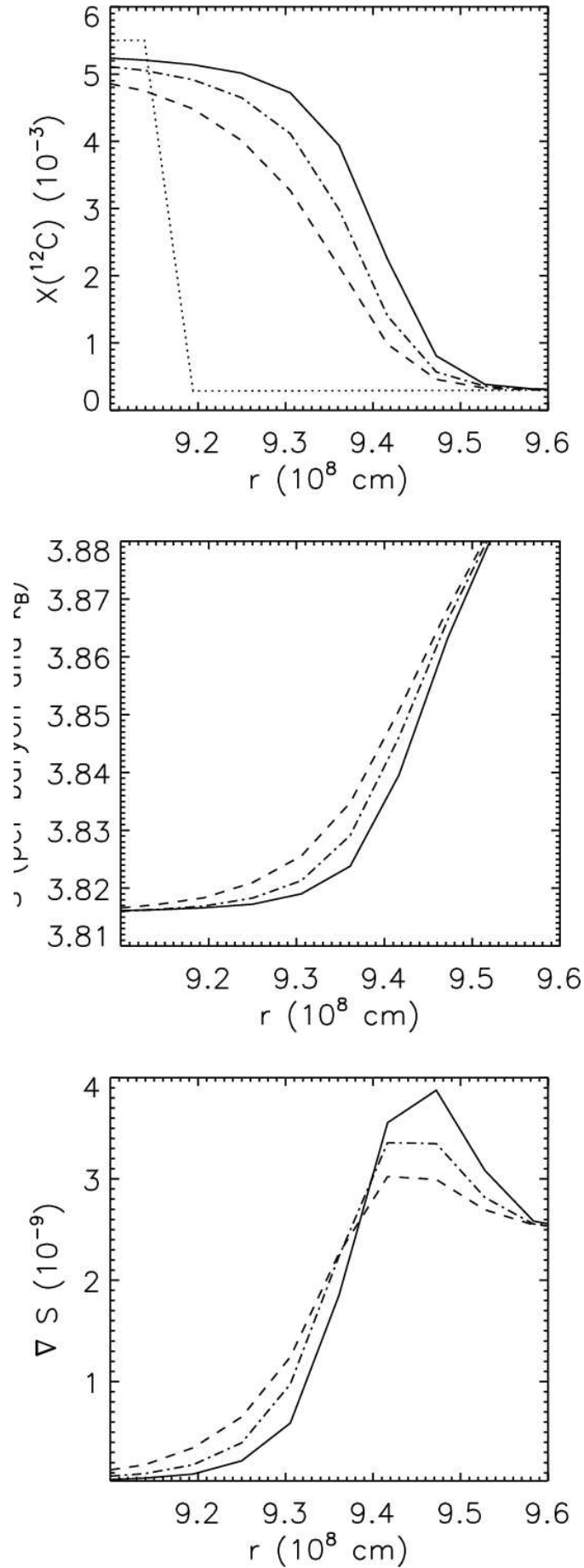


Figura 3.3: Frazione di massa del carbonio $X(^{12}\text{C})$ (in alto), entropia S (al centro) e gradiente di entropia ∇S (in basso) in funzione del raggio vicino al bordo esterno della zona di convezione del modello hefl.3d in tre diverse epoche : $t_1 = 2000$ s (tratteggiato), $t_2 = 4000$ s (trattino-punteggiato) e $t_3 = 6000$ s (solido). Inoltre, il profilo $X(^{12}\text{C})$ iniziale è mostrato nel pannello superiore (punteggiato).

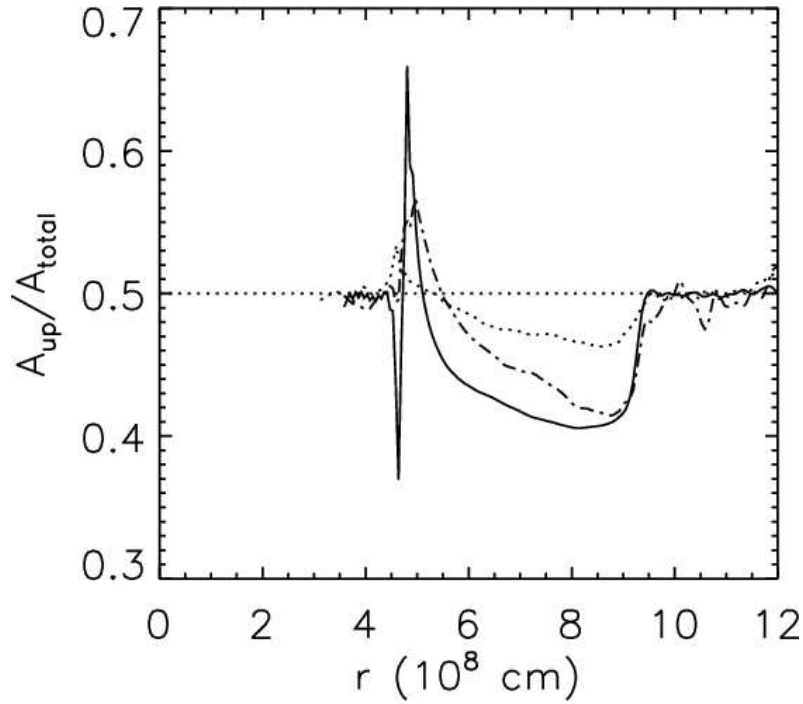


Figura 3.4: Volume frazionario occupato dai flussi ascendenti A_{up} mediato su ~ 2000 s in funzione del raggio per il modello 3D hefl.3d (solido), il modello 2D a bassa risoluzione hefl.2d.a (tratteggiato-punteggiato) e il modello 2D ad alta risoluzione hefl.2d.b (punteggiato), rispettivamente.

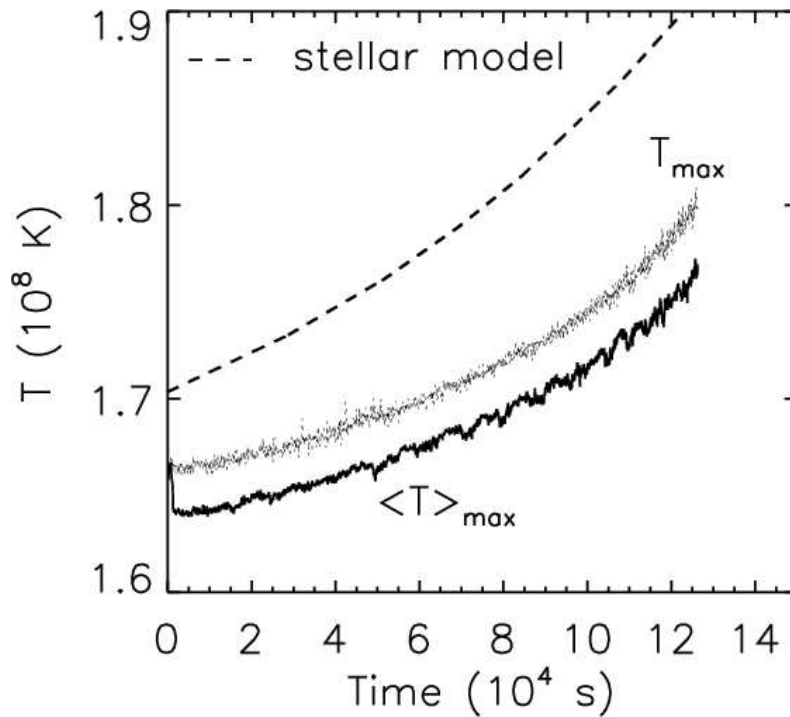


Figura 3.5: Evoluzione temporale del massimo della temperatura mediata orizzontalmente $\langle T \rangle_{\text{max}}$ (solido) e del massimo della temperatura globale T_{max} (solido sottile) nel modello 2D a lungo termine hefl.2d.b. La linea tratteggiata corrisponde all'evoluzione temporale della temperatura massima nel calcolo evolutivo stellare.

Capitolo 4

He-flash in stelle di PopI e PopIII

4.1 Iniezione di idrogeno e flash doppi

Le simulazioni effettuate nei capitoli precedenti (*Mocák et al. 2008[1],2009[14]*) mostrano dei risultati che evidenziano una possibilità da parte di una stella di $1,25 M_{\odot}$ di tipo solare di sperimentare l'iniezione dell'idrogeno nel nucleo di elio in prossimità del flash dell'elio. Questo è causato dalla presenza di trascinamento turbolento su tempi scala dinamici che implica una crescita della zona di convezione. Una chiara conseguenza di questa situazione è la presenza di zone di convezione allargate in queste stelle, tuttavia non è chiaro se riescano a trascinare dopo il flash i prodotti nucleari nell'atmosfera. La presenza dell'iniezione dell'idrogeno in queste stelle va in contrasto con i calcoli canonici di evoluzione stellare dato che questi prevedono che il fenomeno dell'iniezione ed il successivo dredge-up dei prodotti nucleari avvengano solo per stelle di Pop III ed estremamente povere di metalli (EMP; con metallicità intrinseche $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -4$). Per i modelli stellari con una metallicità intrinseca più alta $[\text{Fe}/\text{H}] > -4$ non sono previsti questi due fenomeni (*Fujimoto et al.1990; [13]*), tuttavia non è chiaro se questo sia una risposta definitiva o no.

Il mescolamento dell'idrogeno nel nucleo di elio potrebbe avvenire comunque in stelle di PopI e PopII al verificarsi di condizioni particolari come la presenza di un flash più violento, che implica zona di convezione più ampia (*Despain 1981*)[19] o di un gradiente di entropia tra il guscio che brucia idrogeno e quello che brucia elio sufficientemente basso (*Fujimoto 1977*[20]). Queste due condizioni, però, sono entrambe sfavorevoli. Un ulteriore scenario che può produrre il mescolamento per queste stelle è la crescita della zona convettiva per il trascinamento turbolento ai bordi della zona per un tempo sufficientemente lungo (*Mocák et al. 2008[1],2009[14]*).

L'iniezione dell'idrogeno e il suo successivo flash sono stati scoperti in varie tipologie di stelle: in stelle più massicce ($M \gtrsim 1.3 M_{\odot}$) con bassa metallicità durante il TPAGB, Thermally Pulsing Asymptotic Giant Branch (*Siess et al. 2002*)[21]; in stelle che sperimentano una forte perdita di massa sull'RGB, denominate "Late Hot Flasher" (*Cassisi et al. 2003*)[22]; in stelle carenti di H post AGB. Questi eventi sono chiamati "flash doppi" dato che si presenta una situazione con flash di elio ed idrogeno (*Campbell & Lattanzio 2008*)[23] e implicano una situazione peculiare poiché c'è una suddivisione della zona di convezione in due parti. In questa doppia zona di convezione una è sostenuta dalla combustione dell'elio, invece l'altra dalla combustione dell'idrogeno attraverso il ciclo CNO.

4.2 Modelli iniziali

Per studiare la natura e gli effetti che portano all'iniezione dell'idrogeno sono state usate simulazioni idrodinamiche multidimensionali per stelle di PopI e stelle di PopIII. I modelli che sono stati usati come input per queste simulazioni sono due e si differenziano per il numero di zone convettive e per la tipologia di stella usata nei calcoli evolutivi stellari 1D. Il modello M con zona di convezione singola è relativo ad una stella PopI ($Z=0.02$) con massa di $1,25 M_{\odot}$, invece il modello SC con zona di convezione doppia è relativo ad una stella Pop III ($Z = 0$) con una massa di $0,85 M_{\odot}$. Una proprietà comune ai due modelli è l'accensione decentrata dell'elio che implica zone di convezione caratterizzate da un gradiente di temperatura vicino a quello adiabatico. Inoltre al di sotto delle zone di convezione è presente un gas altamente degenere data l'elevata densità elettronica. Nelle zone di convezione sia in quella doppia che in quella singola la degenerazione è stata rimossa per effetto dell'espansione avvenuta poco prima nell'evoluzione che ha comportato una decrescita della densità elettronica. Una caratteristica della convezione in questi modelli è che può diventare turbolenta e questo si caratterizza attraverso un

Run	Grid	w	Δr	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$	R_e	v_c	τ_{cnv}	t_{max}
[name]	$N_r \times N_\theta \times N_\phi$	[°]	[10^6 cm]	[°]	[°]		[10^6 cm/s]	[s]	[s]
hefpopI.3d	$270 \times 30 \times 30$	30	3.7	1	1	10^2	1.1	1000	100 000

Tabella 4.1: Proprietà della simulazione 3D basata sul modello M: numero di zone della griglia, wedge size w , risoluzione della griglia in r , θ e ϕ direzione, numero stimato di Reynolds R_e , velocità caratteristica approssimativa v_c del flusso convettivo, temposcala tipico di turnover convettivo τ_{cnv} , e tempo evolutivo massimo t_{max}

numero adimensionali R_e chiamato “numero di Reynolds” che esprime il rapporto fra le forze inerziali e quelle viscosse. Il regime turbolento si innesca quando R_e supera un certo valore critico R_{crit} , tipicamente dell’ordine di 10^3 . Per le zone di convezione dei modelli

$$R_e \sim \frac{v \cdot l \cdot \rho}{\eta} \sim 10^{14} \quad (10^{14}) \quad (4.1)$$

dove $\rho \sim 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ ($\rho \sim 10^3 \text{ g cm}^{-3}$), $l \sim 10^8 \text{ cm}$ ($l \sim 10^9 \text{ cm}$), $v \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ ($v \sim 10^5 \text{ cm s}^{-1}$), e $\eta \sim 10^5 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ($\eta \sim 10^3 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$) sono le tipiche densità, lunghezze, velocità e viscosità del flusso convettivo nel modello M (SC) come previsto dai calcoli evolutivi stellari. Da questi risultati si deduce che il flusso è altamente turbolento.

Il modello iniziale M che contiene una singola zona di convezione è lo stesso descritto in Sez.2.1. Attraverso il codice di evoluzione stellare Monash/Mount Stromlo (MONSTAR) (*Campbell & Lattanzio 2008*)[23] è stato calcolato il modello iniziale SC, il quale corrisponde ad una stella PopIII priva di metalli con una massa di $0,85 M_\odot$. In questo modello l’accensione dell’elio molto decentrata provoca una rapida crescita della zona di convezione la quale raggiunge rapidamente il guscio di idrogeno circostante. Quando questo avviene la miscelazione di protoni nel nucleo caldo di elio provoca una rapida combustione nucleare attraverso il ciclo CNO e quindi un H-flash. Durante la combustione dell’idrogeno il flash dell’elio è ancora in corso e questo scenario è definito “Dual Core Flash”. A causa dell’aumento della temperatura per la presenza del ciclo CNO la zona di convezione è divisa in due parti, una inferiore alimentata dalla combustione dell’elio ed una superiore alimentata dal ciclo CNO e quindi si fa riferimento al modello SC come modello a zona di convezione doppia. Questa zona di doppia convezione è contenuta in un guscio che si estende da $r = 5 \times 10^8 \text{ cm}$ a $r = 6 \times 10^9$. Inizialmente, la regione coperta dalla zona interna di convezione si estende da $r \approx 11 \times 10^8 \text{ cm}$ a $r \approx 35 \times 10^8 \text{ cm}$, invece quella relativa alla zona esterna da lì fino a $54 \times 10^8 \text{ cm}$.

4.3 Codice idrodinamico

Il codice idrodinamico usato per le simulazioni è il codice descritto in Sez. 3.1 (*Mocák et al. 2008*). Con l’utilizzo di questo codice sono state effettuate una simulazione 3D (hefpopI.3d) basata sul modello M con un intervallo di tempo di circa 27 ore e due simulazioni 2D (hefpopIII.2d.1 e hefpopIII.2d.2) ed una 3D (hefpopIII.3d) basate sul modello SC.

4.4 Analisi risultati simulazioni multidimensionali

4.4.1 Modello hefpopI.3d

Le caratteristiche principali dei parametri della simulazione 3D hefpopI.3d sono riassunti in *Tab.4.1*. Questo modello presenta un aumento della temperatura massima 80 K/s dopo che la convezione ha raggiunto uno stato quasi stazionario. Di conseguenza si presenta un aumento del tasso di produzione di energia nucleare oltre a quello delle velocità convettive massime, le quali aumentano del 26% (cioè da circa 10^6 cm s^{-1} a $1.26 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$) e si avvicinano molto a quelle previste dalla MLT.

Questa simulazione 3D si differenzia in termini di risoluzione rispetto a quella eseguita e discussa in Sez. 3.2 (*Mocák et al. 2009*)[14], in quanto ne presenta una maggiore. Un riscontro di questa proprietà è visibile in *Fig.4.1* dove non si nota un gradiente subadiabatico, come previsto in Sez. 3.3, bensì un gradiente superadiabatico simile a quello iniziale. Negli strati convettivamente stabili si osserva la presenza di onde

gravitazionali o “g-modes” le quali sono attivate solo in determinate fasi dell’evoluzione dall’intermittenza del flusso convettivo. La singola zona di convezione è caratterizzata dalla presenza del trascinamento turbolento dei bordi della zona. Le stime delle velocità del trascinamento, calcolate attraverso misure delle posizioni radiali dei confini convettivi (abbondanza del ^{12}C), mostrano la robustezza del processo del trascinamento turbolento che potrebbe indurre, come discusso nei capitoli precedenti, ad un’iniezione dell’idrogeno nel nucleo di elio e ad un conseguente dredge-up.

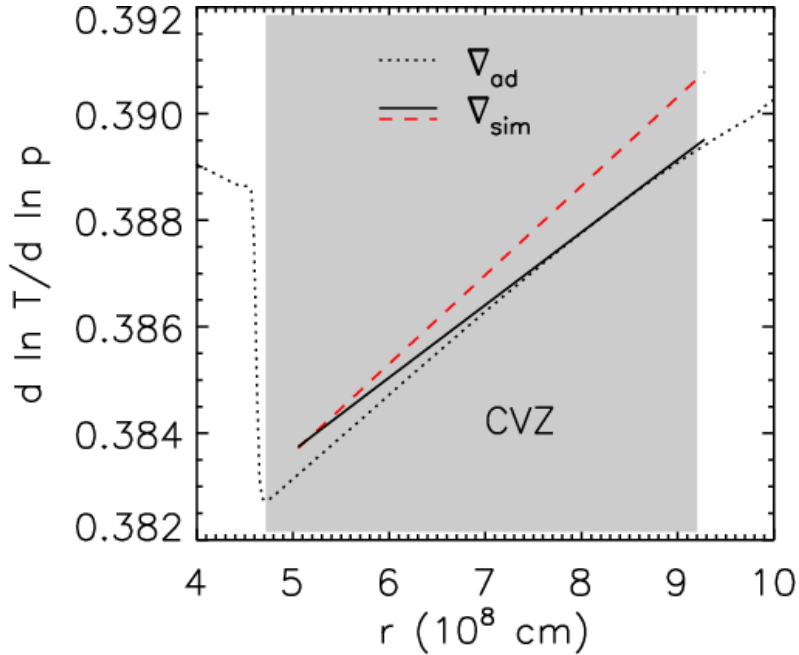


Figura 4.1: Distribuzione radiale del gradiente di temperatura adiabatico ∇_{ad} (punteggiato) ottenuto utilizzando l’EOS, e del gradiente di temperatura del modello 3D hefpopI.3d mediato sui primi 460 s della sua evoluzione (tratteggiato-rosso), e su un periodo di 13 000 s tra 33 000 s e 46 000 s (nero pieno), rispettivamente. Gli ultimi gradienti mostrati sono in realtà adattamenti lineari ai dati del modello. La regione ombreggiata grigia segna la singola zona di convezione CVZ.

Il Dual Flash sarebbe sperimentato dal nucleo di elio dopo circa 17 giorni per il trascinamento turbolento, assumendo che il bordo interno dello strato ricco di idrogeno si trovi al suo valore iniziale del modello $M r = 1.9 \times 10^9$ cm. Tuttavia l’iniezione dell’idrogeno dovrebbe avvenire in 23 giorni dato che il bordo interno dello strato di idrogeno si espanderà all’inizio da una velocità maggiore di quella del bordo convettivo e questo ritarda il fenomeno dell’iniezione. L’intervallo di tempo è comunque molto inferiore rispetto a quello necessario per la manifestazione del primo mini-flash a circa 10^5 anni. Non è stata trovata nessuna ragione fisica nella simulazione hefpopI.3d per la quale il confine superiore della zona convettiva non dovrebbe raggiungere il bordo del nucleo di elio. Inoltre è poco probabile che avvengano dei mini-flash di elio successivi a quello principale dato che a causa del trascinamento del confine interno della zona di convezione che riscalda gli strati interni a una velocità $\delta T / \delta t \sim 630$ K/s, che è sufficiente a rimuovere la degenerazione elettronica. Da questa discussione si può dedurre, quindi, che teoricamente le stelle di PopI di piccola massa che innescano il bruciamento dell’elio in condizioni degeneri sviluppano una singola zona di convezione che si estende successivamente fino agli strati ricchi di idrogeno. Questo causa una iniezione di idrogeno nel nucleo caldo di elio e un lampo secondario guidato dalla combustione di idrogeno attraverso il ciclo CNO. Inoltre grazie al trascinamento turbolento verso l’interno la degenerazione viene rimossa e la stella si stabilizza sull’Horizontal Branch.

4.4.2 Simulazioni basate su modello SC

Sulla base del modello iniziale SC sono state effettuate tre simulazioni di stelle di PopIII con due zone di convezione le cui proprietà sono riassunte in *Tab.4.2*.

Il primo modello preso in esame è hefpopIII.2d.2 in cui si manifestano prima dei moti convettivi nella zona interna dopo circa 200 s e poi dopo circa 500 s si presentano nella zona esterna. Una caratteristica importante di questo modello è il decadimento del flusso convettivo in entrambe le zone dopo un certo periodo con un tasso di 4×10^{40} erg s $^{-1}$. Questo avviene probabilmente per le condizioni iniziali del modello che sfavoriscono il fenomeno della convezione. Quindi questo implica che la struttura a doppia

Run	Grid	w	Δr	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$	R_{e1}	R_{e2}	v_{c1}	v_{c2}	τ_{cnv1}	τ_{cnv2}	t_{max}
[name]	$N_r \times N_\theta \times N_\phi$	[°]	[10^6 cm]	[°]	[°]			[10^6 cm/s]	[10^6 cm/s]	[s]	[s]	[s]
hefpopIII.2d.1	720×50	50	7.6	1	–	10^3	10^2	1.3	1.0	2900	2400	1400
hefpopIII.2d.2	1500×120	120	3.7	1	–	10^5	10^3	1.7	1.0	2200	2400	6400
hefpopIII.3d	720×50	50	7.6	1	1	10^2	10^2	0.4	0.3	9500	8000	1400

Tabella 4.2: Proprietà dei modelli idrodinamici 2D e 3D basati sul modello iniziale SC: numero di zone della griglia, wedge size w , risoluzione della griglia in r , θ e ϕ direzione, numero stimato di Reynolds R_{e1} , R_{e2} , velocità caratteristiche del flusso, v_{c1} e v_{c2} , temposcala tipico di turnover convettivo, τ_{cnv1} e τ_{cnv2} , per le parti CVZ-1 e CVZ-2 della zona convettiva, rispettivamente. t_{max} è il tempo massimo di evoluzione.

convezione scompare e dopo circa 2000 s non si presentano più due zone di convezione separate. La suddivisione della zona di convezione relativa alla combustione dell’elio avviene per i calcoli evolutivi stellari nelle stelle di PopIII quando la luminosità del bruciamento dell’idrogeno supera quella dell’elio. Fra le due zone di convezione si forma una struttura definita “Barriera Radiativa” la quale impedisce una interazione fra le due. Dal modello idrodinamico hefpopIII.2d.2 si deduce, però, che una interazione è possibile tramite i g-modes.

Le altre due simulazioni 2D e 3D sono state effettuate con una risoluzione inferiore rispetto a quella relativa al modello hefpopIII.2d.2. I due modelli hefpopIII.3d e hefpopIII.2d.1 presentano chiaramente sia aspetti in comune che differenze. Questi differiscono per caratteristiche delle zone convettive, infatti nella simulazione 3D la convezione si instaura prima nella zona esterna della doppia zona e inoltre in quella 3D, come ci si aspetta, le velocità convettive sono inferiori. Un’altra differenza riguarda la struttura relativa alla convezione, a forma di colonna nella 3D e simili a vortici nella 2D. Oltre alle differenze questi due modelli presentano delle proprietà in comune come la diminuzione del tasso totale di produzione di energia nucleare, un decadimento del campo di velocità nelle zone di convezione e la presenza di onde gravitazionali all’interno della barriera radiativa. Un altro aspetto importante da sottolineare è che le velocità convettive trovate per il modello 3D hefpopIII.3d nella zona interna della doppia convezione si avvicinano molto a quelle fornite dai calcoli evolutivi stellari. Una discrepanza fra questi due modelli, ed anche quello hefpopIII.2d.2, ed i calcoli stellari 1D riguarda le velocità, dato che in quest’ultimi le velocità convettive della zona esterna sono superiori a quelle della zona interna che è l’esatto contrario di quello che avviene nei modelli. Un ultimo aspetto da notare è che anche senza combustione nucleare nelle simulazioni la convezione si innesca spontaneamente, quindi il flusso convettivo osservato è guidato principalmente dal gradiente di temperatura adottato e solo parzialmente dalla combustione.

4.5 Discussione dei risultati

Riguardo alla simulazione idrodinamica hefpopI.3d si conclude che le velocità convettive sono concordanti con quelle dei calcoli evolutivi stellari. Inoltre si nota che il gradiente di temperatura nella zona di convezione rimane superadiabatico. In questo modello è previsto il fenomeno del trascinamento turbolento che può portare ad una iniezione di idrogeno ed al conseguente sviluppo di una doppia zona di convezione separate da una barriera radiativa. Dalle simulazioni dei casi a doppia zona convettiva si nota che il moto convettivo decade molto velocemente ma questo potrebbe essere dovuto a una risoluzione insufficiente della griglia o a problemi legati alle condizioni del modello iniziale.

Bibliografia

- [1] Mocák, M.; Müller, E.; Weiss, A.; Kifonidis, K. (2008) *The core helium flash revisited. I. One and two-dimensional hydrodynamic simulations*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008A&A...490..265M>
- [2] Deupree, R. G. (1984) *Two- and three-dimensional numerical simulations of the core helium flash*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJ...282..274D>
- [3] Cole, P. W. ; Deupree, R. G. (1981) *The violent phase of the core helium flash.*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981ApJ...247..607C>
- [4] Deupree, R. G. (1996) *A Reexamination of the Core Helium Flash*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...471..377D>
- [5] Dearborn, D. S. P. ; Lattanzio, J. C.; Eggleton, P. P.(2006) *Three-dimensional Numerical Experimentation on the Core Helium Flash of Low-Mass Red Giants*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...639..405D>
- [6] Weiss, A.; Schlattl, H. (2000) *Age-luminosity relations for low-mass metal-poor stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000A&AS..144..487W>
- [7] Kifonidis, K. ; Plewa, T. ; Scheck, L. ; Janka, H. -Th. ; Müller, E. (2006) *Non-spherical core collapse supernovae. II. The late-time evolution of globally anisotropic neutrino-driven explosions and their implications for SN 1987 A*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006A&A...453..661K>
- [8] Colella, P. ; Woodward, P. R. (1984) *The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984JCoPh..54..174C>
- [9] Fernando, H. J. S. (1991) *Turbulent mixing in stratified fluids*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991AnRFM...23..455F>
- [10] Meakin, C. A. ; Arnett, D. (2007) *Turbulent Convection in Stellar Interiors. I. Hydrodynamic Simulation*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...667..448M>
- [11] Deupree, R. G. ; Cole, P. W. (1983) *A survey of the core helium flash with dynamic convection*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983ApJ...269..676D>
- [12] Schlattl, H. ; Cassisi, S.; Salaris, M. ; Weiss, A. (2001) *On the Helium Flash in Low-Mass Population III Red Giant Stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...559.1082S>
- [13] Fujimoto, M. Y. ; Iben, I. Jr. ; Hollowell, D. (1990) *Helium Flashes and Hydrogen Mixing in Low-Mass Population III Stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...349..580F>
- [14] Mocák, M.; Müller, E.; Weiss, A.; Kifonidis, K. (2009) *The core helium flash revisited. II. Two and three-dimensional hydrodynamic simulations*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009A&A...501..659M>
- [15] Muthsam, H. J.; Goeb, W. ; Kupka, F. ; Liebich, W. ; Zoechling, J. (1995) *A numerical study of compressible convection.*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...293..127M>

- [16] Fornberg, B. (1977) *A Numerical Study of 2-D Turbulence*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977JCoPh..25....1F>
- [17] Singh, H. P.; Roxburgh, I. W. ; Chan, K. L. (1995) *Three-dimensional simulation of penetrative convection: penetration below a convection zone.*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...295..703S>
- [18] Mocák, M.; Müller, E.; Weiss, A.; Kifonidis, K. (2010) *The core helium flash revisited. III. From Population I to Population III stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010A&A...520A.114M>
- [19] Despain, K. H. (1981) *Low-mass evolution - Zero-age main sequence to asymptotic giant branch*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981ApJ...251..639D>
- [20] Fujimoto, M. Y. (1977) *On the Origin of R-Type Carbon Stars: Possibility of Hydrogen Mixing during Helium Flicker*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977PASJ...29..331F>
- [21] Siess, L. ; Livio, M. ; Lattanzio, J. (2002) *Structure, Evolution, and Nucleosynthesis of Primordial Stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...570..329S>
- [22] Cassisi, S. ; Schlattl, H. ; Salaris, M. ; Weiss, A. (2003) *First Full Evolutionary Computation of the Helium Flash-induced Mixing in Population II Stars*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...582L..43C>
- [23] Campbell, S. W.; Lattanzio, J. C. (2008) *Evolution and nucleosynthesis of extremely metal-poor and metal-free low- and intermediate-mass stars. I. Stellar yield tables and the CEMPs*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008A&A...490..769C>
- [24] Porter, D. H. ; Woodward, P. R. (1994) *High-Resolution Simulations of Compressible Convection Using the Piecewise-parabolic Method*
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJS...93..309P>

Ringraziamenti

Al termine di questo lavoro di tesi mi sembra doveroso ringraziare tutti coloro che durante il mio percorso accademico di questi anni mi hanno supportato sia nei momenti facili sia, soprattutto, in quelli difficili. Ringrazio **Mamma e Papà**, per avermi trasmesso l'ambizione nella vita e il valore del lavorare sodo. Ringrazio i miei fratelli, **Antonio e Lorenzo**, per essermi sempre stati affianco in tutti questi anni. Ringrazio i miei nonni, **Attilio e Rita**, per essere i miei primi sostenitori. Ringrazio i miei amici più stretti, **Aleandro, Massimiliano e Rafael**, sempre pronti ad essermi vicino e per essere la mia seconda famiglia. Ringrazio i *Pilottini*, in particolare **Andrea e Denis**, per il loro supporto e per i giorni trascorsi divertendoci qui a Padova.