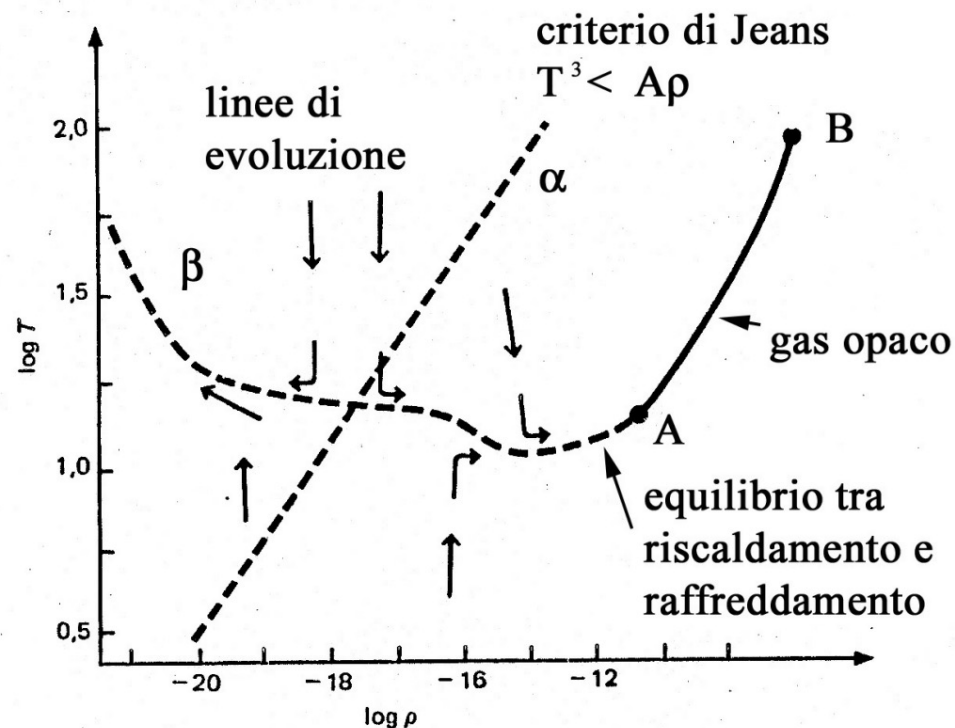


Contrazione delle nubi molecolari

La curva β definisce il bilancio tra processi di raffreddamento e di riscaldamento

La nuvola in contrazione forma una massa sferica gassosa a bassa temperatura, generata per condensazione della materia interstellare a causa di un'instabilità gravitazionale.

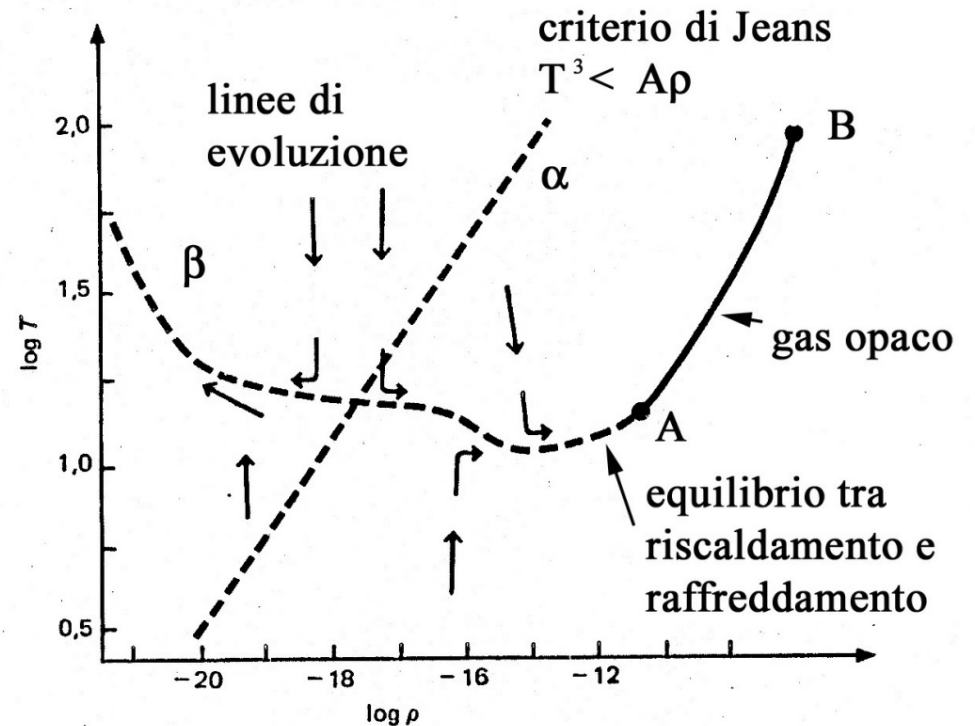
All'inizio è una massa sferica isoterma (inizialmente la materia è trasparente) di dimensioni finite non è stabile e la protostella si contrae fino a A.



Curve di evoluzione delle nubi in contrazione di Jeans secondo Hayashi

Contrazione delle nubi molecolari

Nel caso della contrazione la pressione interna risulta inadeguata a contrastare la forza gravitazionale, ed evolve sostanzialmente in condizioni di caduta libera a temperatura costante, quindi su tempi scala brevi: per una nuvola di $1M_{\text{sun}}$ con raggio di $10^6 R_{\text{sun}}$ il tempo di contrazione è di circa 10^4 anni.

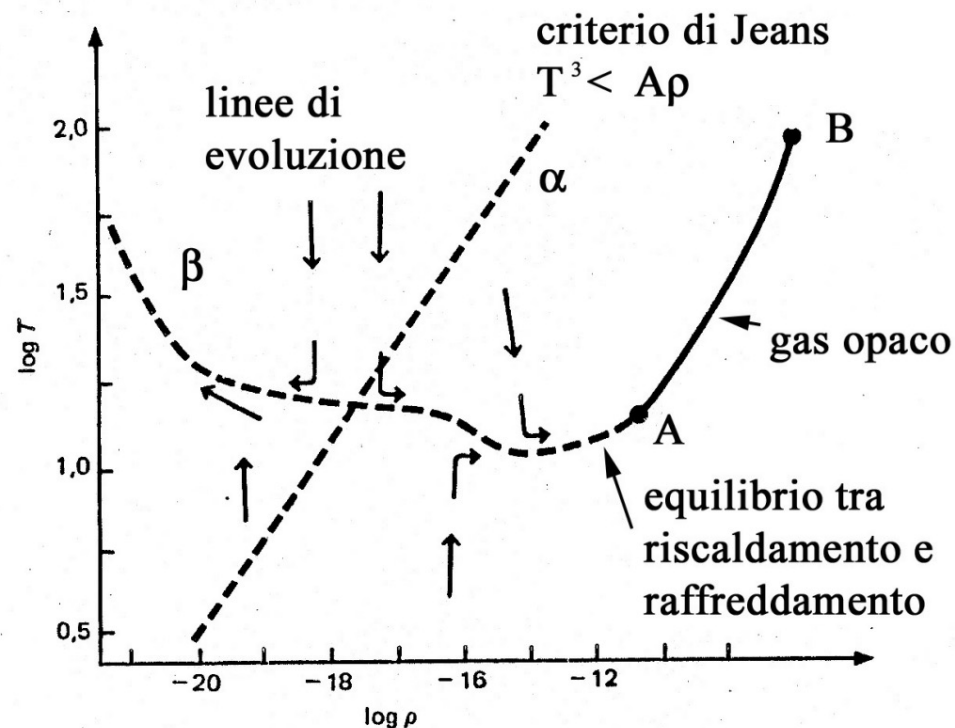


Curve di evoluzione delle nuvole in contrazione di Jeans secondo Hayashi

Contrazione delle nubi molecolari

Al punto A la nuvola diventa opaca alla radiazione e prosegue nella sua evoluzione attraverso una fase di contrazione **adiabatica** più lenta e, come previsto dal teorema del viriale, inizia a riscaldarsi. L'aumento di pressione interna avviene soprattutto nelle zone centrali della nuvola che raggiungono un equilibrio idrostatico e generano un'onda d'urto nel materiale esterno che si contrae ancora a velocità di caduta libera.

La propagazione dell'onda d'urto ionizza il materiale e "accende" la nuvola: si può quindi parlare di **protostella**



Curve di evoluzione delle nubi in contrazione di Jeans secondo Hayashi

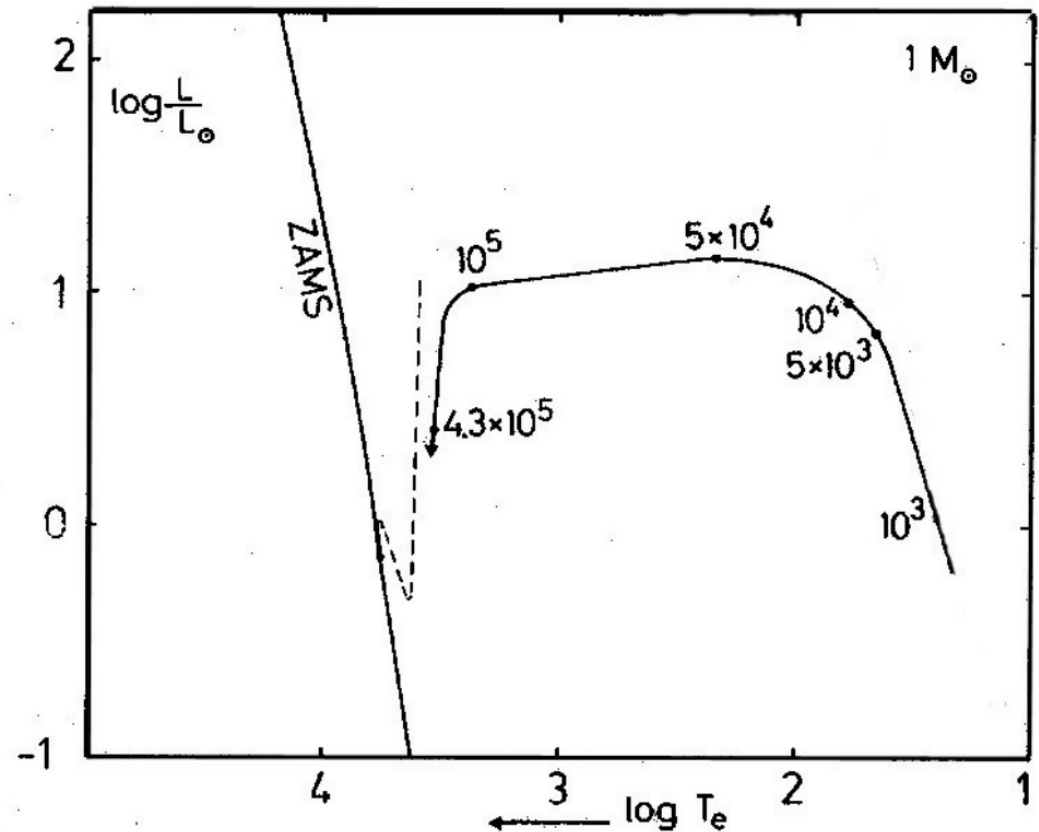
Evoluzione protostellare

Varie fasi di equilibrio idrostatico vengono raggiunte, la prima quando la temperatura raggiunge i 1800 K dove la dissociazione delle molecole di idrogeno genera una caduta di pressione.

La contrazione del nucleo riprende e un nuovo equilibrio idrostatico è raggiunto.

Il processo si ripete quando la contrazione porta la temperatura a valori che consentono la ionizzazione dell'idrogeno (10^4 K) e poi dell'elio (10^5 K).

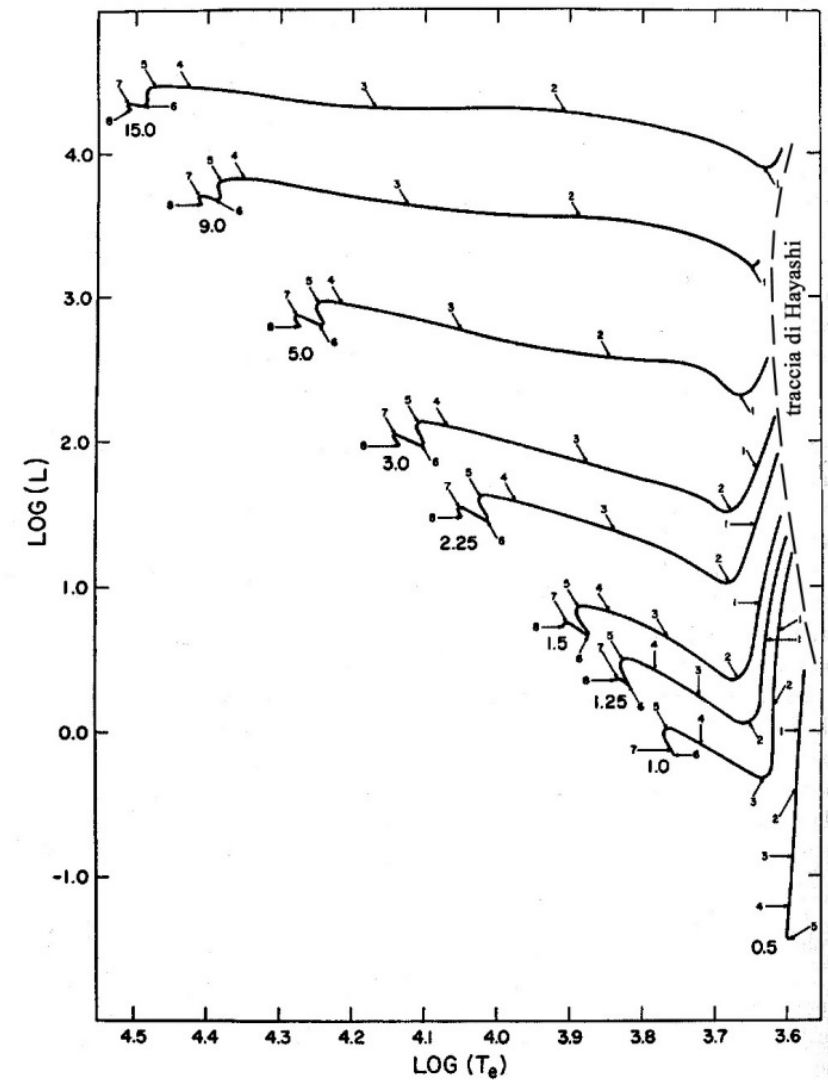
Un equilibrio idrostatico globale viene raggiunto quando il raggio è 5-10 volte quello del Sole attuale.



Curve di evoluzione della protostella secondo Hayashi. Tempi evolutivi a partire dalla formazione di un nucleo centrale in equilibrio idrostatico (punto A).

Fase di presequenza

Raggiunto l'equilibrio idrostatico la protostella è convettiva perchè l'opacità è grande rispetto alle radiazioni corrispondenti a un corpo nero di temperature ≈ 1000 K. Il trasporto convettivo è molto efficiente e quindi la superficie della protostella produce una luminosità relativamente alta; un sottile strato radiativo definisce la temperatura superficiale T_{eff}



Tracce evolutive teoriche in pre-sequenza

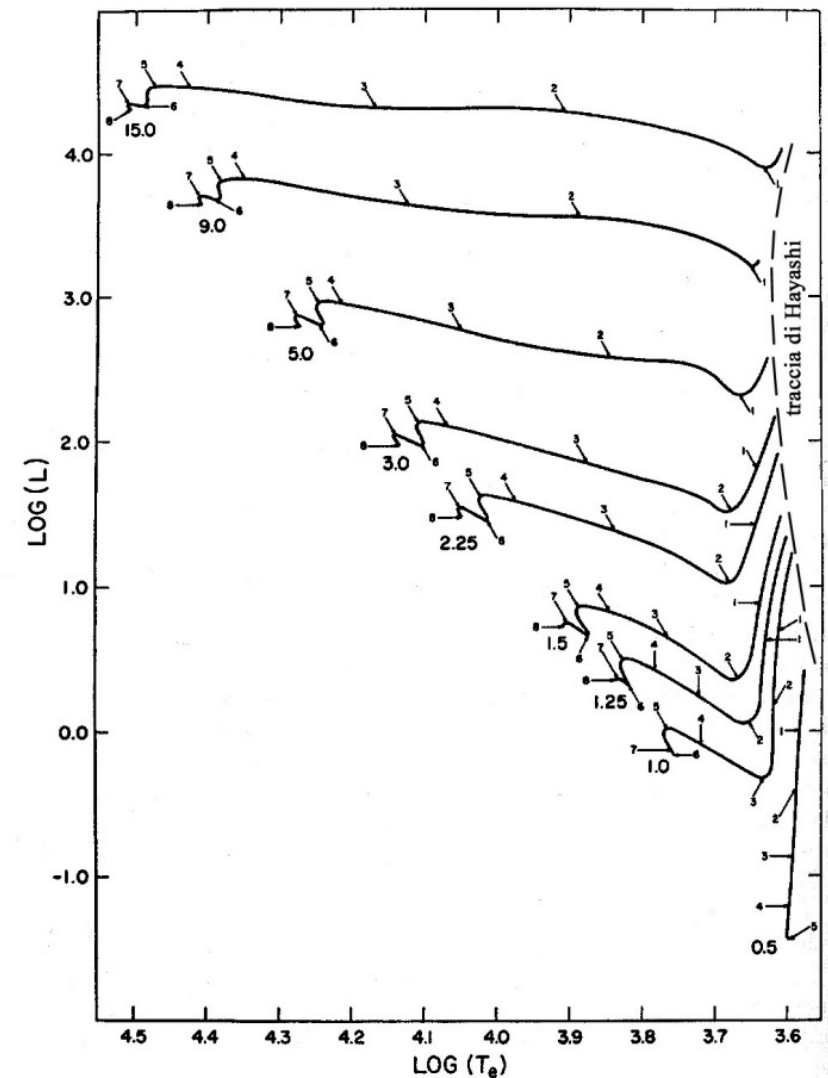
Fase di presequenza

Fase convettiva di Hayashi

Hayashi ha dimostrato che i modelli interamente convettivi si dispongono lungo una linea del diagramma HR detta traccia di Hayashi : **alla sua destra non esistono strutture di equilibrio, in quanto non esiste un trasporto energetico efficiente alle basse temperature e non possono quindi formarsi strutture di equilibrio**: collassano al limite di Hayashi in tempi di caduta libera.

La protostella si trova in un punto sulla linea del limite di Hayashi ed evolve secondo il tempo scala di Kelvin:

$$t_{Hayashi} = t_K \simeq 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^3 \left(\frac{T_{eff,\odot}}{T_{eff}} \right)^4 \text{ anni}$$



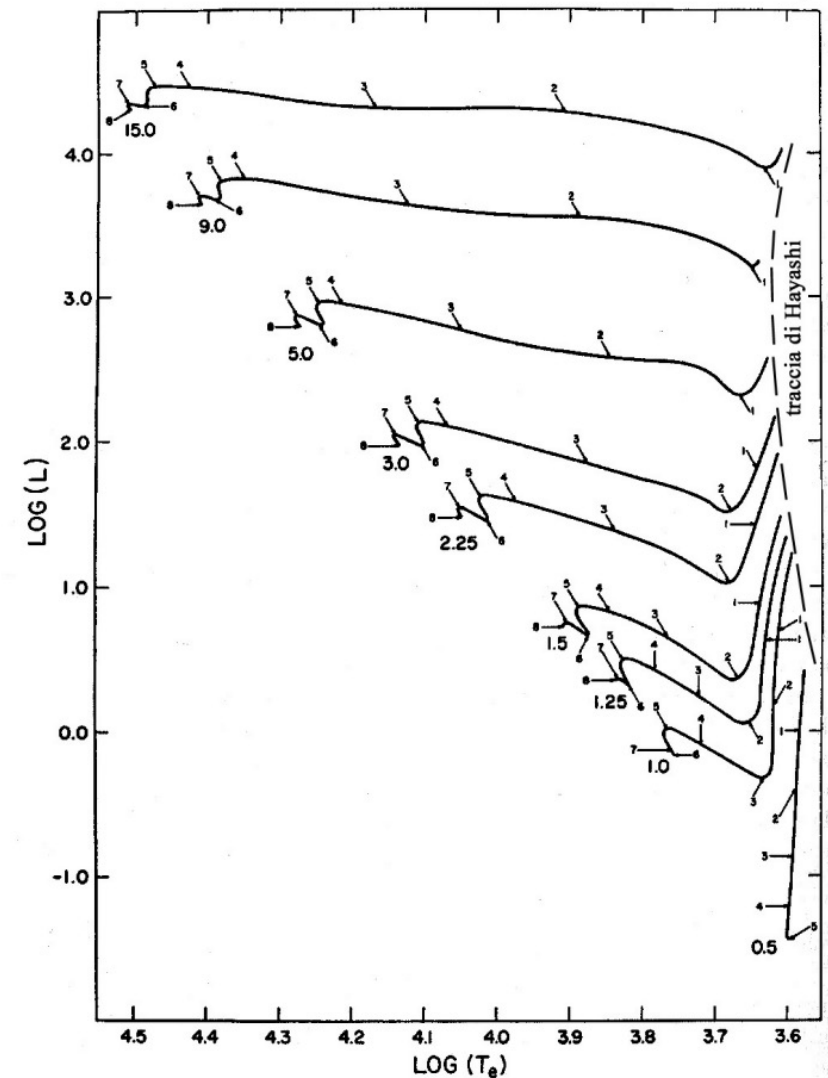
Tracce evolutive teoriche in pre-sequenza

Fase di presequenza

Fase radiativa di Henyey

L'aumento di temperatura e la ionizzazione di idrogeno ed elio comportano una **diminuzione dell'opacità** e quindi interviene il trasporto radiativo che si estende rapidamente a tutta la protostella.

A quel punto la temperatura centrale è cresciuta a sufficienza perché **si inneschino le prime reazioni termonucleari**: non si completa tutto il ciclo CNO, ma già si hanno reazioni esotermiche dalla trasformazione di ^{12}C in ^{14}N anche nella catena p – p si ha produzione di energia dal bruciamento del deuterio.

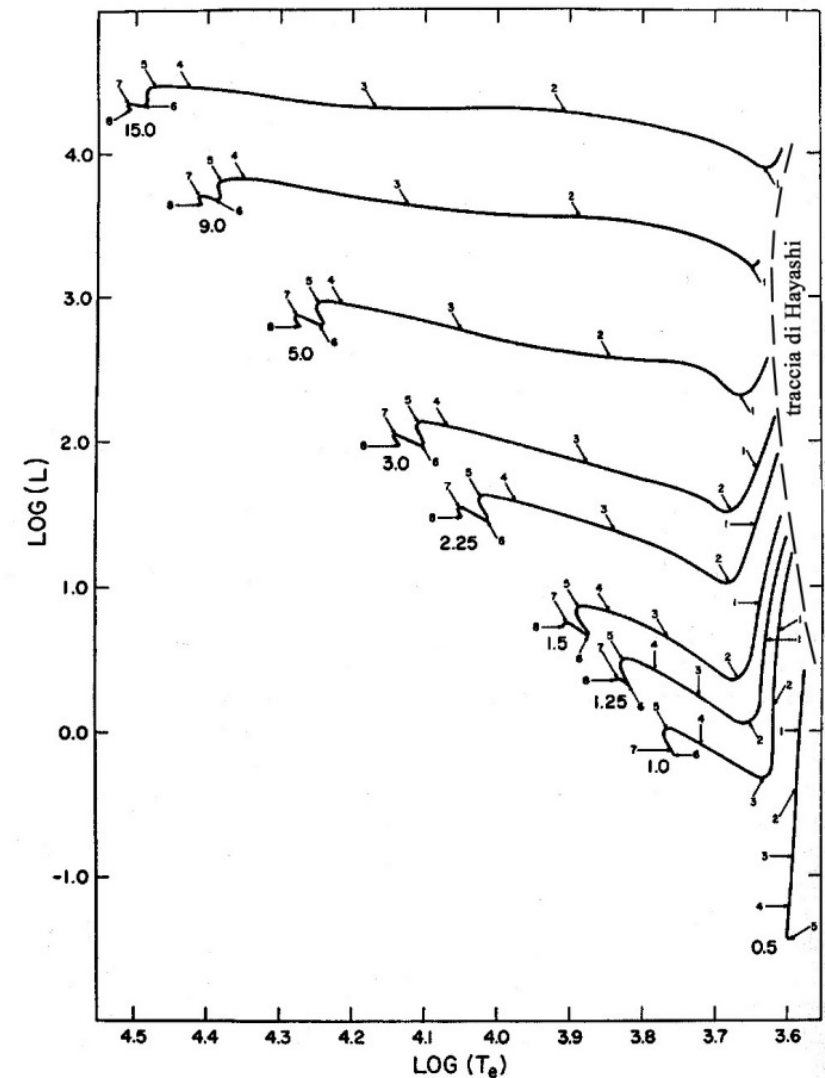


Tracce evolutive teoriche in pre-sequenza

Fase di presequenza

Fase radiativa di Henyey

La temperatura interna e quella superficiale T_{eff} crescono, per cui **la traccia evolutiva si muoverà a sinistra del diagramma HR, anche con leggero aumento della luminosità** (traccia di Henyey). Nelle stelle di massa maggiore questo passaggio da convettivo a radiativo avviene molto presto perché si raggiungono presto temperature più elevate essendo l'energia gravitazionale dissipata superiore. Stelle di massa minore di quella del Sole hanno invece più difficoltà a raggiungere la fase radiativa proprio perché le loro temperature sono inferiori. Una stella di massa $\leq 0.5M$ non presenta alcuna fase radiativa.

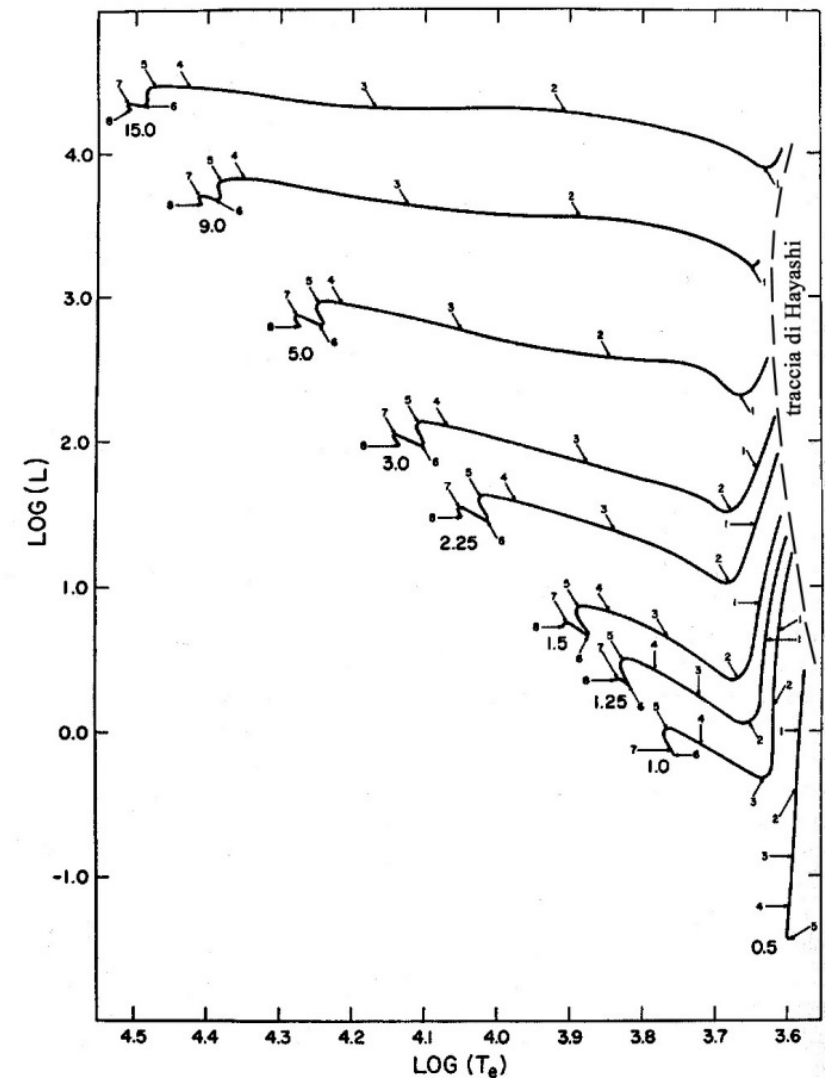


Tracce evolutive teoriche in pre-sequenza

Fine della fase di presequenza

La fase pre-sequenza termina quando la protostella raggiunge una temperatura centrale elevata per completare il ciclo termonucleare della catena p - p a **$T_c \approx 4 \times 10^6$ K**.

A quel punto la stella rimane in equilibrio a raggio praticamente costante e la produzione di energia per contrazione gravitazionale diventa del tutto trascurabile. Solo un certo intervallo di masse può raggiungere la fase di sequenza principale. Stelle di massa < 0.08 Msun a causa della loro bassa gravità non raggiungono mai temperature sufficienti per innescare il bruciamento dell'idrogeno.



Tracce evolutive teoriche in pre-sequenza

Stellar Evolution in Early Phases of Gravitational Contraction

Chushiro HAYASHI

Department of Nuclear Science, Kyoto University, Kyoto

(Received August 28, 1961)

Abstract

The surface condition for red giant stars worked out in the previous paper indicates that stars lie in the low luminosity and low temperature region of the H - R diagram cannot be in equilibrium so that the evolutionary path of contracting stars in this region will be different from that calculated by HENYEH et al. The age of these stars along the loci of quasi-static solutions is calculated. The result seems to explain well the H - R diagram of a young cluster NGC 2264.

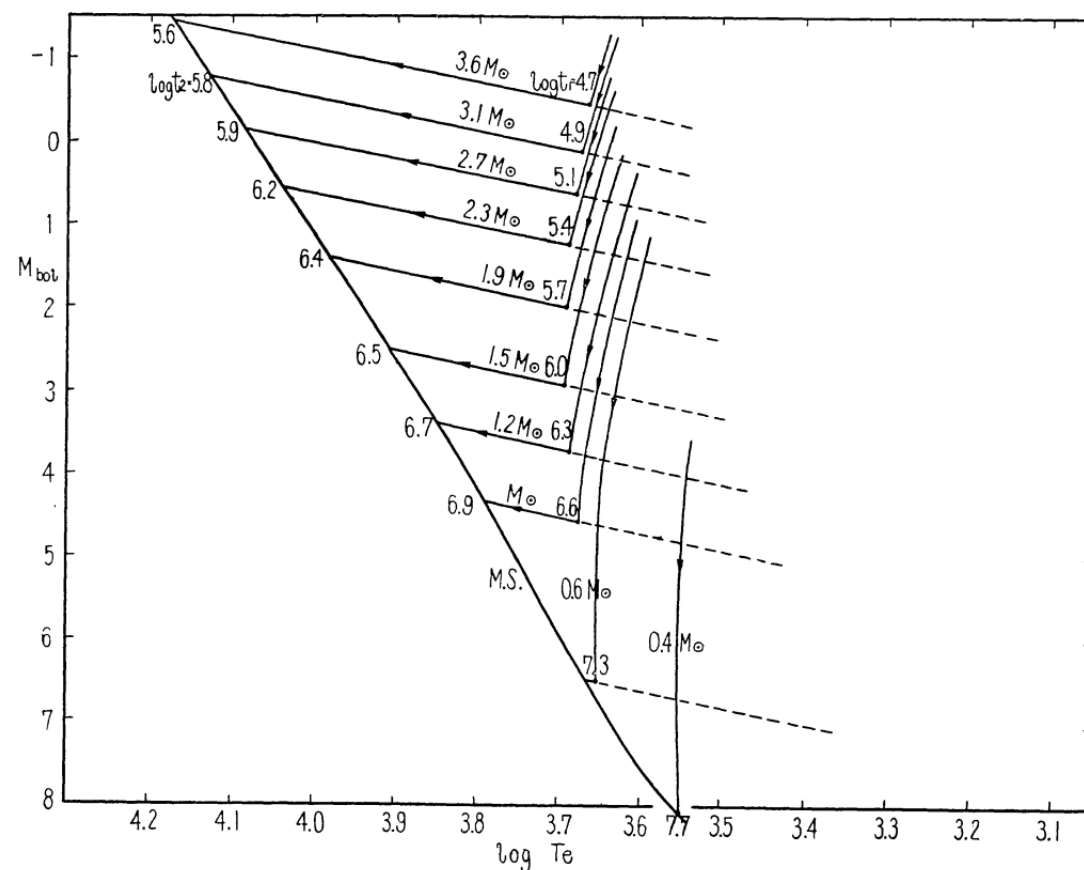
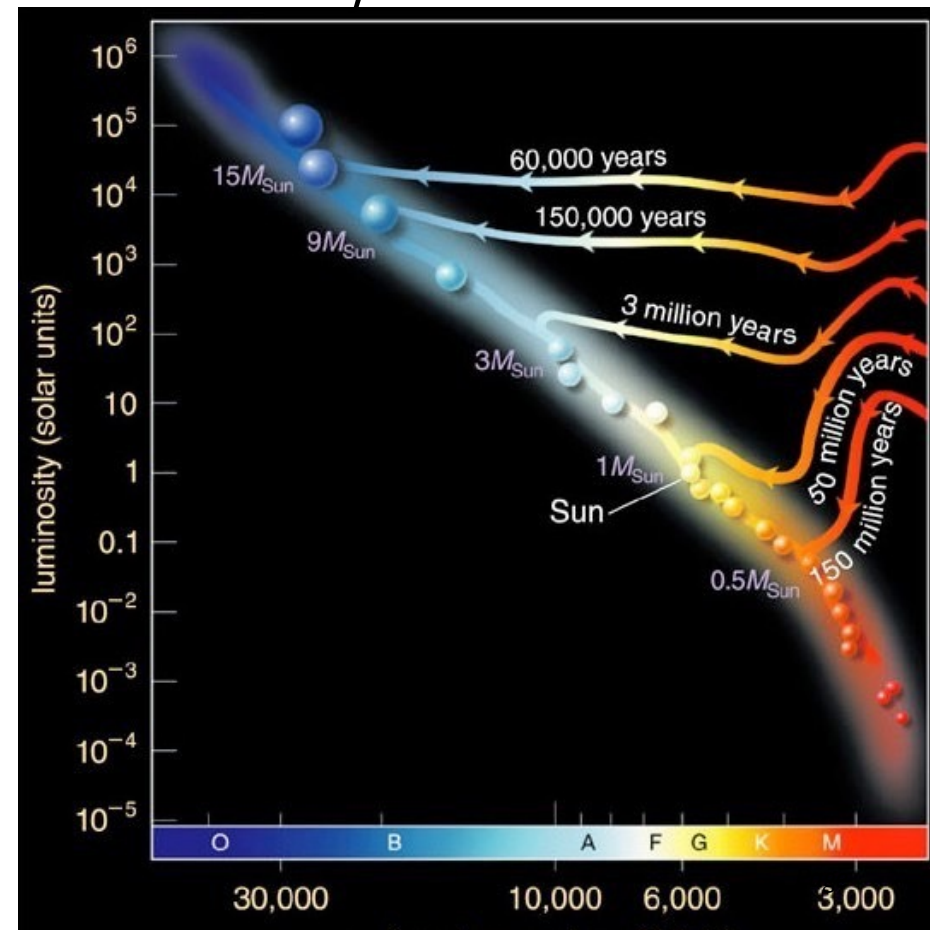


FIG. 2. Evolutional tracks and ages of stars with different masses in gravitational contraction. t_1 and t_2 denote the ages (in year) at the turning point and on the main sequence, respectively.

How long this collapse takes depends on the mass of the forming star. A 15 solar mass protostar may collapse in only 60,000 years while a star half the mass of the Sun would take around 150 million years.

As we will see soon, this is longer than the lifetimes of massive stars, which means that massive stars forming in a cluster can collapse onto the main sequence, complete their hydrogen burning and finish their lives before a low mass star has even made it onto the main sequence.



Argomenti di questa lezione

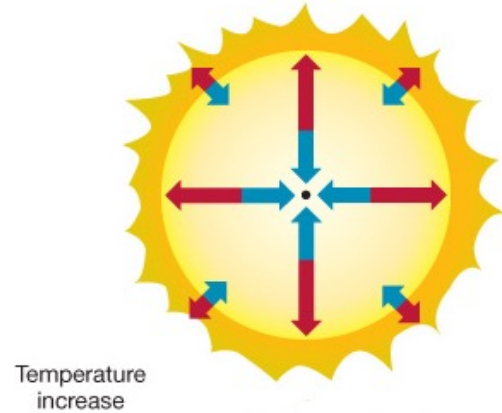
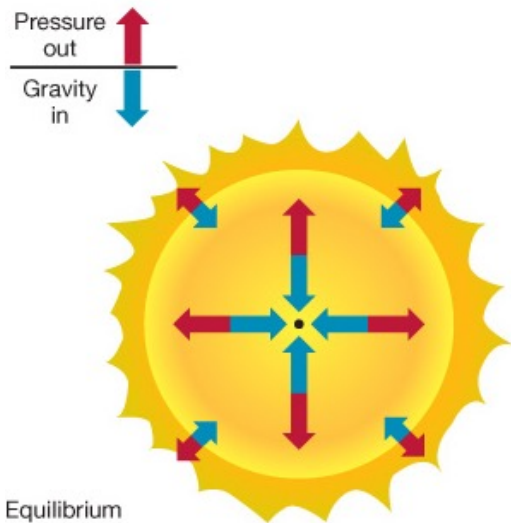
Evoluzione durante la main sequence con
differenze fra stelle $<1.5M_{\text{sun}}$ e più massicce

Evoluzione dopo la main sequence e differenze fra stelle di
massa $<2 M_{\text{sun}}$ e più massicce

Fasi finali di vita delle stelle in funzione della loro massa

Main Sequence phase

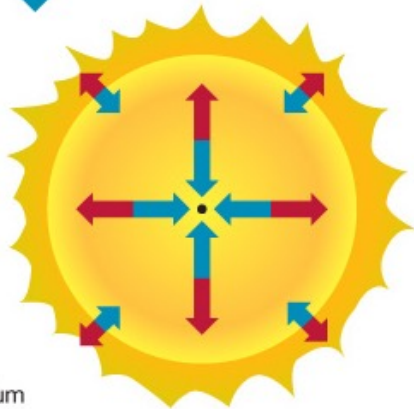
During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium



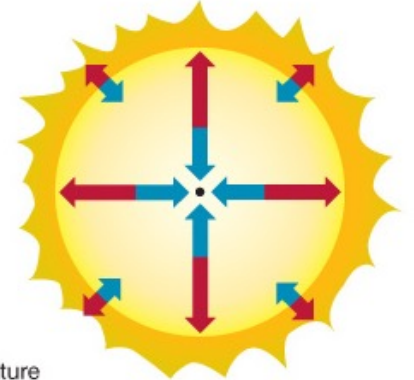
Leaving the Main Sequence

During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium



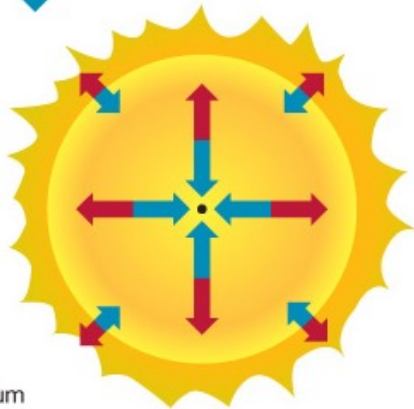
Temperature
increase

- A temperature increase in core increases fusion rate

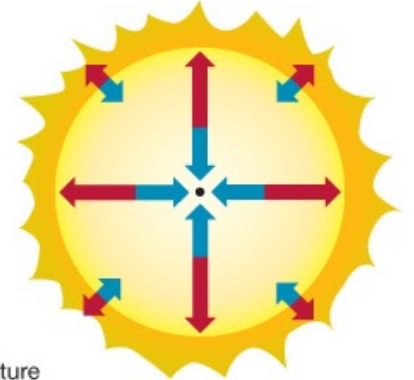
Leaving the Main Sequence

During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium



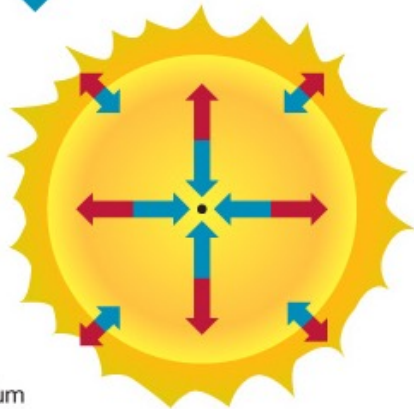
Temperature
increase

- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure

Leaving the Main Sequence

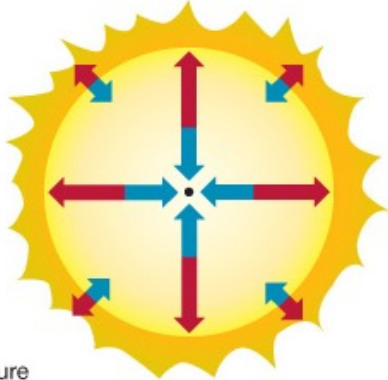
During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium

- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands

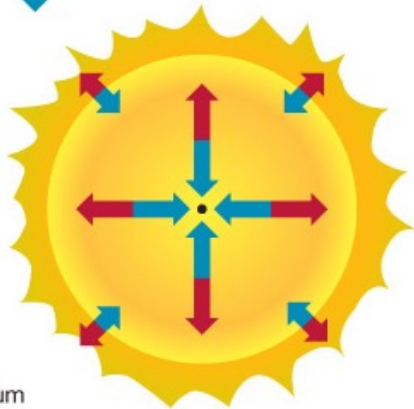


Temperature
increase

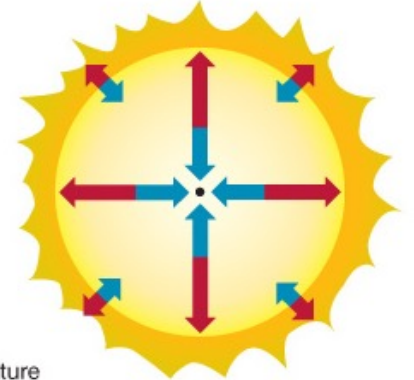
Leaving the Main Sequence

During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium



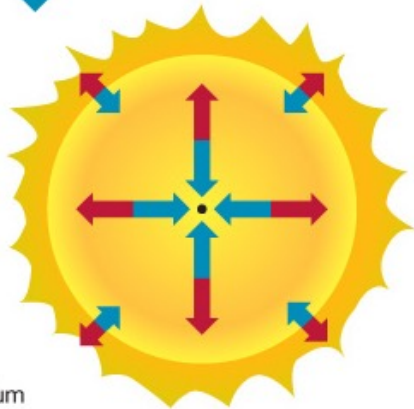
Temperature
increase

- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands
- Expansion causes cooling

Leaving the Main Sequence

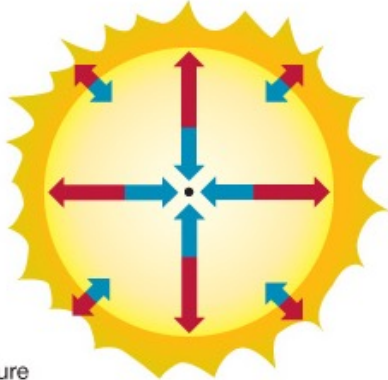
During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium

- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands
- Expansion causes cooling
- Fusion rate falls

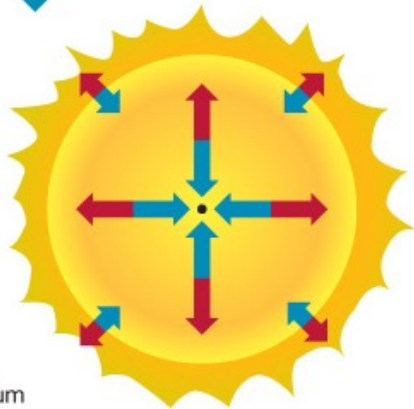


Temperature
increase

Leaving the Main Sequence

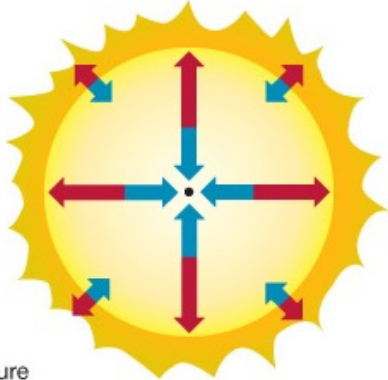
During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

Pressure
out ↑
Gravity
in ↓



Equilibrium

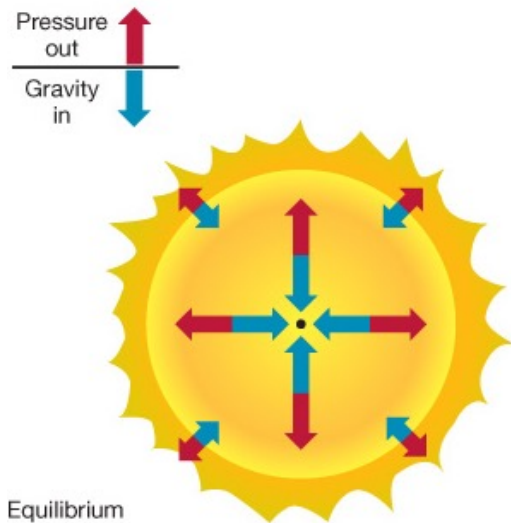
- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands
- Expansion causes cooling
- Fusion rate falls
- Pressure decreases



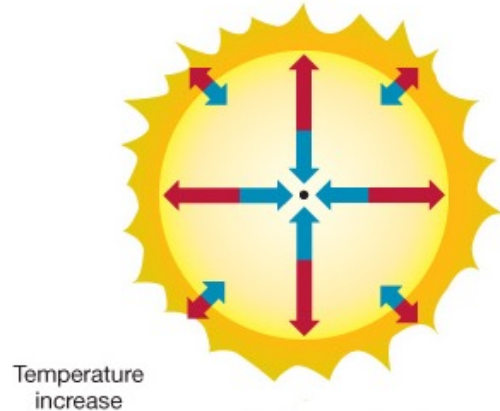
Temperature
increase

Leaving the Main Sequence

During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:

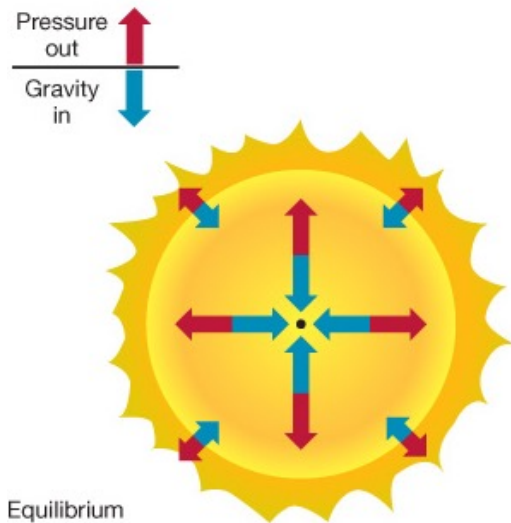


- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands
- Expansion causes cooling
- Fusion rate falls
- Pressure decreases
- Star returns to original size

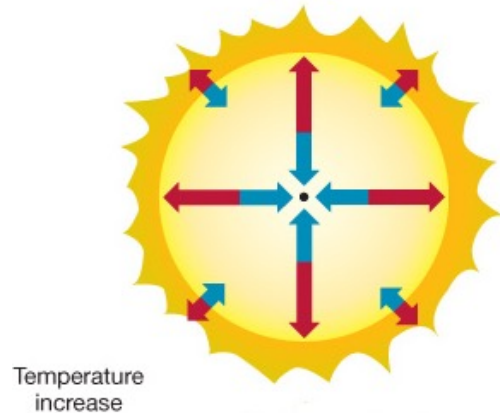


Leaving the Main Sequence

During its stay on the Main Sequence, any fluctuations in a star's condition are quickly restored; the star is in equilibrium:



- A temperature increase in core increases fusion rate
- This increases pressure
- Star expands
- Expansion causes cooling
- Fusion rate falls
- Pressure decreases
- Star returns to original size
- A temperature decrease causes the opposite

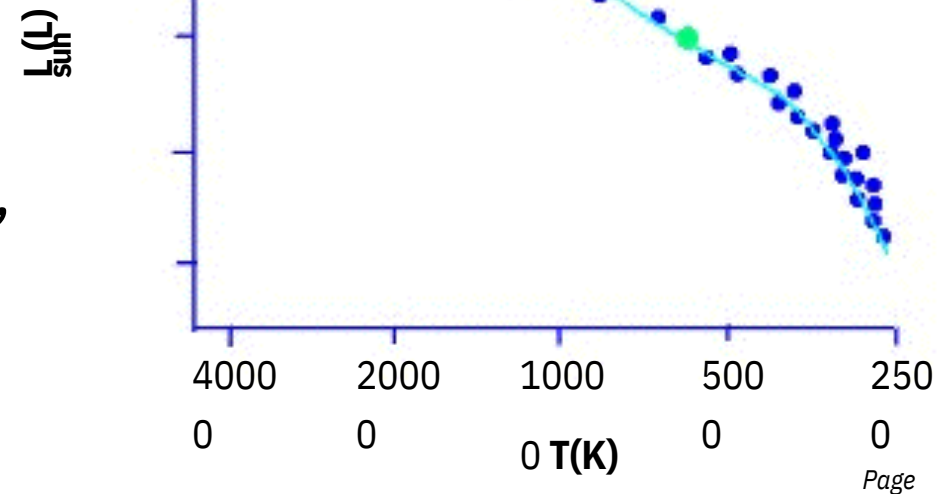


The fact that gravity determines the structure of the star explains why it is the *mass* which is the *most important* variable in what it looks like.

This is exemplified in the Hertzsprung-Russell diagram, the most obvious feature of which – is a *mass* sequence, not a *time* sequence.

Homologous models told us this!

An F-type star formed as an F-type star, and will remain an F-type star during entire main sequence stage.



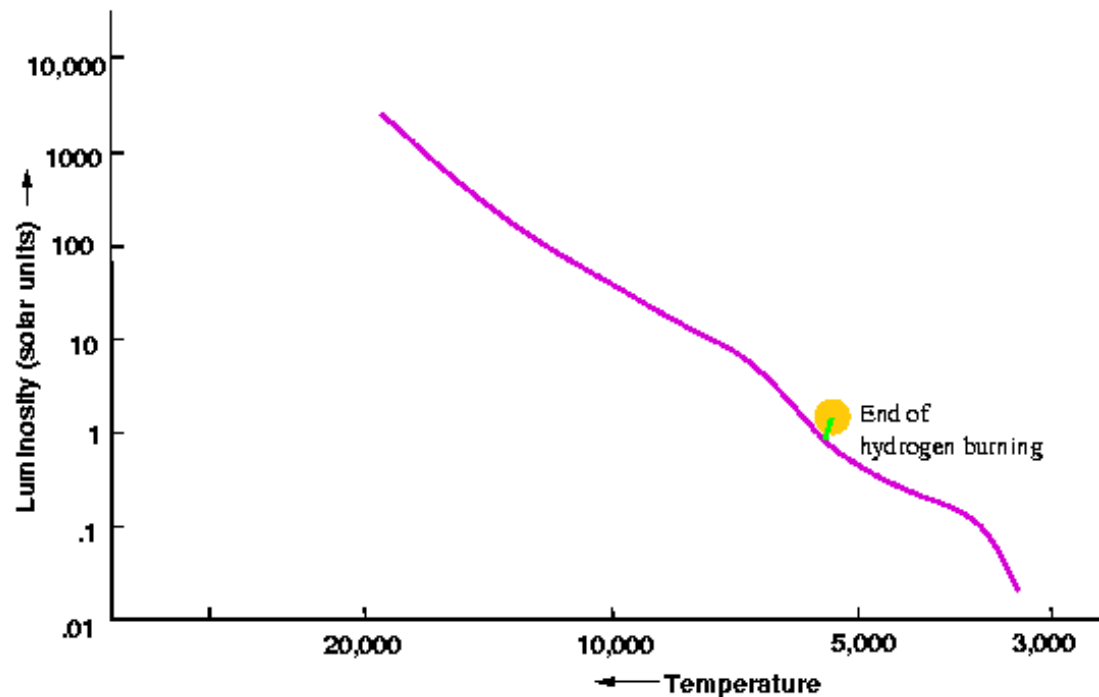
Changes on the main sequence

Stars do change somewhat while they are on the main sequence. While a star is on the main sequence, it is burning hydrogen in its core. Helium is formed, and gradually builds up as a sort of ash: *helium poisoning*.

Helium can't burn, because it needs a temperature of about 100 million degrees before it can ignite. So, it just builds up in the core.



As each fusion converts four H atoms to one He atom, the core of the star has **fewer** atoms in it, so the **pressure goes down**. Gravity squeezes the core more tightly, which increase the temperature, which increase the rate of fusion. This produces more energy, which makes the outside layers of the star expand a bit, which makes the star a bit brighter and a bit cooler.



Questo avviene in maniera diversa in funzione della massa della stella.

Stelle di massa $0.08 < M < 0.26 M_{\text{sun}}$

Stelle di queste masse hanno un'evoluzione molto semplice: esse rimangono completamente convettive il che comporta che tutto l'idrogeno è disponibile per il bruciamento. Quindi vivono per molto tempo, maggiore del tempo di Hubble.

Stelle di massa $M < 0.08 M_{\text{sun}}$

Degenerano prima di essere in grado di accendere l'idrogeno e sono note come nane brune (brown dwarfs)

Questo avviene in maniera diversa in funzione della massa della stella.

Stelle di massa $M < 1.5 M_{\text{sun}}$

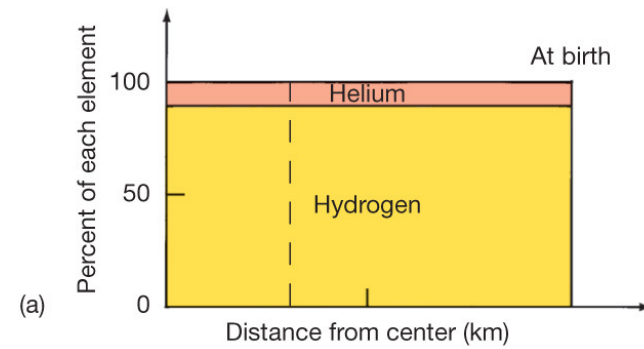
Raggiungono $T_c < 1.8 \times 10^7 \text{ K}$ e bruciano l'idrogeno secondo la catena p – p.

Questa **catena produce poca energia** ed ha una lenta dipendenza dalla temperatura, i nuclei termonucleari sono radiativi e si estendono su una grande porzione del corpo stellare.

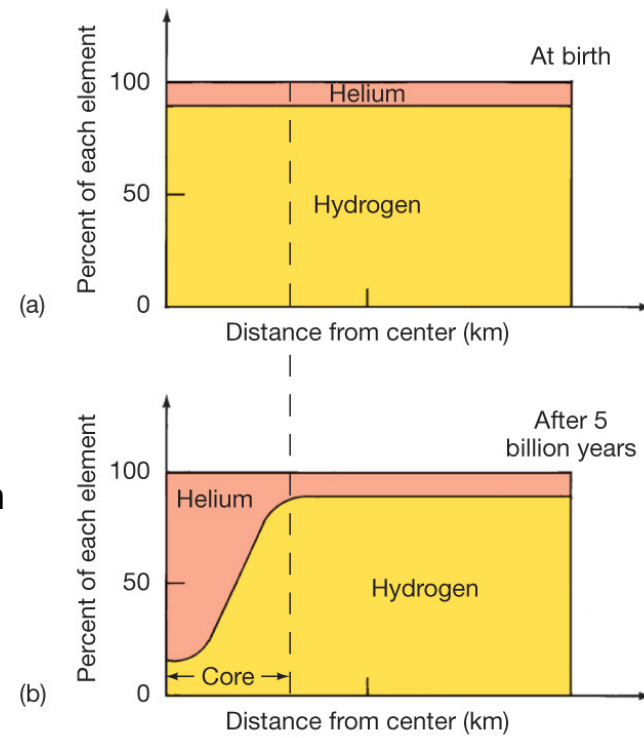
L'opacità delle regioni esterne della stella risulta grande a causa della bassa temperatura del gas stellare e l'**inviluppo** stellare diventa instabile **convettivamente**.

Stelle di massa $0.26M_{\text{sun}} < M < 1.5M_{\text{sun}}$

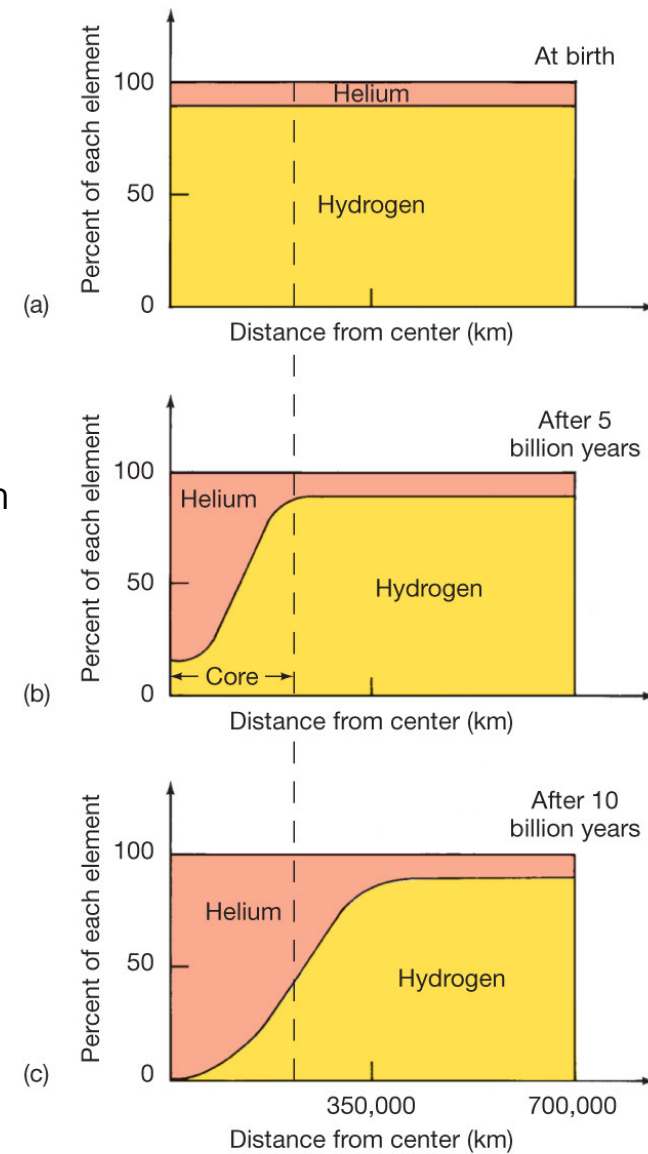
Even while on the Main Sequence, the composition of a star's core is changing:



Even while on the Main Sequence, the composition of a star's core is changing:

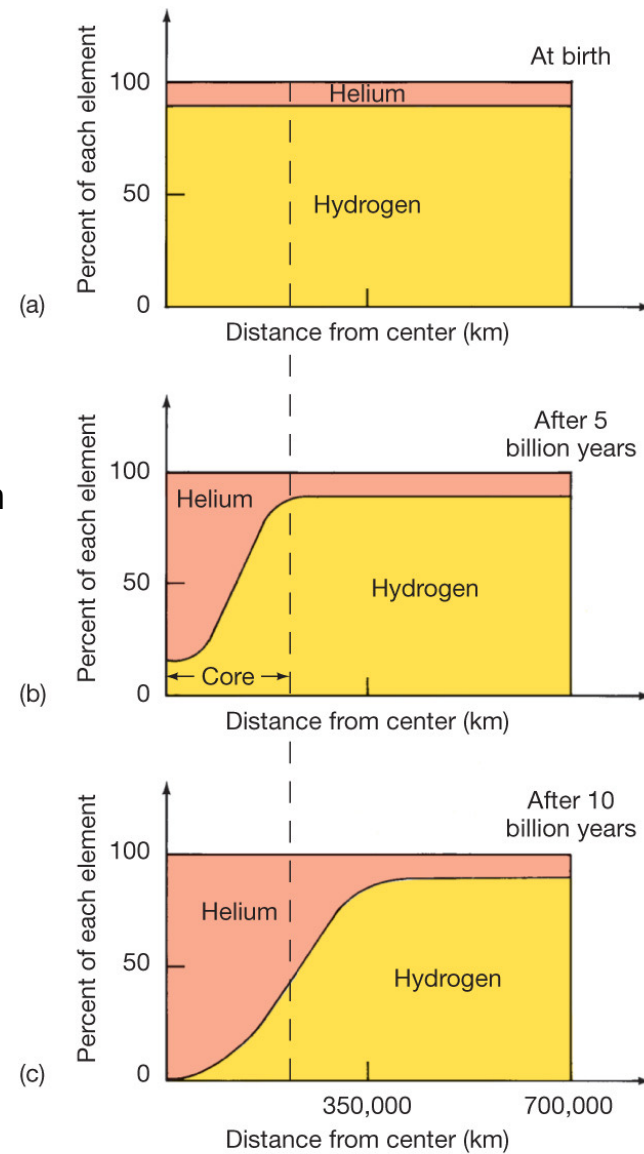


Even while on the Main Sequence, the composition of a star's core is changing:

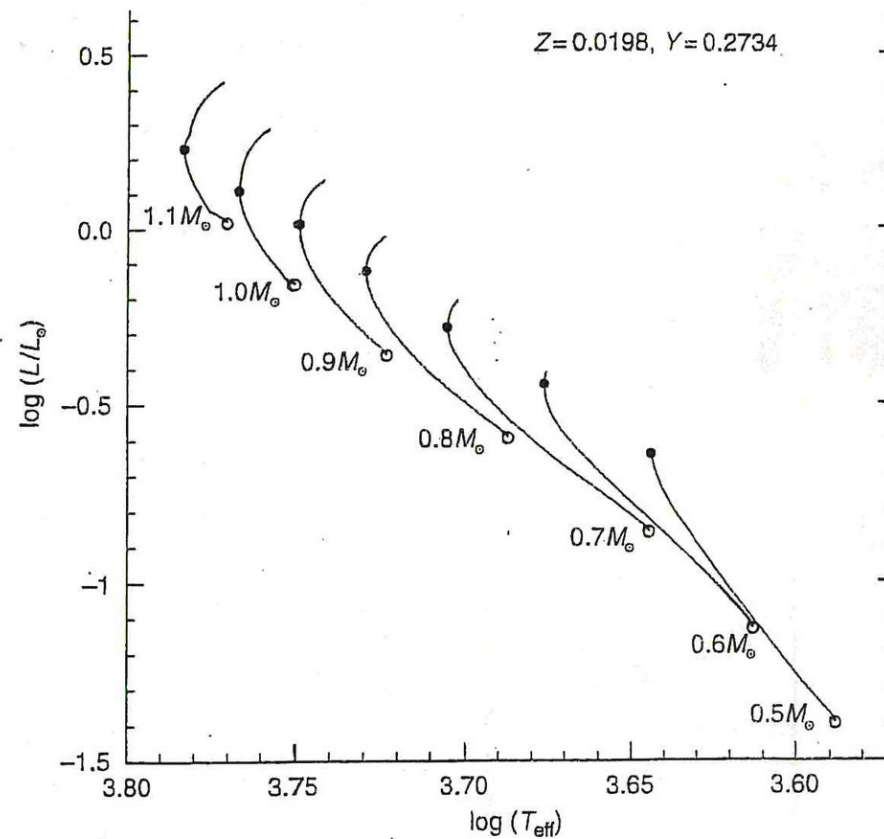


Even while on the Main Sequence, the composition of a star's core is changing:

As the fuel in the core is used up, the core contracts



EVOLUZIONE durante H-burning (theoretical tracks)



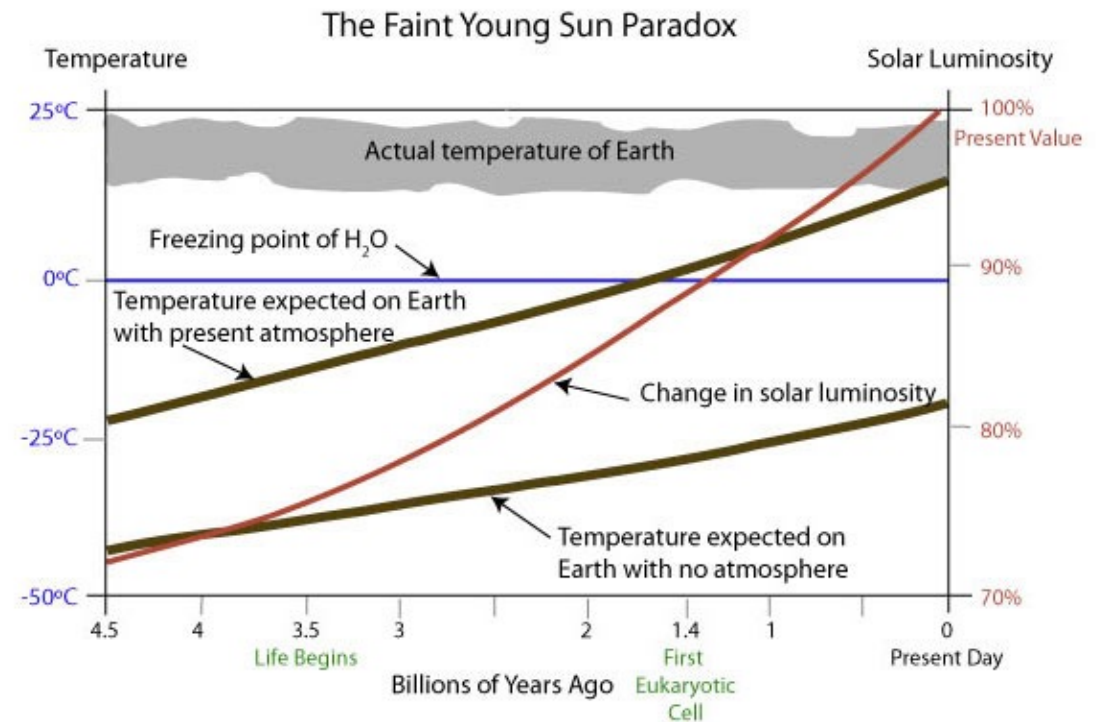
SALARIS & CASSISI
(WILEY)

Figure 5.3 The HRD for low-mass stars of different mass during the core H-burning phase. The solid dot marks the location of the turn off along each track.

EXTRA

These changes in the Sun will have a profound effect on the Earth. When the Sun began its main sequence life about 5 billion years ago, it was only 70% as bright as it is now. In another 5 billion years, it will be roughly twice as bright, which will raise the average temperature of the Earth at least 19° C.

In fact, we have a hard time reconciling these predicted temperatures with the geological record (the “faint young sun paradox”).



Even though the Sun was about 30% dimmer than it is now, the temperature on Earth has been more or less stable.

Stelle di massa $M > 1.5 M_{\text{sun}}$

Raggiungono temperature centrali elevate, $T_c \geq 1.8 \times 10^7 \text{ K}$, e bruciano l'idrogeno secondo il ciclo CNO, quindi molto efficientemente ed hanno il nucleo convettivo per questa ragione.

La regione esterna (involuppo) dove non vi è produzione di energia risulta invece radiativa.

L'abbondanza dell'idrogeno è fortemente discontinua: nel nucleo la convezione rimescola il mezzo e assicura una composizione omogenea; nell'involuppo si conserva la composizione chimica originaria.

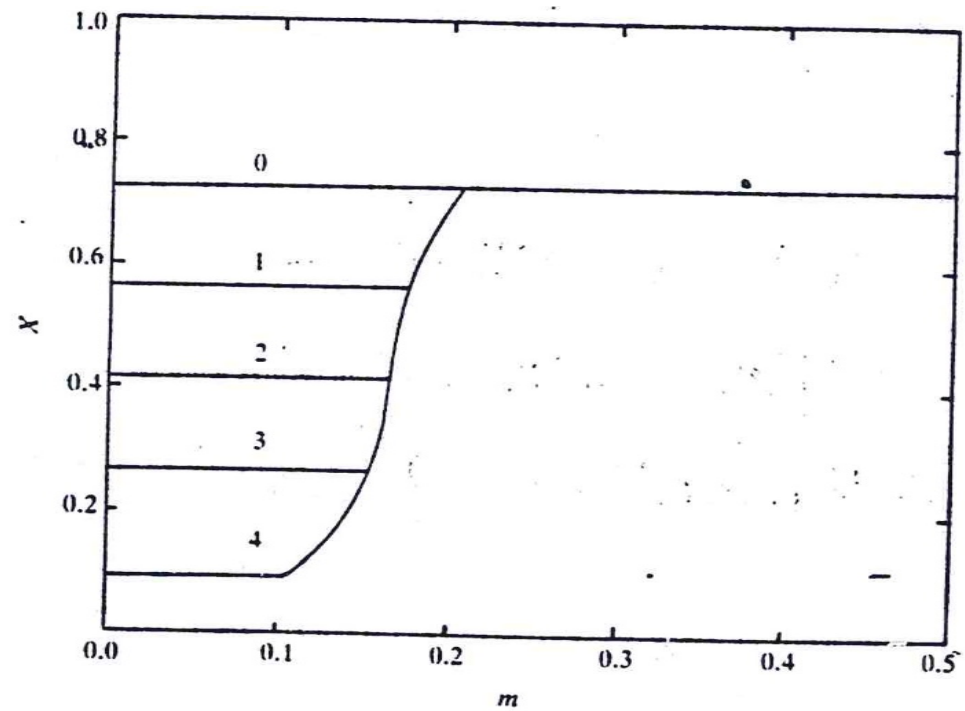


Fig. 63. The depletion of hydrogen in a high mass star. The numbers denote successive stages in the star's evolution.

EVOLUZIONE durante H-burning per 5Msun

SALARIS & CASSISI
(WILEY)

Durante l'evoluzione la massa del nucleo convettivo diminuisce perché l'idrogeno diminuisce, mentre la luminosità cresce leggermente. Quando l'idrogeno nel nucleo è esaurito, l'intera stella si contrae rapidamente libera energia gravitazionale che aumenta la luminosità: quindi la temperatura deve crescere e ciò porta al bruciamento dell'idrogeno in una shell esterna al nucleo. Anche la temperatura della stella aumenta per contrastare la diminuzione del raggio e la traccia evolutiva si sposta in alto a sinistra.

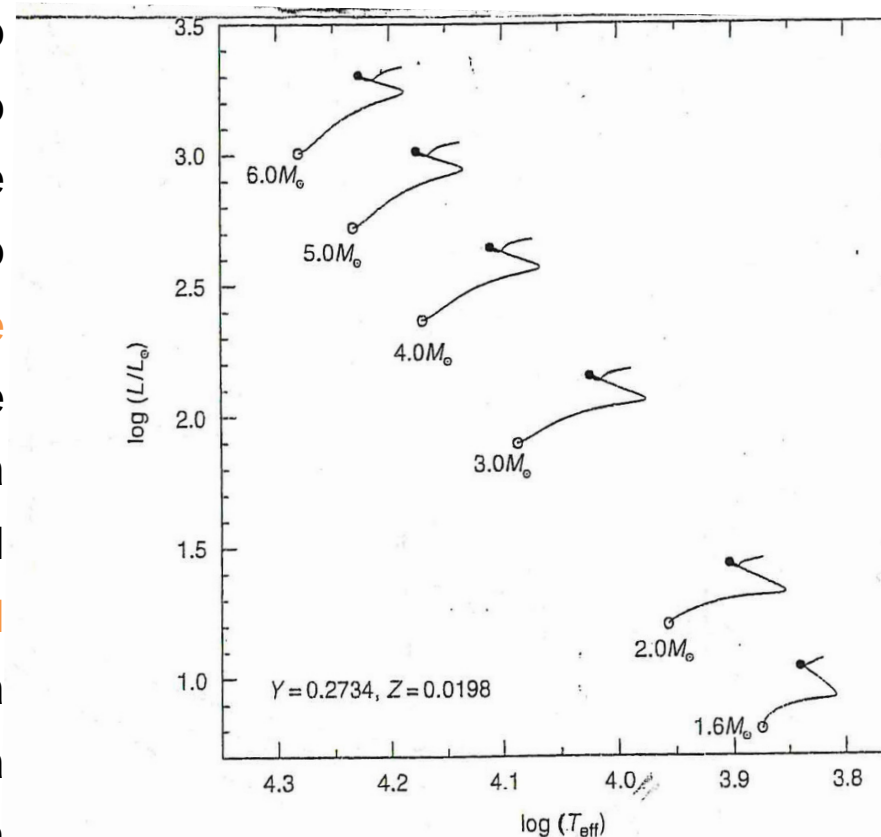
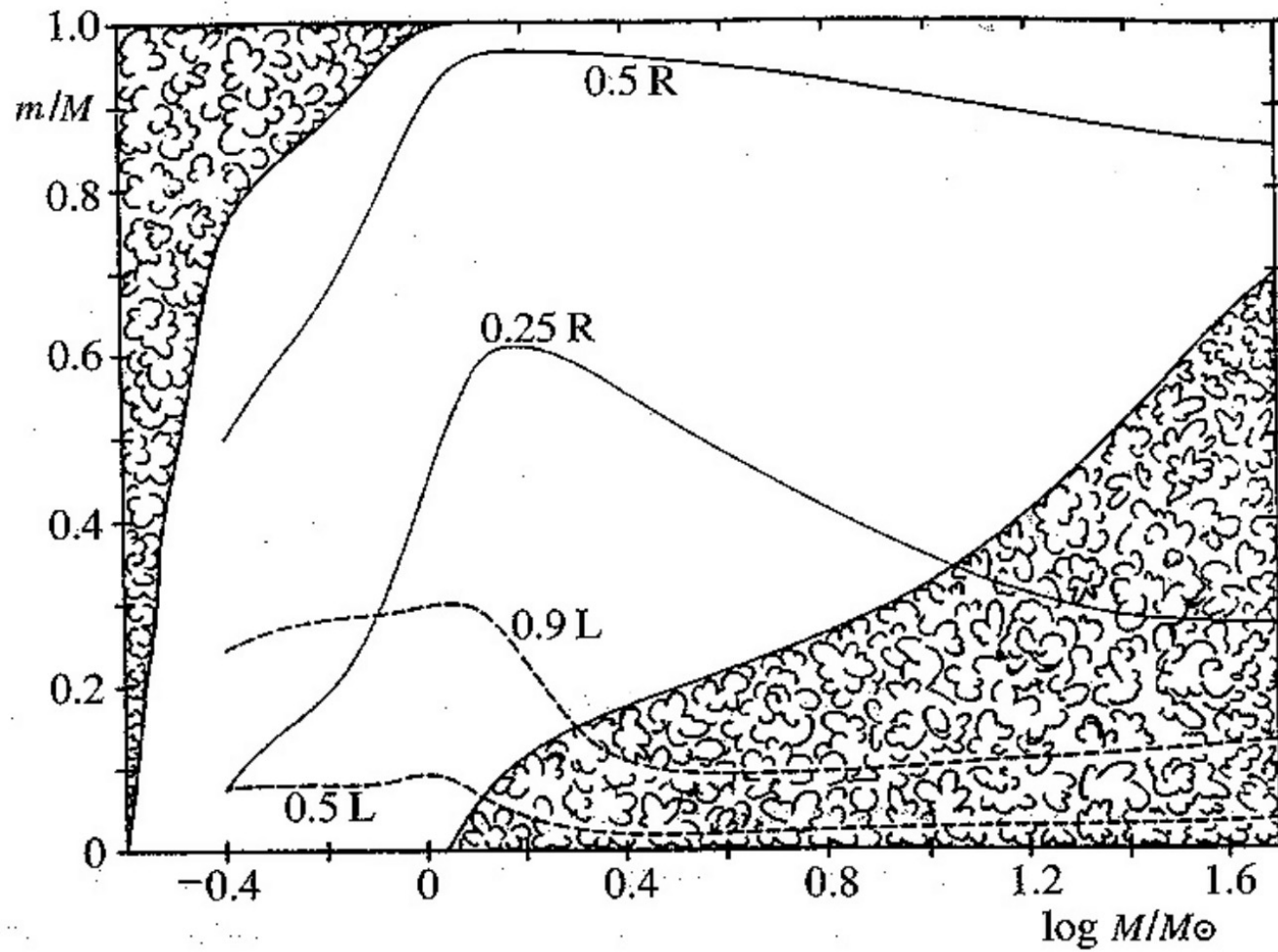


Figure 5.5 Evolutionary tracks of different intermediate-mass stars during the core H-burning phase. The solid dot marks the evolutionary stage equivalent to the turn off point in less massive stars

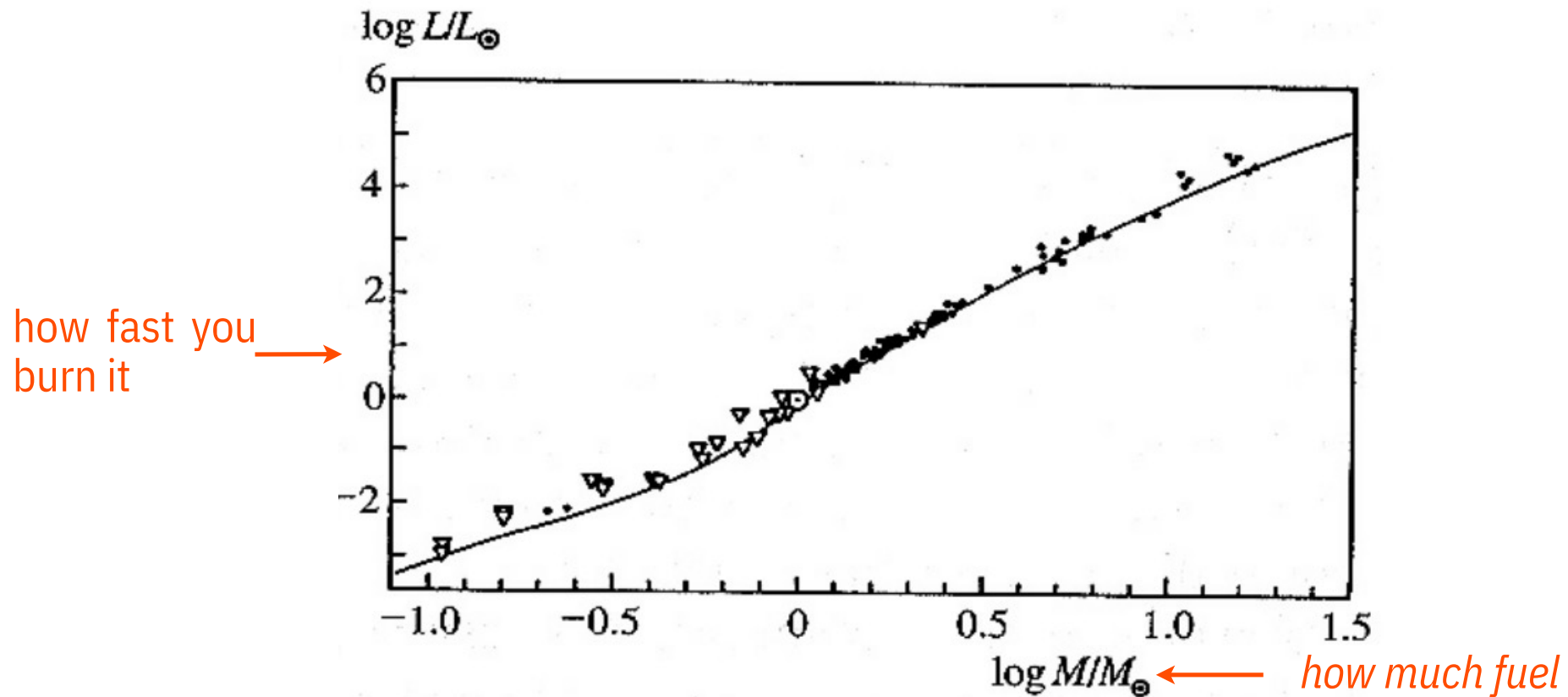
Zone convettive e radiative in funz. della Massa



How long a star can burn hydrogen on the main sequence depends on two things:

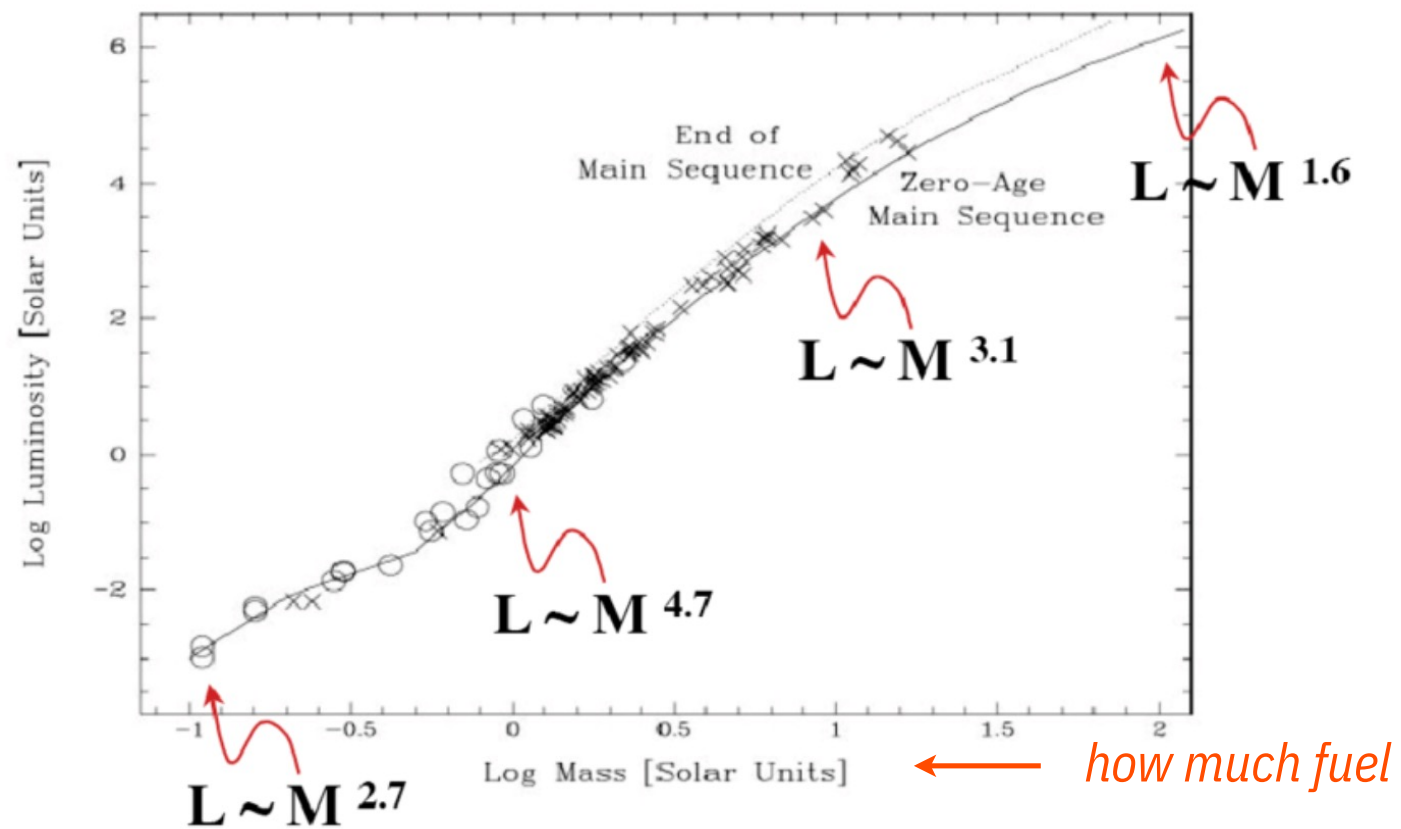
- how much hydrogen it has; and
- how fast it burns it

The first is just the star's mass, and the second the star's luminosity. But we know how those two are related: we derived the mass-luminosity



Here it is again: as we increase the mass of the star, the luminosity increases *enormously*: a factor of 10 increase in mass corresponds to a factor of 3000 increase in luminosity.

how fast you
burn it →



Stesso grafico più recente da Alksnis 2017

We can write this dependence of the star's luminosity on its mass as

$L \propto M^4$ for stars of $0.4M_{\text{sun}} < M < 10M_{\text{sun}}$

$L \propto M^b$ for stars of $M < 0.4M_{\text{sun}}$ or $M > 10M_{\text{sun}}$ with $b < 4$

the lifetime of a star goes like

$$t \propto M/L \propto M/M^4 = M^{-3}$$

In other words, a factor of 10 increase in mass corresponds to a *decrease* in the lifetime of the star by a factor of 1000.

$$t_{MS} \simeq 0.0006 \frac{Mc^2}{\mathcal{L}} \simeq 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-3} \text{ anni} .$$

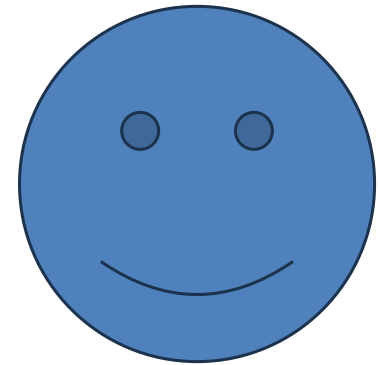
So, we can make a table showing the lifetime for stars of different masses:

Spectral type	Mass (Sun=1)	Luminosity	Years on main sequence
O5	40	405,000	1×10^6
B0	15	13,000	11×10^6
A0	3.5	80	440×10^6
F0	1.7	5.4	3×10^9
G0	1.1	1.4	8×10^9
K0	0.8	0.46	17×10^9
M0	0.5	0.08	56×10^9

Interestingly, the amount of energy released per kilogram is almost identical for all types of stars.

$$\begin{aligned}\text{energy per kilogram} &= L t / M \\ &\propto M^{3.5} \times M^{-2.5} / M\end{aligned}$$

= constant

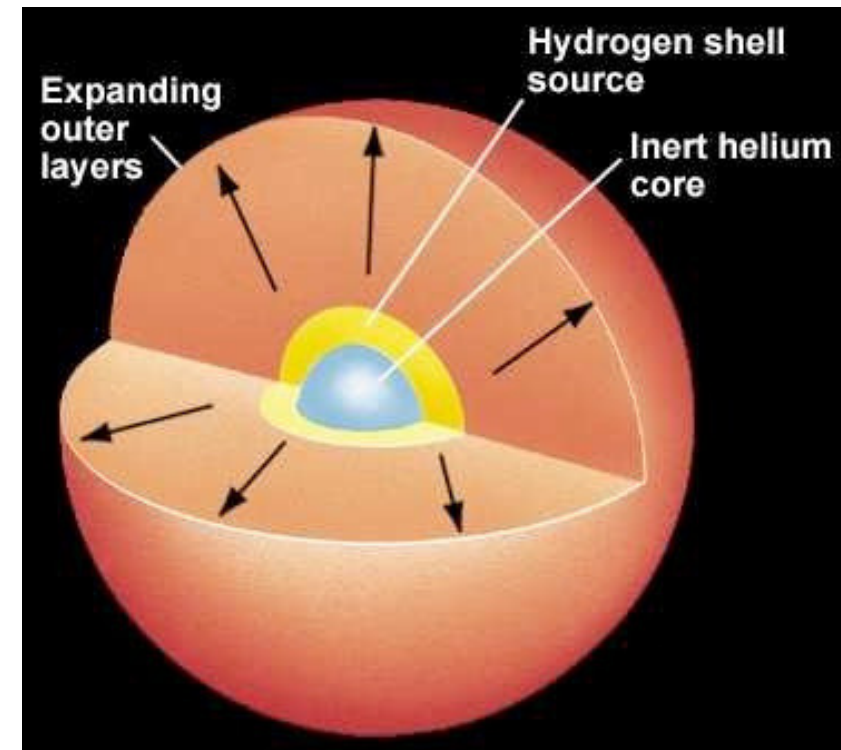


Massive stars are much more luminous, but live for much less time, so the amount of energy extracted per kilogram is identical to the faintest M stars.

This is, of course, because all stars are getting their energy from the same source: nuclear reactions.

Fine della Main sequence phase

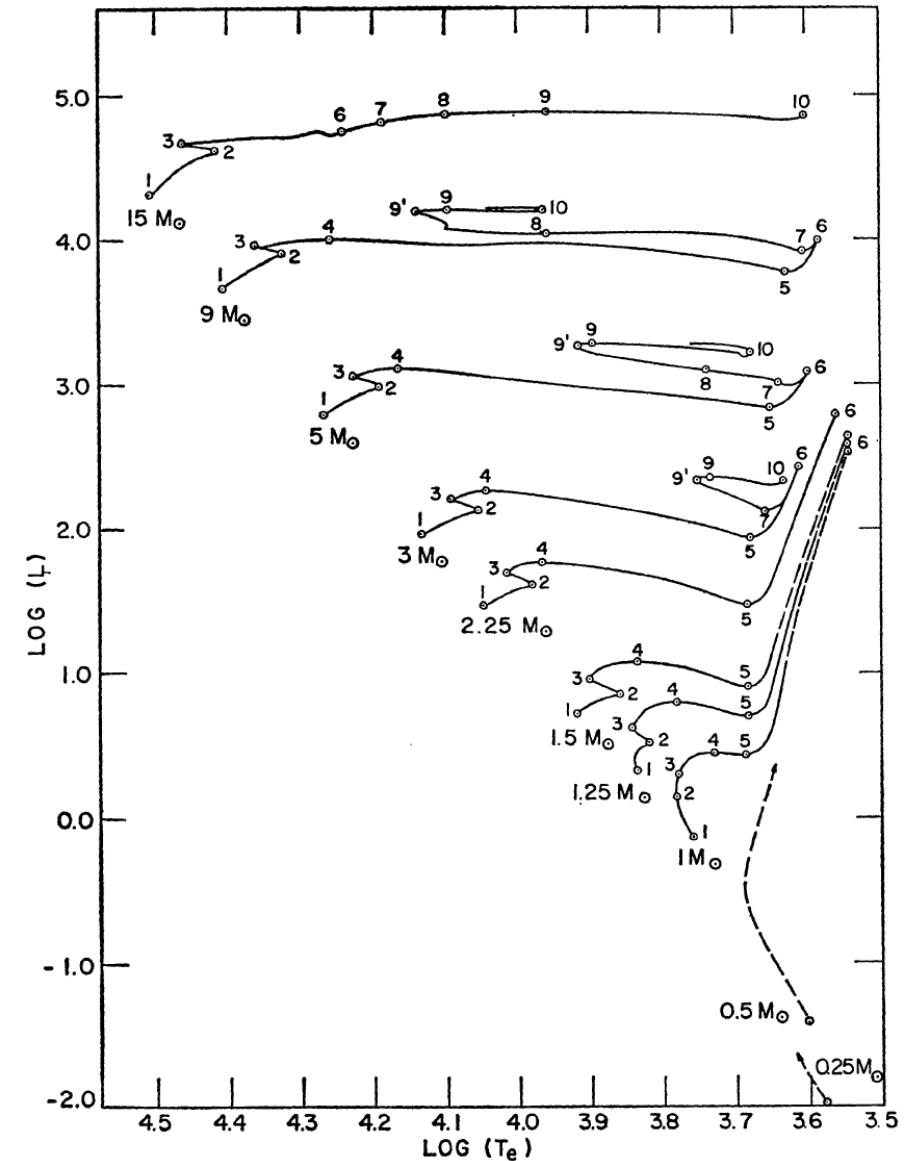
Quando nei nuclei delle stelle della MS l'idrogeno si avvicina all'esaurimento, l'irraggiamento non è più bilanciato dal rifornimento energetico e la pressione termica del gas rapidamente decresce. Di conseguenza la forza gravitazionale riprende il sopravvento ed inizia una fase di contrazione di quasi-equilibrio.



In figura sono riportate le tracce evolutive delle fasi post-MS calcolate da Iben (1967ARA&A)

Nonostante l'apparente somiglianza la storia evolutiva delle stelle di grande e di piccola massa si differenzia fortemente.

Importante anche notare che possono cambiare da autore a autore e nel tempo... qualche esempio dopo.



Oltre la Main Sequence

Stelle di massa $M > 2M_{\text{sun}}$ (come esempio prenderemo $5M_{\text{sun}}$)

$2M_{\text{sun}}$ (circa) corrisponde alla massa per cui la gigante rossa accende l'elio in un nucleo NON degenero

Le regioni interne della stella in fase di esaurimento dell'idrogeno iniziano una rapida contrazione e si riscaldano, secondo quanto predetto dal teorema del viriale.

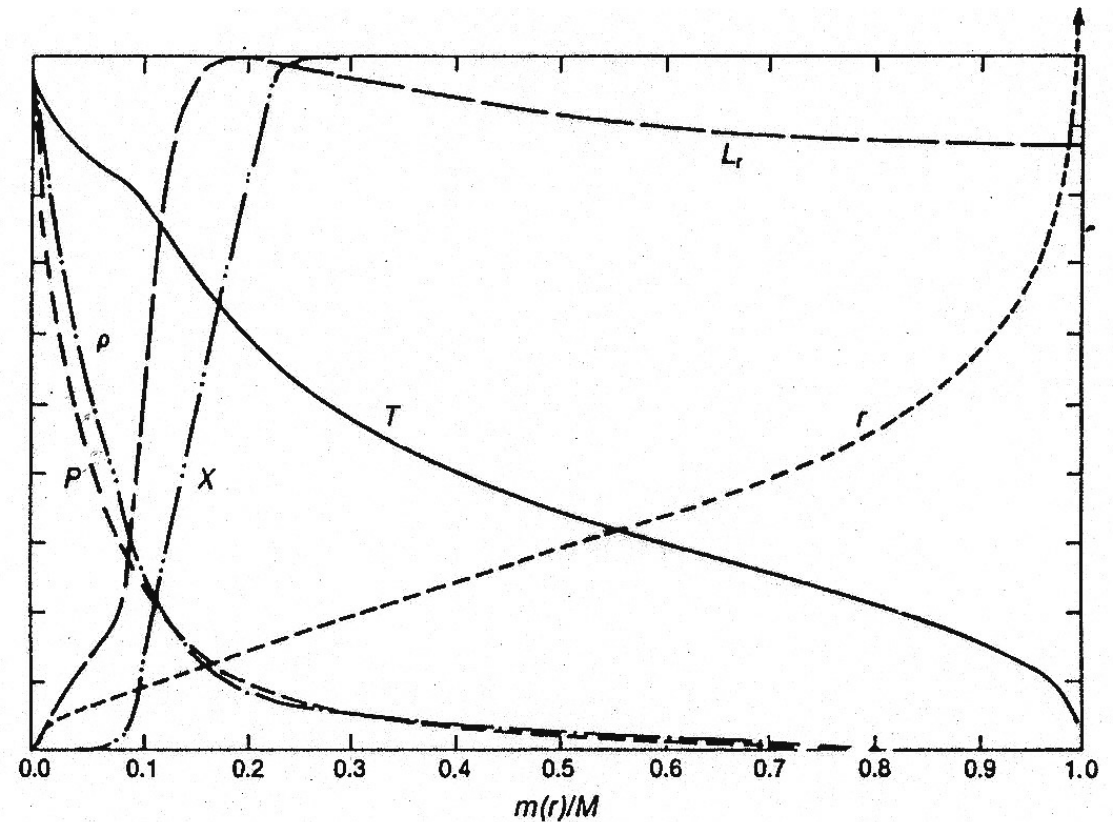
Mentre l'idrogeno è quasi esaurito al centro, l'aumento di temperatura comporta che uno strato esterno circostante il nucleo (circum-nuclear shell)

raggiunga le condizioni per bruciare l'idrogeno: l'improvvisa accensione della shell causa un'espansione dell'involuppo.

Stelle di 5Msun

Il bruciamento della shell ha come conseguenza che il nucleo di elio cresca di dimensioni e tenda a diventare isoterma.

Infatti poiché in tale zona non esiste produzione di energia $L(r) = 0$, e quindi dalla definizione di gradiente radiativo $dT/dr = 0$;

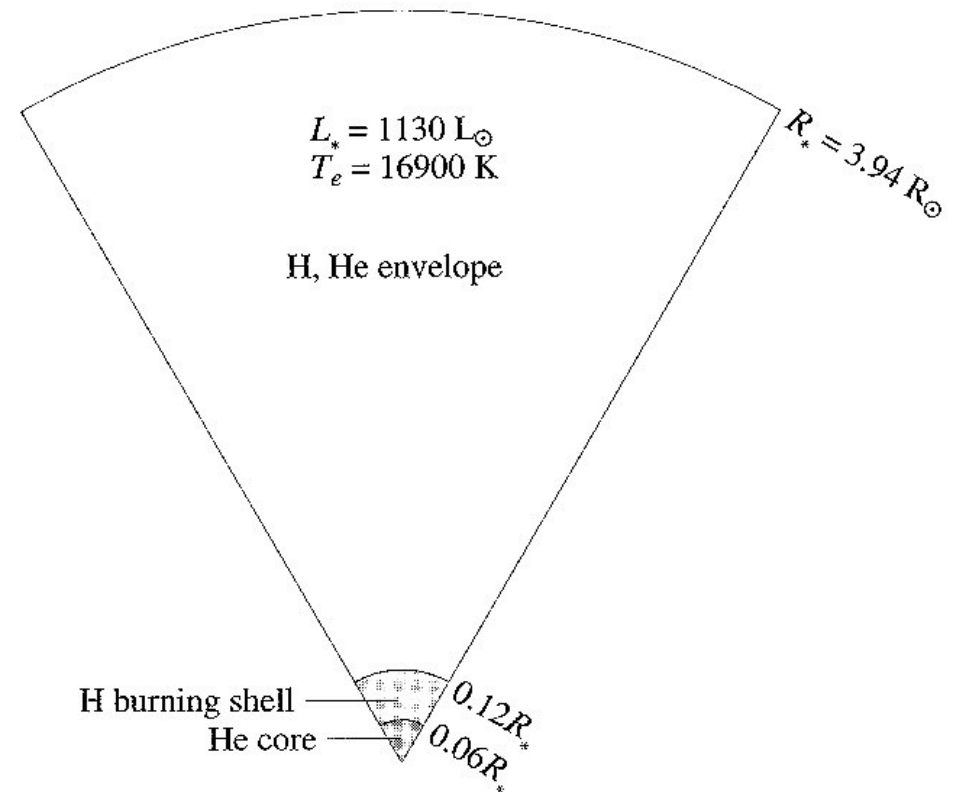


Model of a $5 M_{\odot}$ star just after it leaves the main sequence at a time of 6.84461×10^7 years. Maximum value of the ordinate for each curve; $r = 2.9198 R_{\odot}$; $P_c = 2.427 \times 10^{17}$ dynes cm^{-2} ; $\rho_c = 106.59 \text{ g cm}^{-3}$; $T_c = 3.6164 \times 10^7 \text{ K}$; $L = 1.291 \times 10^3 L_{\odot}$; and $X_c = 0.708$. The total radius is $R = 3.942 R_{\odot}$.

Stelle di massa $5M_{\text{sun}}$

La struttura stellare differisce pertanto da quella di MS in quanto il **nucleo centrale** è molto compatto e **radiativo**, mentre l'**inviluppo** esterno è molto esteso e **convettivo**.

Il punto rappresentativo della stella nel diagramma HR si sposta rapidamente verso la regione delle basse temperature e grandi luminosità, verso la traccia di Hayashi.



The following principle appears to be generally valid, and provides a way of interpreting the results of detailed numerical calculations:

- Whenever a star has an active shell-burning source, the burning shell acts as a “mirror” between the core and envelope.

core contraction $\implies$ envelope expansion

core expansion $\implies$ envelope contraction

- The result may be understood by the following argument:
 - To maintain thermal equilibrium, the burning shell must remain at approximately constant temperature due to the thermostatic action of nuclear burning.
 - Contraction of the burning shell would also entail heating and so it must also remain at roughly constant radius.
 - If a core contracts, density and therefore pressure in the shell must decrease to maintain constant temperature and radius.
 - Pressure of the overlying envelope must also decrease.
- Envelope expansion therefore accompanies core contraction.

13.5.1 *Il limite di Schönberg-Chandrasekhar*

Le equazioni dell'equilibrio idrostatico e della massa permettono di ottenere:

$$4\pi r^3 \frac{dP}{dM(r)} = -\frac{GM(r)}{r} \quad (13.19)$$

dove il termine a sinistra può essere riscritto nella forma:

$$4\pi r^3 \frac{dP}{dM(r)} = \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM(r)} - 12\pi r^2 P \frac{dr}{dM(r)} = \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM(r)} - \frac{3P}{\rho} .$$

Risostituendo nella (13.19) e integrando sul nucleo isoterma M_{is} si ottiene:

$$\int_0^{M_{is}} \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM(r)} dM(r) - \int_0^{M_{is}} \frac{3P}{\rho} dM(r) = - \int_0^{M_{is}} \frac{GM(r)}{r} dM(r)$$

e quindi (con $M = 0$ per $r = 0$):

$$4\pi R_{is}^3 P_{is} - 3 \frac{M_{is}}{\mu_{is} H} k T_{is} = -\frac{3}{5} \frac{GM_{is}^2}{R_{is}}$$

e

$$P_{is} = \frac{3}{4\pi R_{is}^3} \left(\frac{M_{is} k T_{is}}{\mu_{is} H} - \frac{1}{5} \frac{GM_{is}^2}{R_{is}} \right)$$

dove R_{is} e P_{is} sono il raggio del nucleo isoterma e la pressione a tale raggio. Quindi la pressione dipende dai valori specifici di T_{is} e R_{is} . Quando il nucleo isoterma cresce, cresce anche la sua temperatura; il valore massimo della

pressione P_{is} al variare di M_{is} si ha per

$$R_{is} = \frac{2}{5} \frac{GM_{is}\mu_{is}H}{kT_{is}} \quad (13.20)$$

con pressione

$$P_{is,\max} = \frac{365}{64\pi} \frac{1}{G^3 M_{is}^2} \left(\frac{kT_{is}}{\mu_{is}H} \right)^4 \quad (13.21)$$

che indica che la pressione decresce al crescere della massa del nucleo M_{is} . Quindi esiste un valore massimo della massa di un nucleo isoterma per sorreggere la massa sovrastante.

Dobbiamo quindi valutare la pressione dell'involucro integrando l'equilibrio idrostatico (assumendo la pressione superficiale nulla):

$$\begin{aligned} P_{is,inv} &= - \int_{P_{is,inv}}^0 dP = \int_{M_{is}}^M \frac{GM(r)}{4\pi r^4} dM(r) \\ &\simeq \frac{G}{8\pi \langle r^4 \rangle} (M - M_{is})^2 \end{aligned}$$

dove $\langle r^4 \rangle \simeq R^4/2$ è un valor medio calcolato a qualche valore del raggio della stella. Assumiamo inoltre $M \gg M_{is}$ e otteniamo:

$$P_{is,inv} \simeq \frac{G}{4\pi} \frac{M^2}{R^4} \quad (13.22)$$

Si utilizza ora l'equazione di stato dei gas perfetti e la condizione che la densità al bordo del nucleo isoterma sia pari alla densità media della stella:

$$\begin{aligned} T_{is} &= \frac{\mu_{inv} H P_{is,inv}}{k \rho_{is,inv}} \\ \rho_{is,inv} &\simeq \frac{M}{4\pi R^3/3} \end{aligned}$$

e si ricava

$$P_{is,inv} \simeq \frac{81}{4\pi} \frac{1}{G^3 M^2} \left(\frac{k T_i}{\mu_{inv} H} \right)^4 . \quad (13.23)$$

Imponendo l'eguaglianza tra le (13.21) e (13.23) si ottiene il limite richiesto:

$$\frac{M_{is}}{M} \approx 0.54 \left(\frac{\mu_{inv}}{\mu_{is}} \right)^2 \quad (13.24)$$

(il calcolo non approssimato cambia il fattore da 0.54 a 0.37).

Stelle di massa $5M_{\odot}$

Quando raggiunge il valore del limite di Schönberg-Chandrasekhar, la massa del **nucleo di elio collassa**.

Il collasso riporta il gradiente radiativo a valori non nulli.

L'aumento di temperatura rende più efficiente il bruciamento della shell di idrogeno. L'involuppo si espande violentemente e si raffredda, per cui la T_{eff} decresce; conseguentemente l'opacità aumenta e porta ad instabilità convettiva.

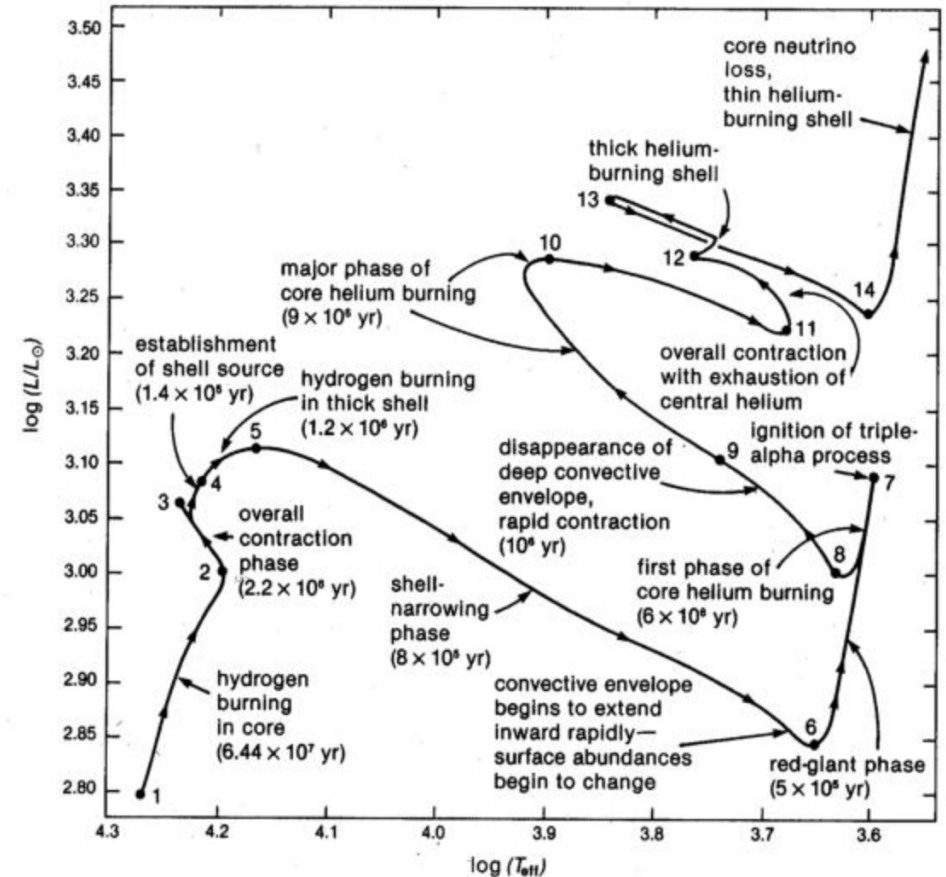


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

Stelle di massa $5M_{\odot}$

Si tratta della fase di detta di **dredge-up**, perchè materiale processato dell'interno stellare può essere portato in superficie: è un effetto osservabile importante per convalidare i modelli di evoluzione stellare.

Il lavoro per far espandere l'involuppo riduce anche la luminosità che può raggiungere la superficie.

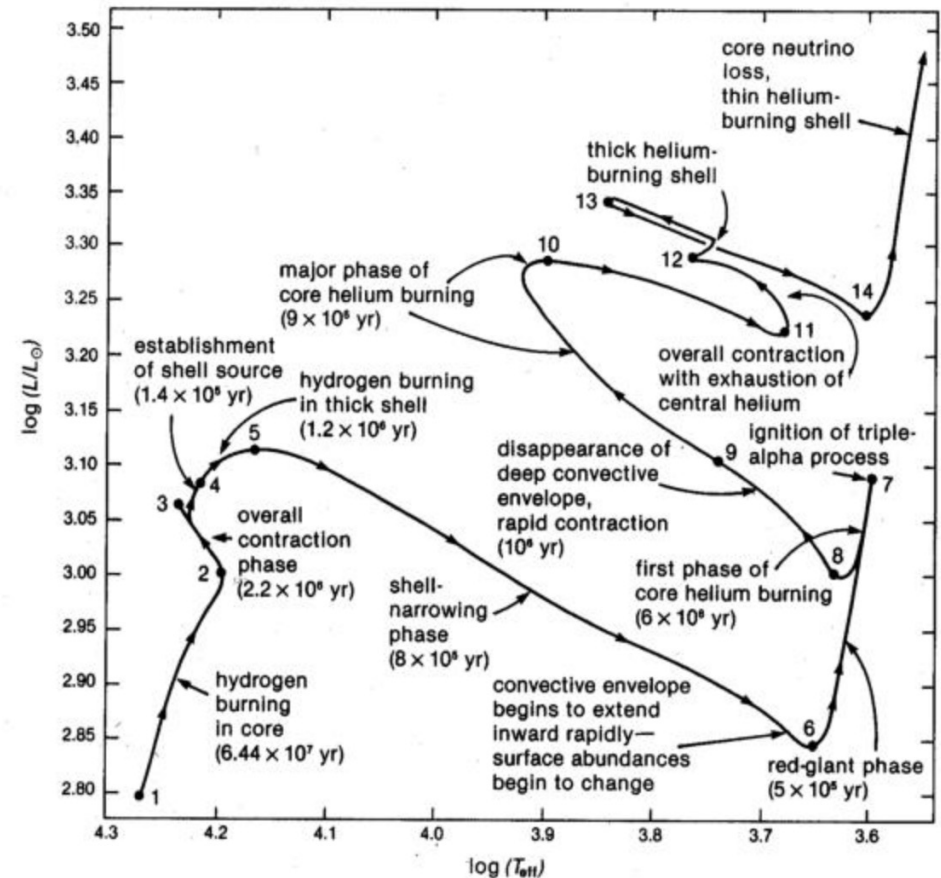


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

Stelle di massa $5M_{\text{sun}}$

La stella si è portata sulla traccia di Hayashi e quindi evolve lungo di essa, aumentando ora la propria temperatura grazie ad un aumento dell'attività della shell di idrogeno che si è contrae aumentando la densità:
è questa la fase di red giant branch (RGB, fase di ramo delle giganti rosse).

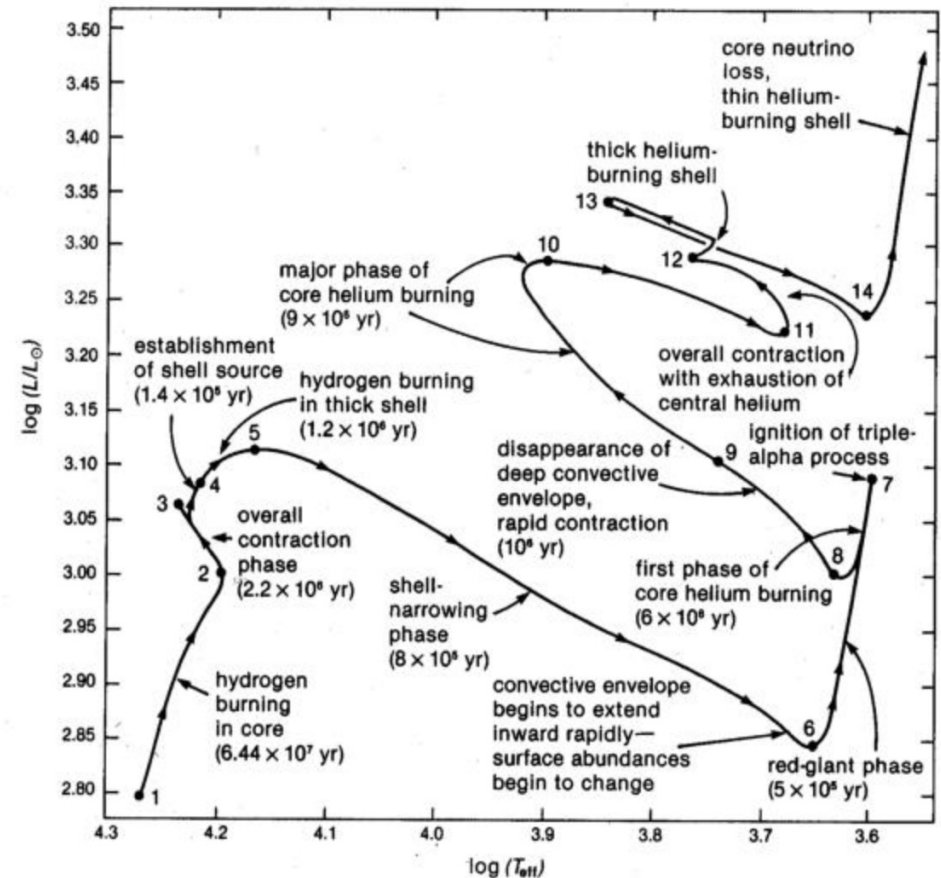
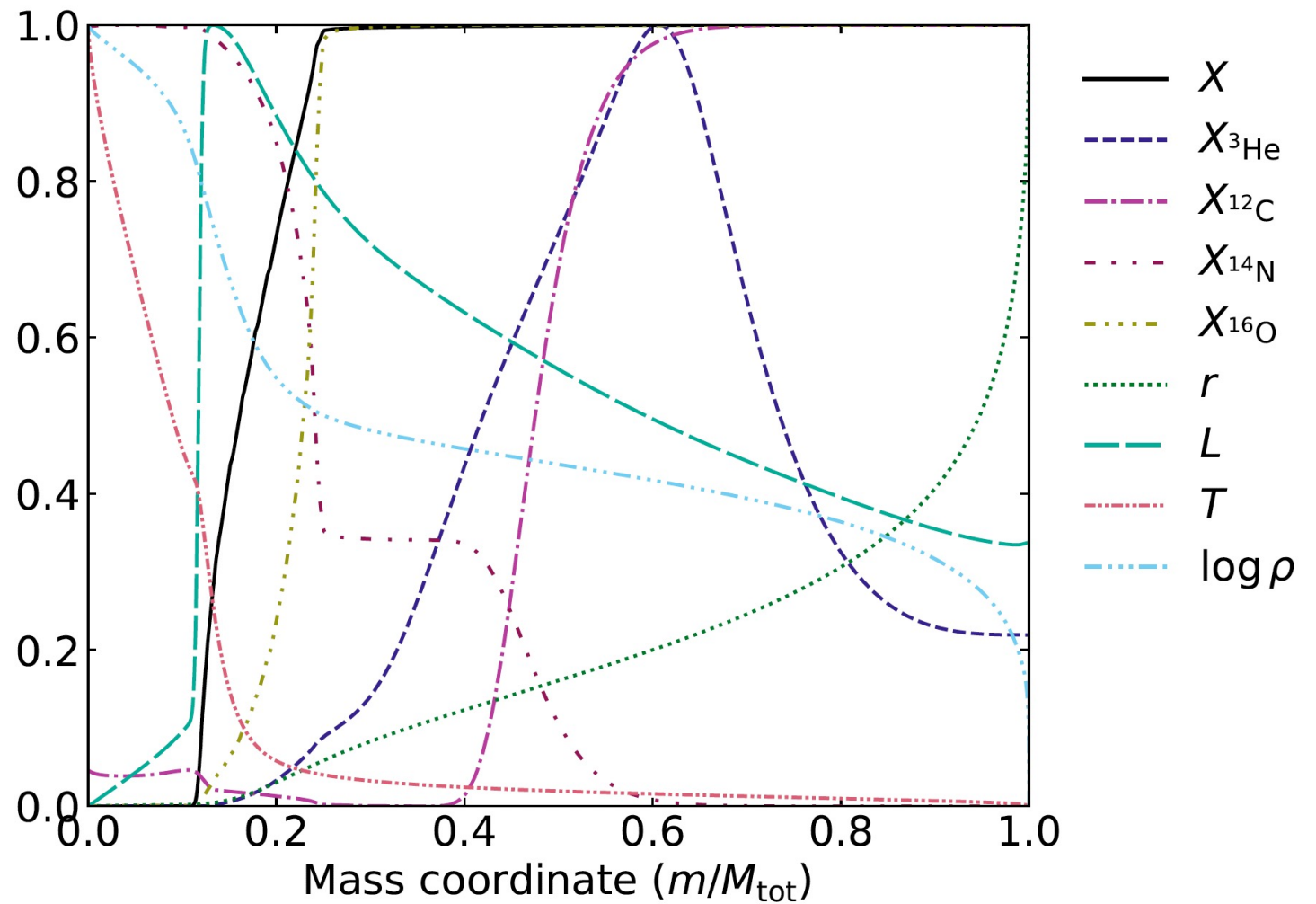


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

Stelle di massa 5Msun

*The variation
with mass
fraction of a
number of
quantities in a
5M model just
before the first
ascent on the
Hayashi track*



Stelle di massa 5Msun

A $T \sim 2 \cdot 10^8$ K e densità $\sim 10^3$ g cm $^{-3}$ si verificano le condizioni per l'innesco del bruciamento $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12}$ e anche in parte $\text{C}^{12} + \text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16}$ il nucleo si espande e quindi l'efficienza della shell di idrogeno viene parzialmente ridotta, pur rimanendo ancora la sorgente di energia dominante. La luminosità decresce, ma quel punto la stella si contrae e raggiunge un nuovo equilibrio a temperatura più elevata.

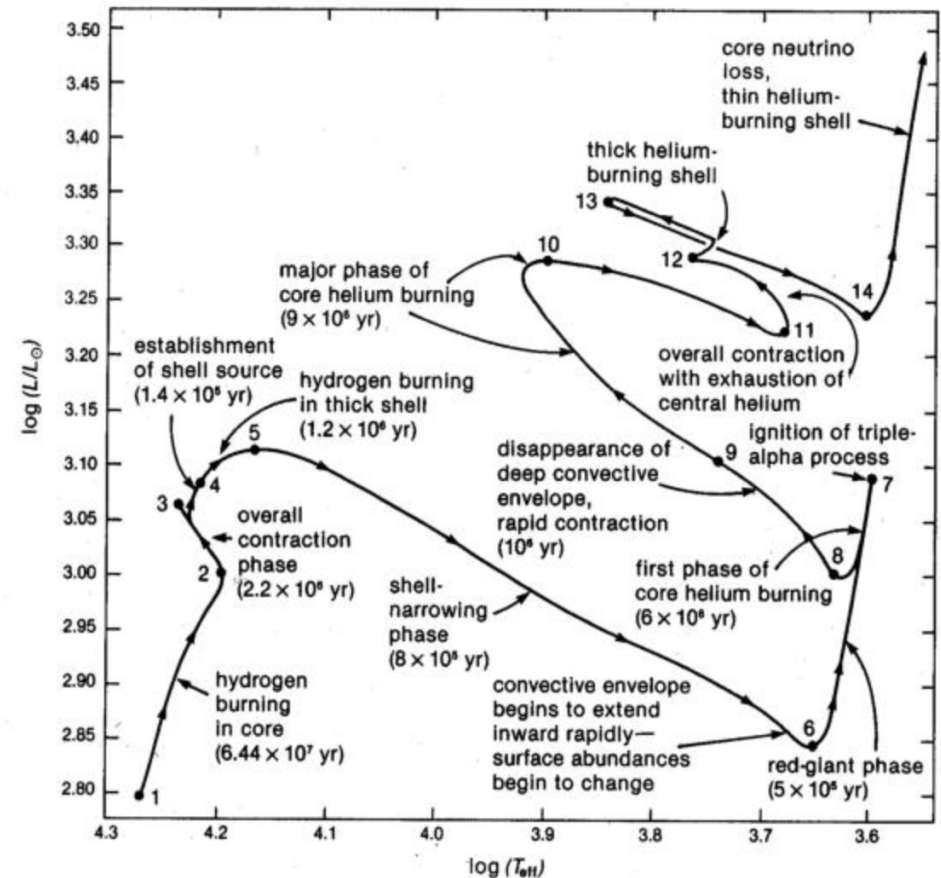
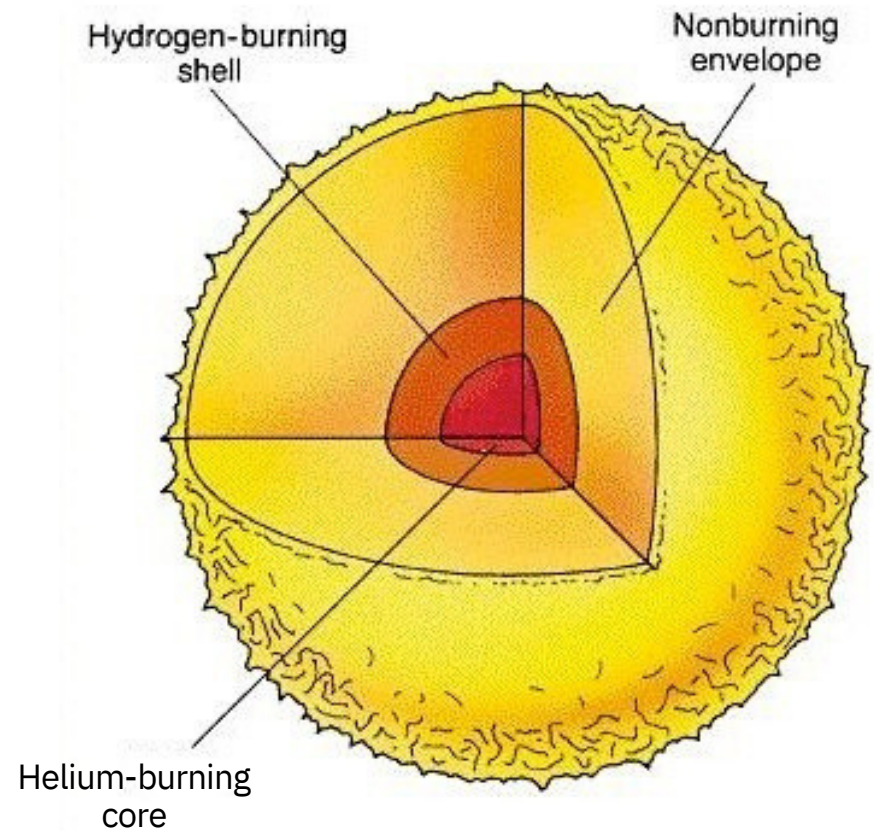


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

La durata della fase di bruciamento dell'elio è molto più breve di quella dell'idrogeno: una stella di 5 M esaurisce l'elio nel nucleo in 9 milioni di anni



Stella di 5 Msun

La regione in cui brucia elio nel core viene chiamata horizontal branch (HB, ramo orizzontale)

Lungo di essa le stelle possono diventare **dinamicamente instabili** con oscillazioni periodiche e perdita di massa. Di nuovo si sviluppa convezione nell'involuppo con un **secondo dredge-up** che aumenta l'abbondanza dell'elio in superficie

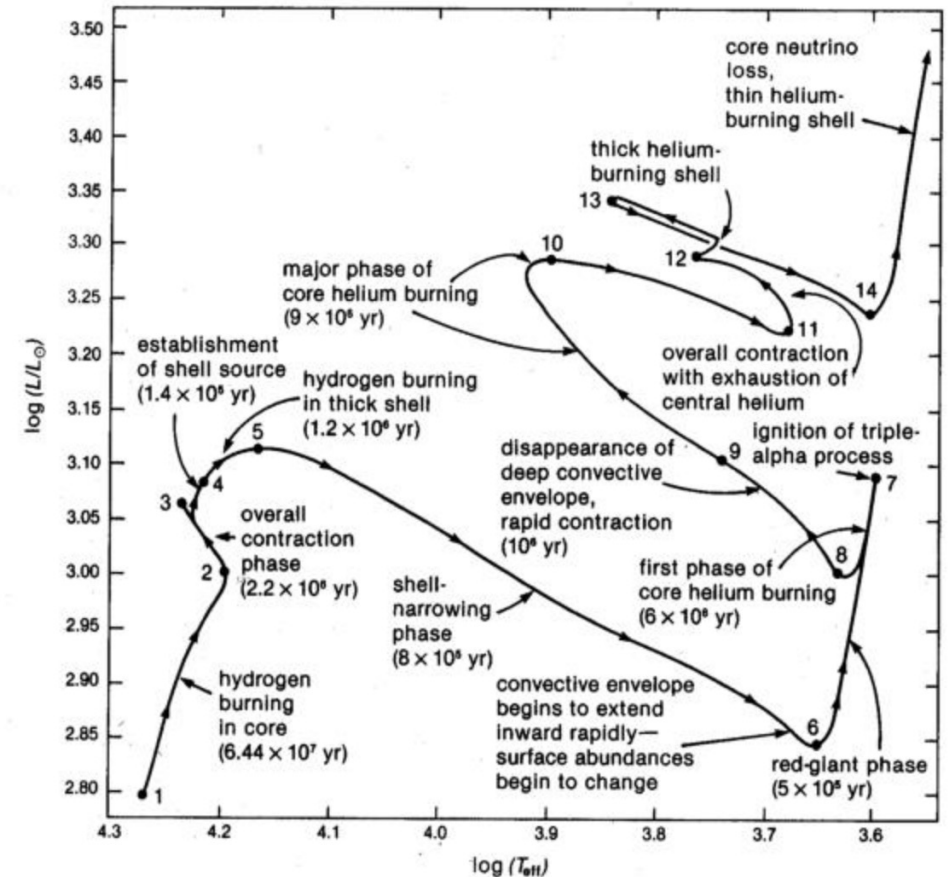


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

Stelle di massa $5M_{\odot}$

Quando l'elio nel core si esaurisce il nucleo di CO segue la stessa fase di **contrazione** avuta alla fine del bruciamento dell'idrogeno, con la formazione di una shell dove continua il bruciamento dell'elio. In questa fase di **innesco ed esaurimento dell'elio** nel nucleo la stella si sposta **dalla traccia di Hayashi verso la zona delle alte temperature** per poi **ritornare** in pratica alla traccia di **Hayashi**, seppure con temperatura maggiore.

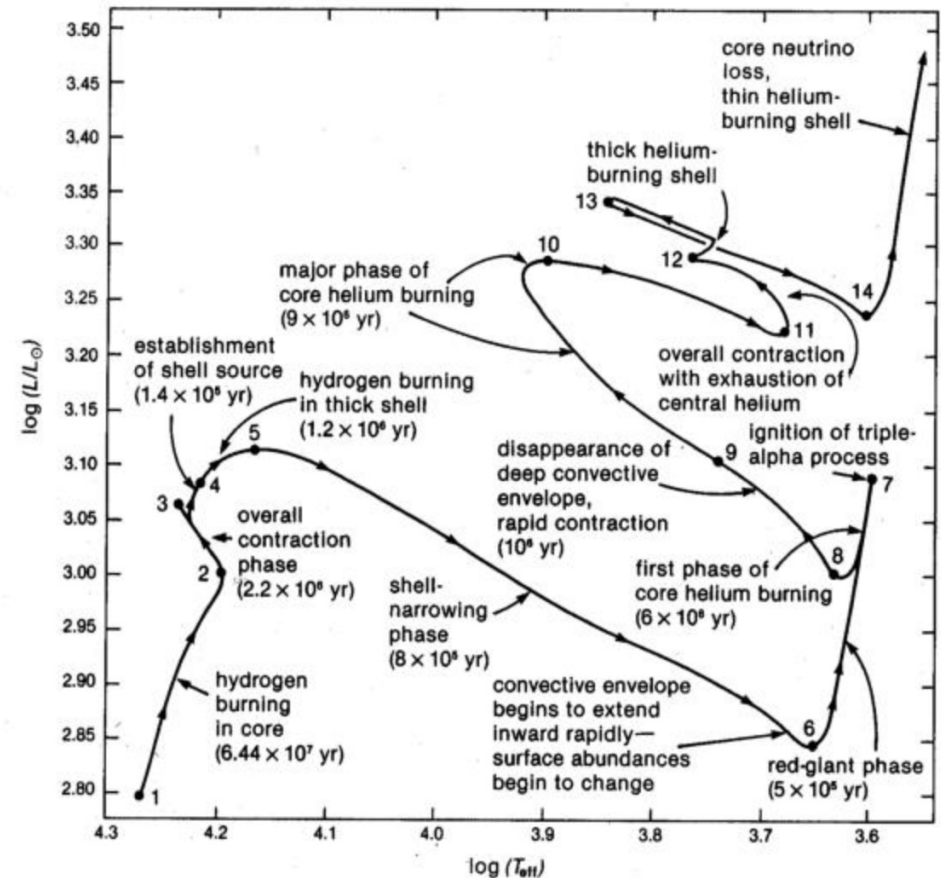
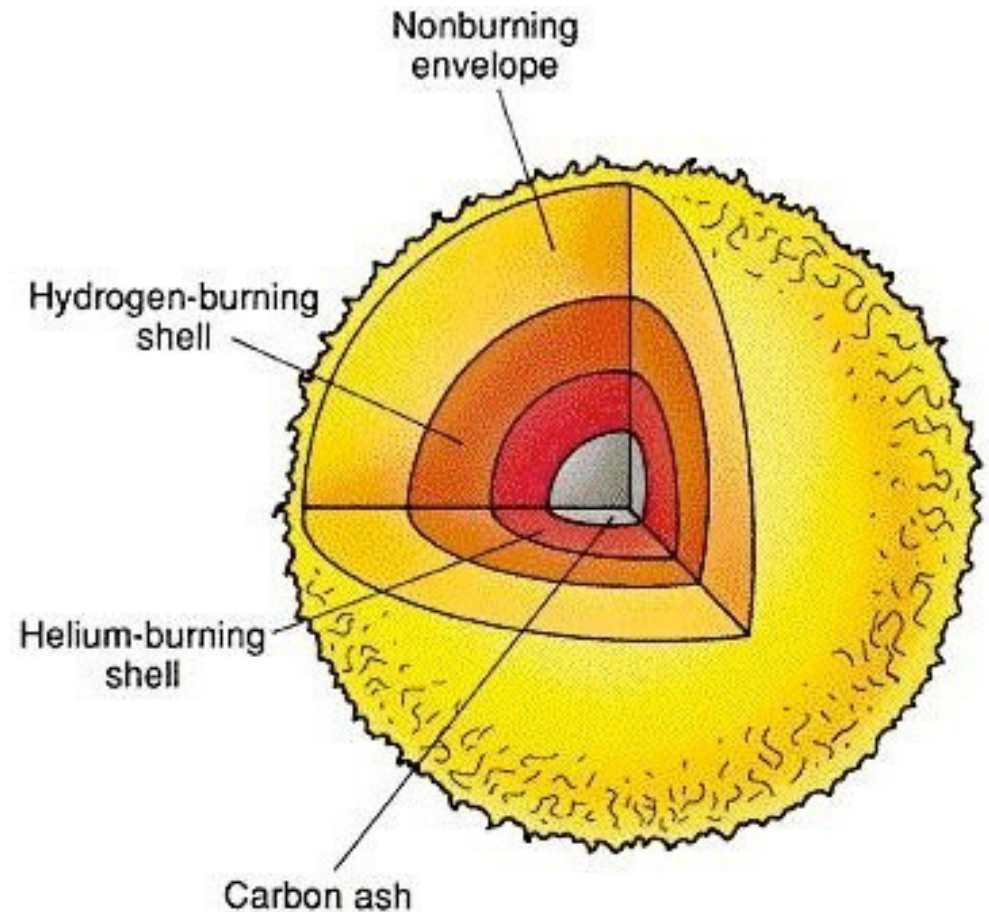


Figure 8.1. Evolutionary path of a Population I star of $5 M_{\odot}$ in the Hertzsprung-Russell diagram, showing processes characterizing each stage. Time in parentheses is the duration of the stage between the numbered points. Luminosity is in $L_{\odot}$ and temperature in K. The elapsed time between points 10 and 11 is 10^6 years.

Stelle di massa 5 Msun

Quando la stella con nucleo di carbonio-ossigeno e due shell attive di elio e idrogeno raggiunge la traccia di Hayashi la sua traccia evolutiva si muove verso l'alto nell' asymptotic giant branch (AGB, ramo asintotico delle giganti).

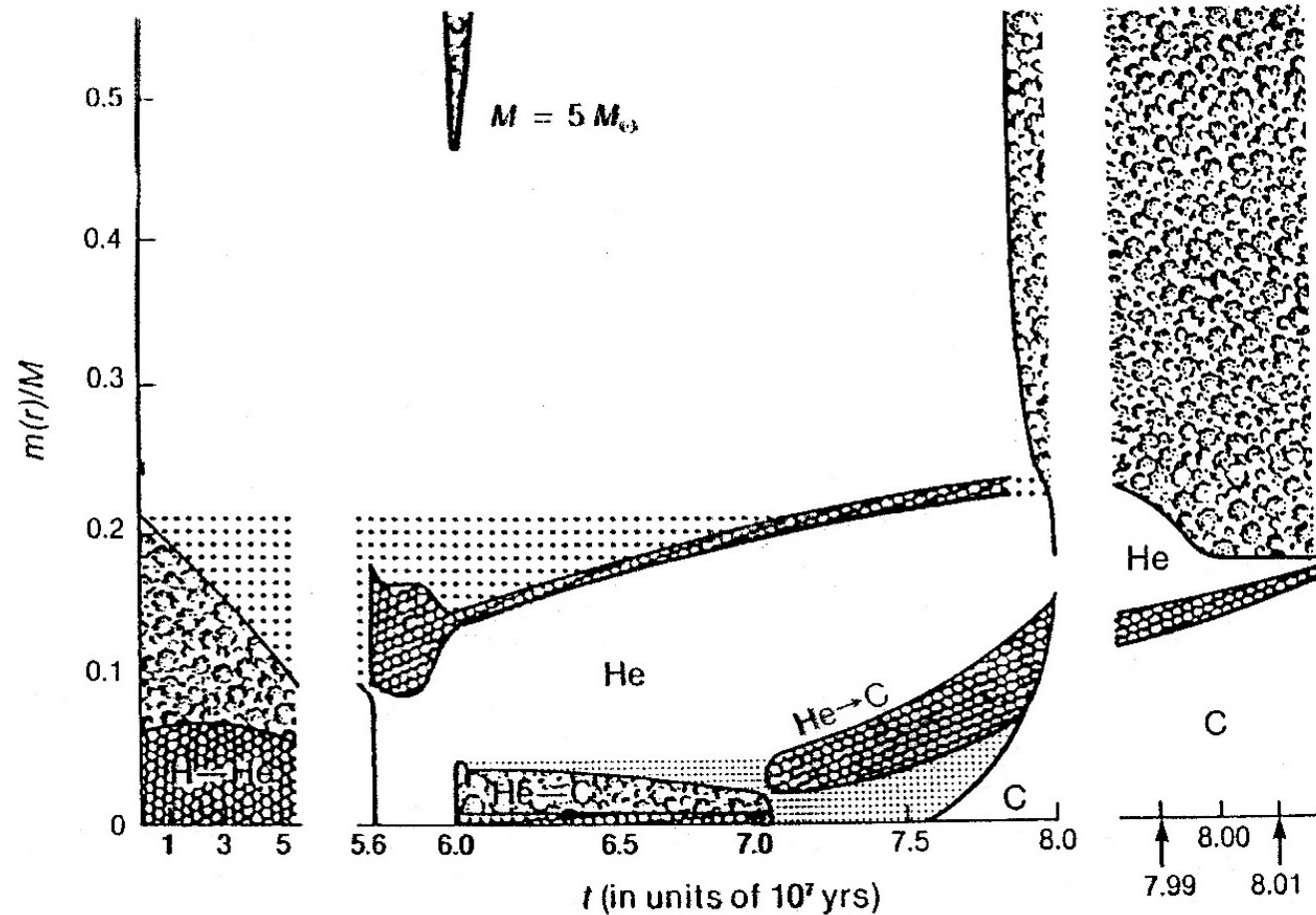
La temperatura del nucleo è ancora intorno ai 2×10^8 K ma la densità è vicina ai 10^6 g cm^{-3} .



Stelle di massa 5 Msun

Struttura interna nelle varie fasi dell'evoluzione.

Struttura interna di una stella di $5M_{\odot}$ nella fase post-MS. regioni di trasporto convettivo sono mostrate con ricciolini, regioni con bruciamento termonucleare con nidi d'ape, regioni con composizione chimica variabile con puntini, radi per $H \rightarrow He$, fitti per $He \rightarrow C$.

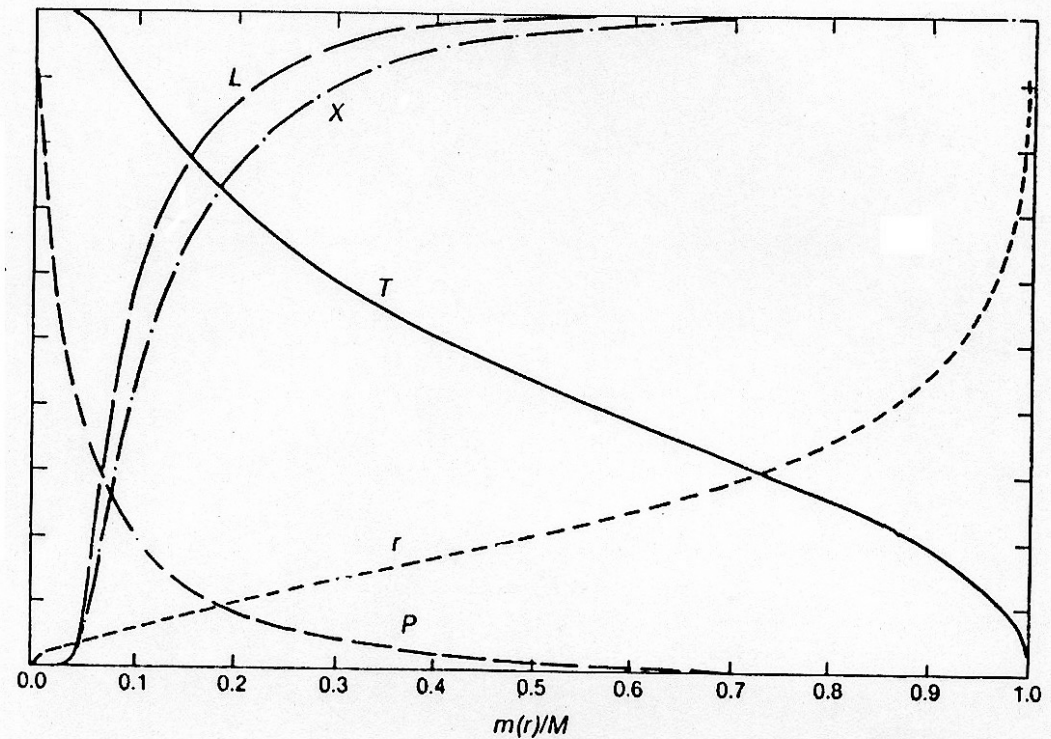


Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

Simile alle stelle di massa maggiori.

Le differenze sono che il trasporto è radiativo e quindi senza rimescolamento. Il nucleo si contrae leggermente in condizioni di quasi-equilibrio per sopperire alle perdite radiative e si innesca il bruciamento termonucleare nella shell circum-nucleare con una produzione di luminosità anche maggiore che nella fase di bruciamento nel nucleo.

Anche qui il nucleo diventa isoterma.

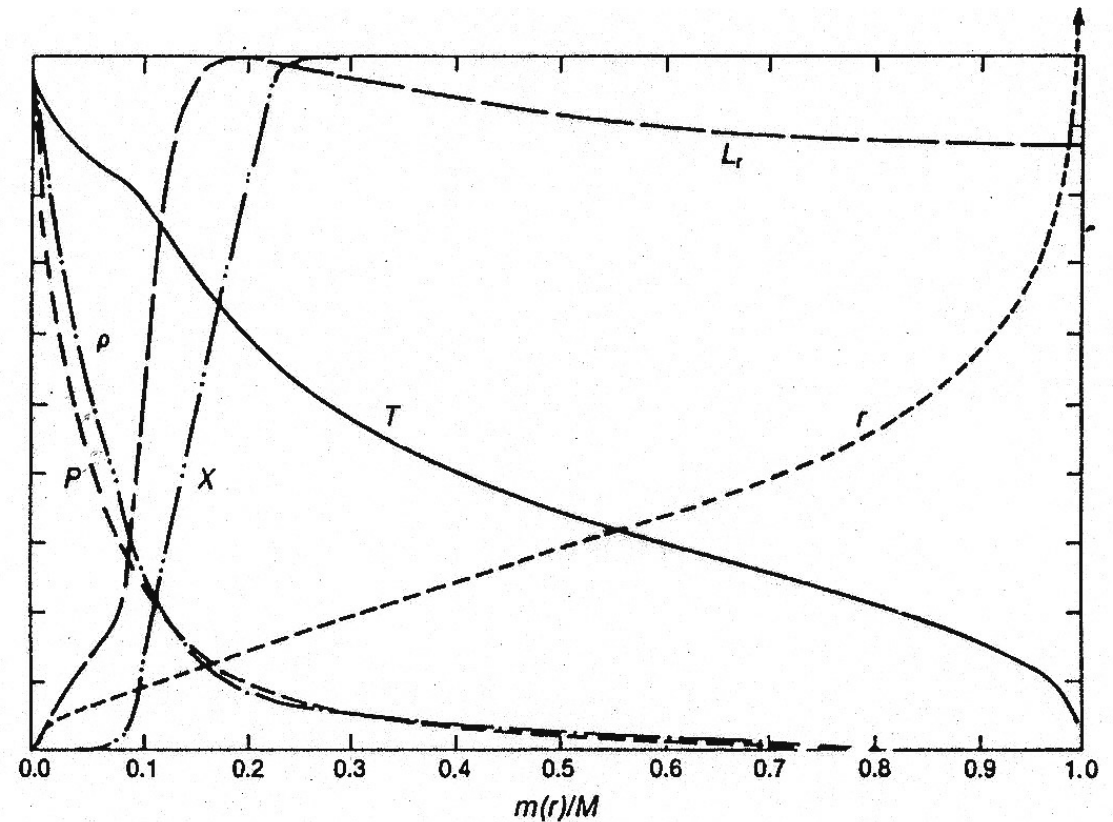


elapsed time since the initial model for the phase before the main sequence is 9.2015×10^9 years. The lower limits of the ordinate are zero. The upper limit of the ordinate for each curve is $r = 1.268 R_{\odot}$; $P_r = 1.315 \times 10^{18}$ dynes cm^{-2} ; $T_r = 1.91 \times 10^7$ K; $L = 2.13 L_{\odot}$; $X_r = 0.708$. The actual stellar radius is $R = 1.353 R_{\odot}$, and the central density is 1026.0 g cm^{-3} .

Stelle di 5 $M_{\odot}$ (PER CONFRONTO)

Il bruciamento della shell ha come conseguenza che il nucleo di elio cresca di dimensioni e tenda a diventare isotermo.

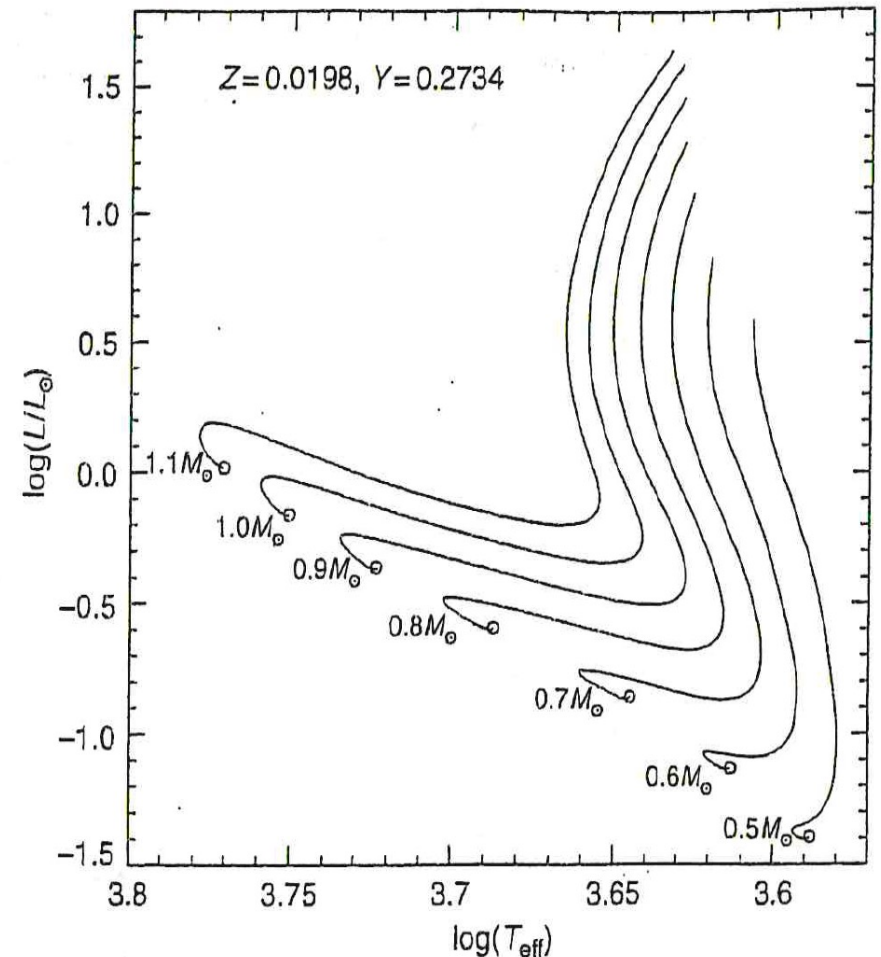
*Infatti poiché in tale zona non esiste produzione di energia $L(r) = 0$,
e quindi dalla definizione di gradiente radiativo $dT/dr = 0$;*



Model of a $5 M_{\odot}$ star just after it leaves the main sequence at a time of 6.84461×10^7 years. Maximum value of the ordinate for each curve; $r = 2.9198 R_{\odot}$; $P_c = 2.427 \times 10^{17}$ dynes cm^{-2} ; $\rho_c = 106.59 \text{ g cm}^{-3}$; $T_c = 3.6164 \times 10^7 \text{ K}$; $L = 1.291 \times 10^3 L_{\odot}$; and $X_c = 0.708$. The total radius is $R = 3.942 R_{\odot}$.

Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\odot}$ (come il Sole)

Inizialmente verso l'alto a sinistra lungo la linea della sequenza principale, poi piega verso temperature effettive inferiori perché l'elevata opacità impedisce che tutta la luminosità prodotta venga trasmessa e parte di essa viene usata in lavoro di lenta espansione dell'involuppo. Questa parte della traccia evolutiva che si sposta verso il rosso del diagramma HR viene indicata come subgiant branch (SGB, ramo delle subgiganti).



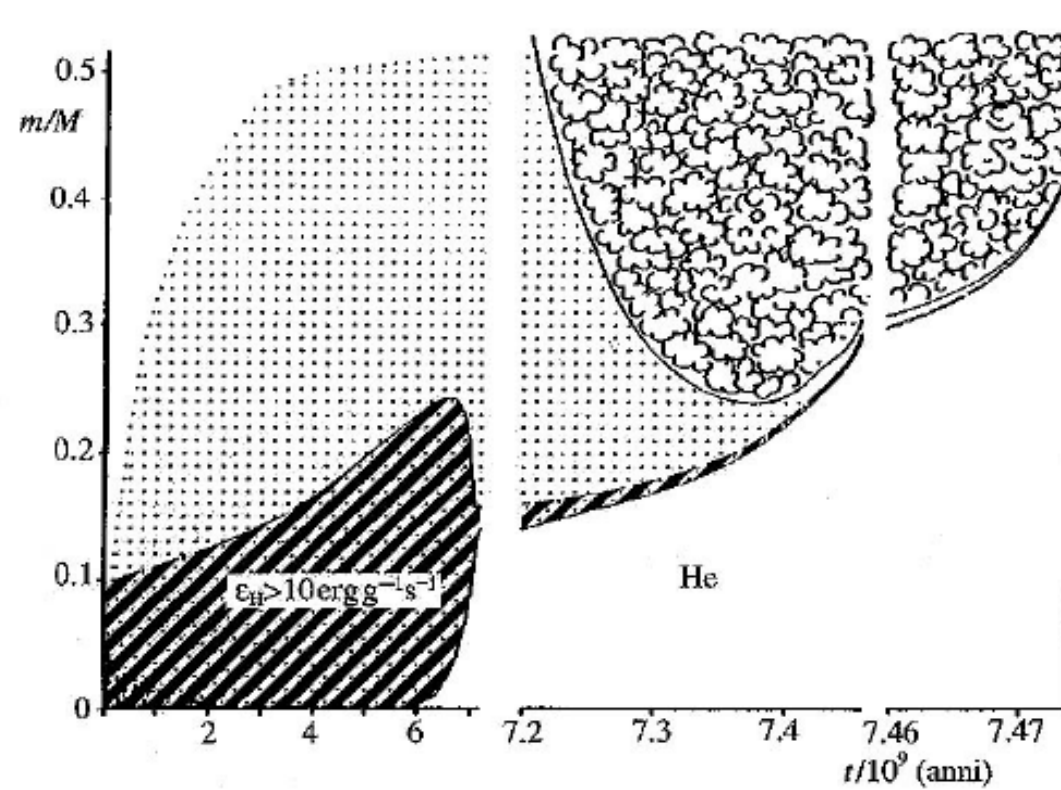
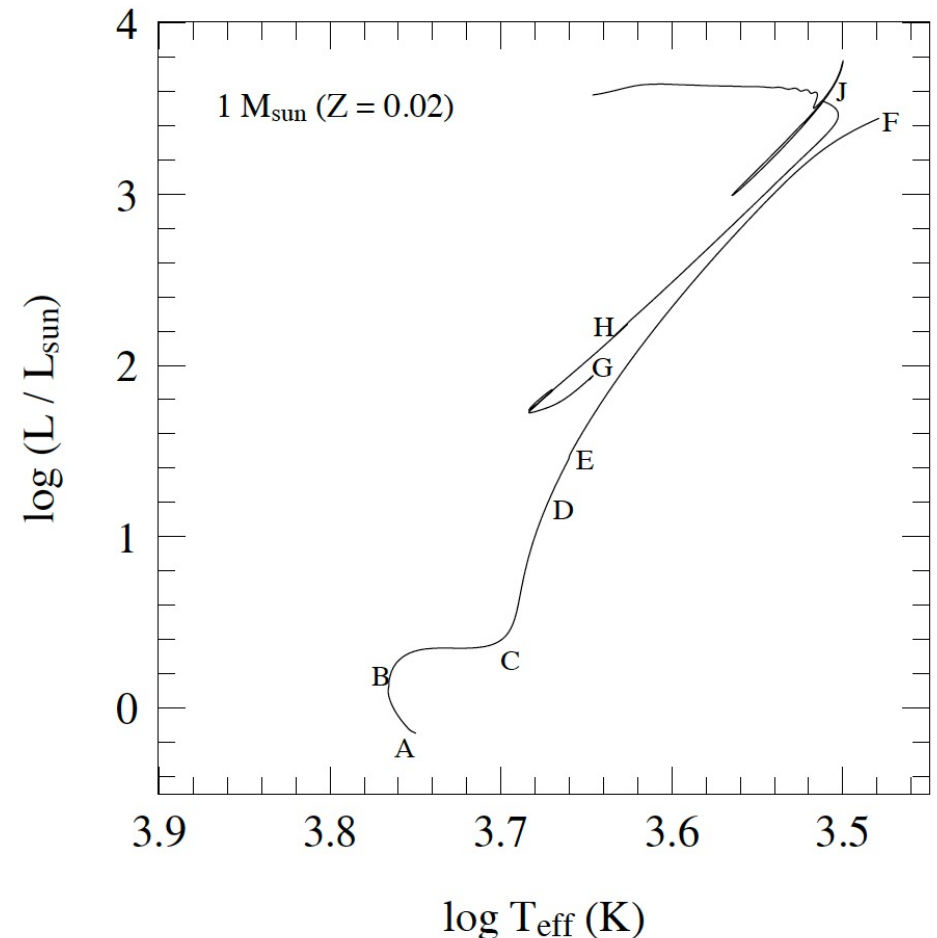


Fig. 13.22: Struttura interna di una stella di $1.3M_{\odot}$ nella fase post-MS. regioni di trasporto convettivo sono mostrate con ricciolini, regioni con bruciamento termonucleare $H \rightarrow He$ con tratteggi spessi, regioni bruciamenti parziali con puntini.

Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

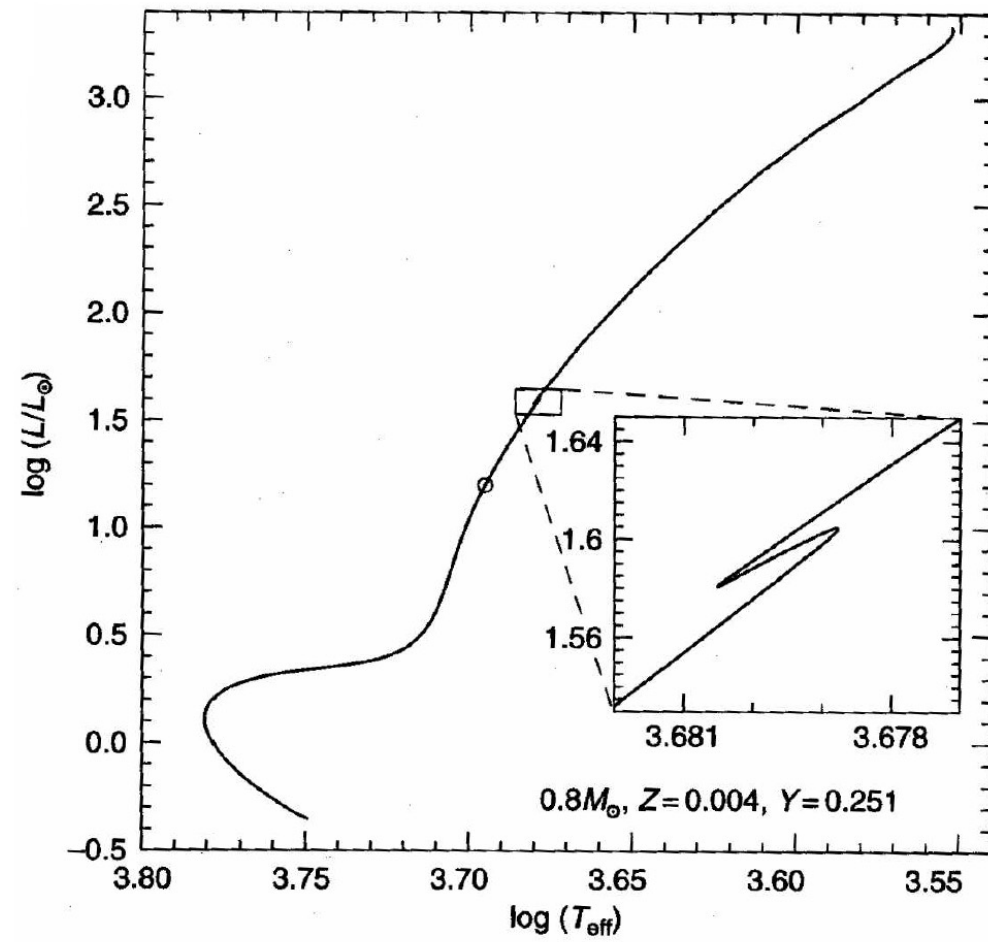
- La stella è forzata a salire quasi verticalmente nel diagramma HR e si trasforma in una gigante rossa
- L'aumento in L che non può essere smaltito coll'espansione produce l'innesco della convezione nell'involuppo della Gigante
- Allo stesso tempo il nucleo continua a contrarsi $\rightarrow$ diventa **degenere**



Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

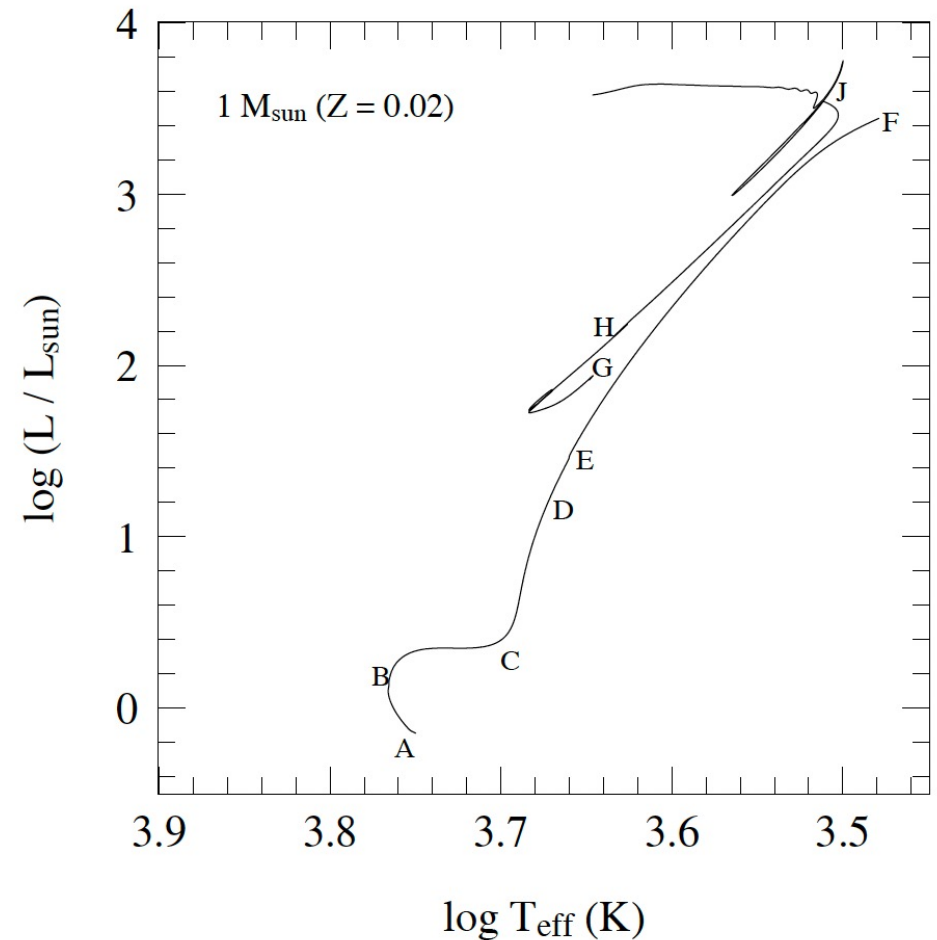
First Dredge-Up and the Luminosity Bump:

- When the convective envelope reaches its deepest extent at D, it has penetrated into layers processed by H-burning during the Main Sequence and have been partly processed by the CN-Cycle.
- Up to D the surface He-abundance increases and the H-abundance decreases. More noticeably the C/N ratio decreases by a large factor; this is called the **First Dredge-Up** phase.
- Later at E, the H-burning shell has burnt its way out to the discontinuity left by the convective envelope at its deepest extent.
- The H-burning shell is then quite suddenly in an environment with a higher H-abundance (and lower mean molecular weight).
- As a result, the H-burning shell burns at a slightly lower rate leading temporarily to a slightly lower luminosity as shown in the next slide.
- The resulting loop (the star crosses this luminosity range three times) results in a larger number of stars in this luminosity range in a stellar population.

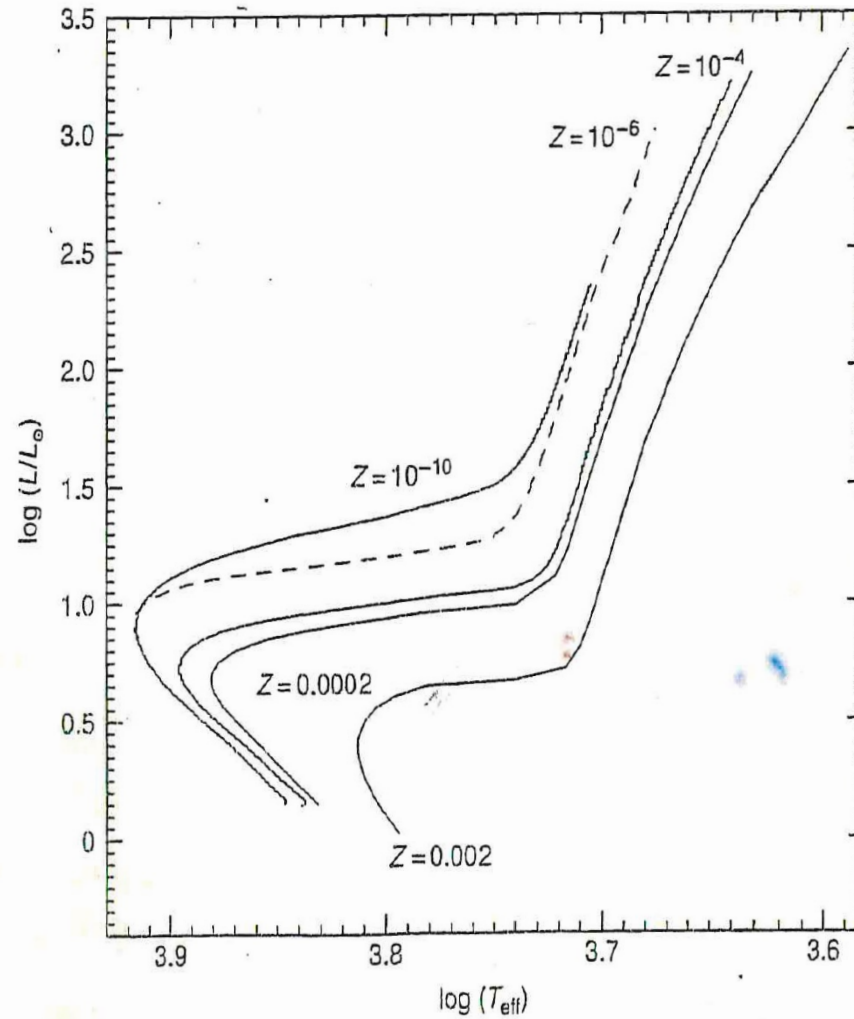


Post main sequence per stelle di $M < 2 M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

- L'accensione del nucleo avviene in maniera esplosiva (core helium flash) con $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ K}$ (come per le $5 M_{\text{sun}}$!) e densità $\sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$
- L'accensione è esplosiva a causa del nucleo degenerare in quanto al crescere di T non cresce la pressione
- T cresce finché la materia non è più degenerare, poi $\rightarrow$ espansione violenta e esplosione

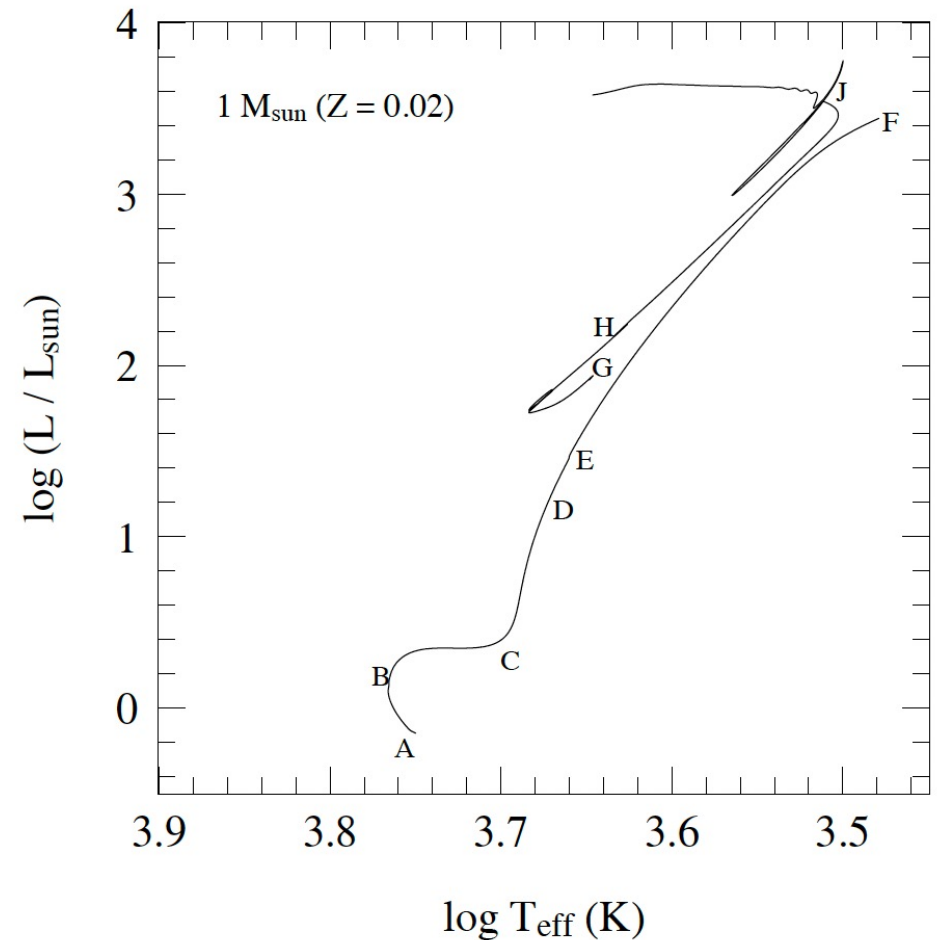


Dipendenza dalla
metallicità per
stelle di 1 Msun



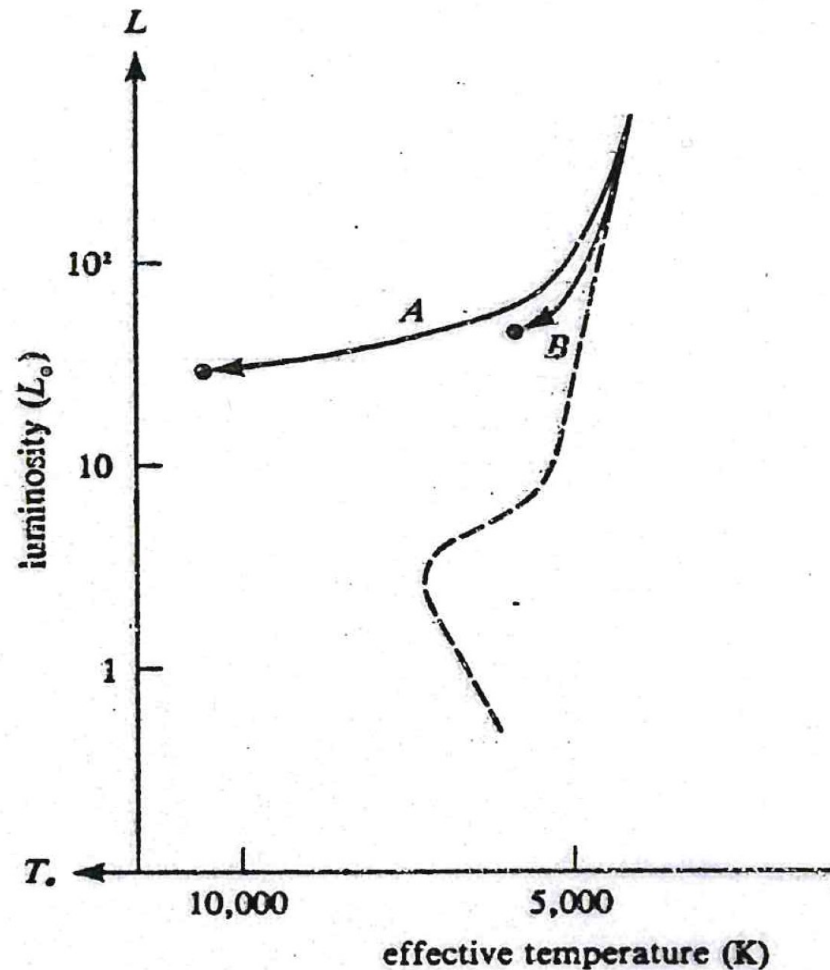
Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

- La stella brucia He al centro e H nel guscio (shell) . Quest'ultimo brucia meno efficientemente di prima a causa dell'espansione dovuta all'helium flash
He-burning avviene quando $M_{\text{He}} = 0.48 - 0.50 M_{\text{sun}}$
- L' intensità del bruciamento di H in shell dipende dalla massa sovrastante la shell
- Questa fase di doppio bruciamento viene detta braccio orizzontale (horizontal branch H-B)



Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

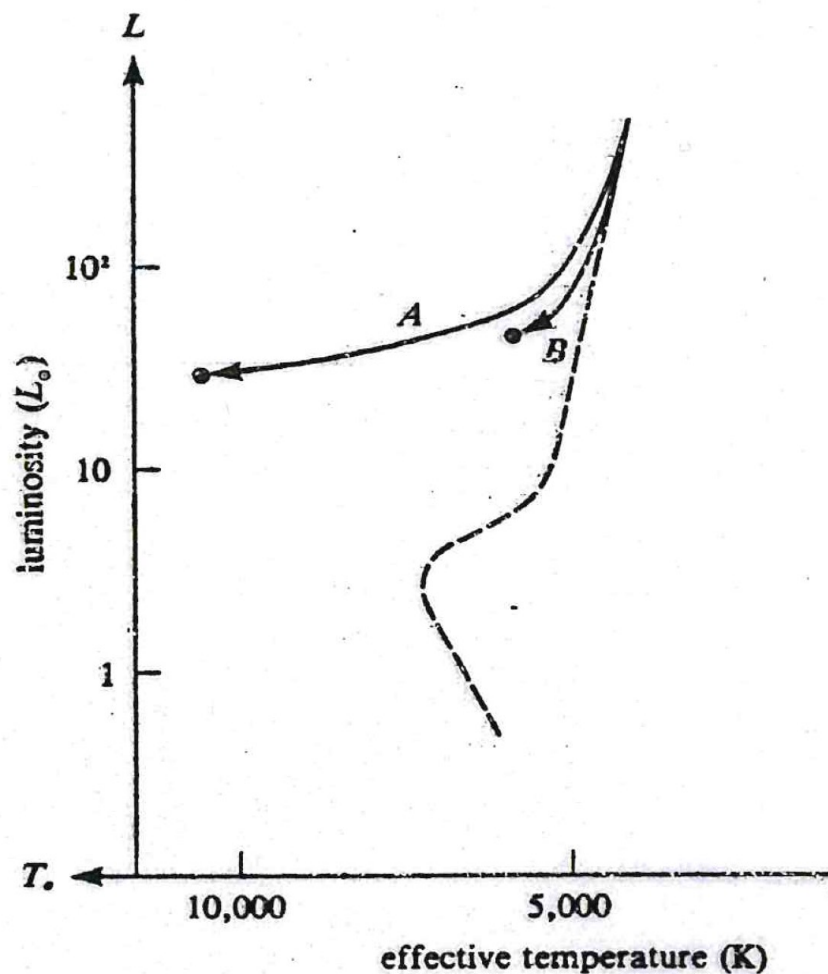
Una stella di bassa metallicità (pop II) scende sull' HB in funzione della mass loss che ha subito durante l'helium flash. Maggiore la massa persa, minore l'involuppo e T_{eff} maggiore (caso A).



Post main sequence per stelle di $M < 2M_{\text{sun}}$ (come il Sole)

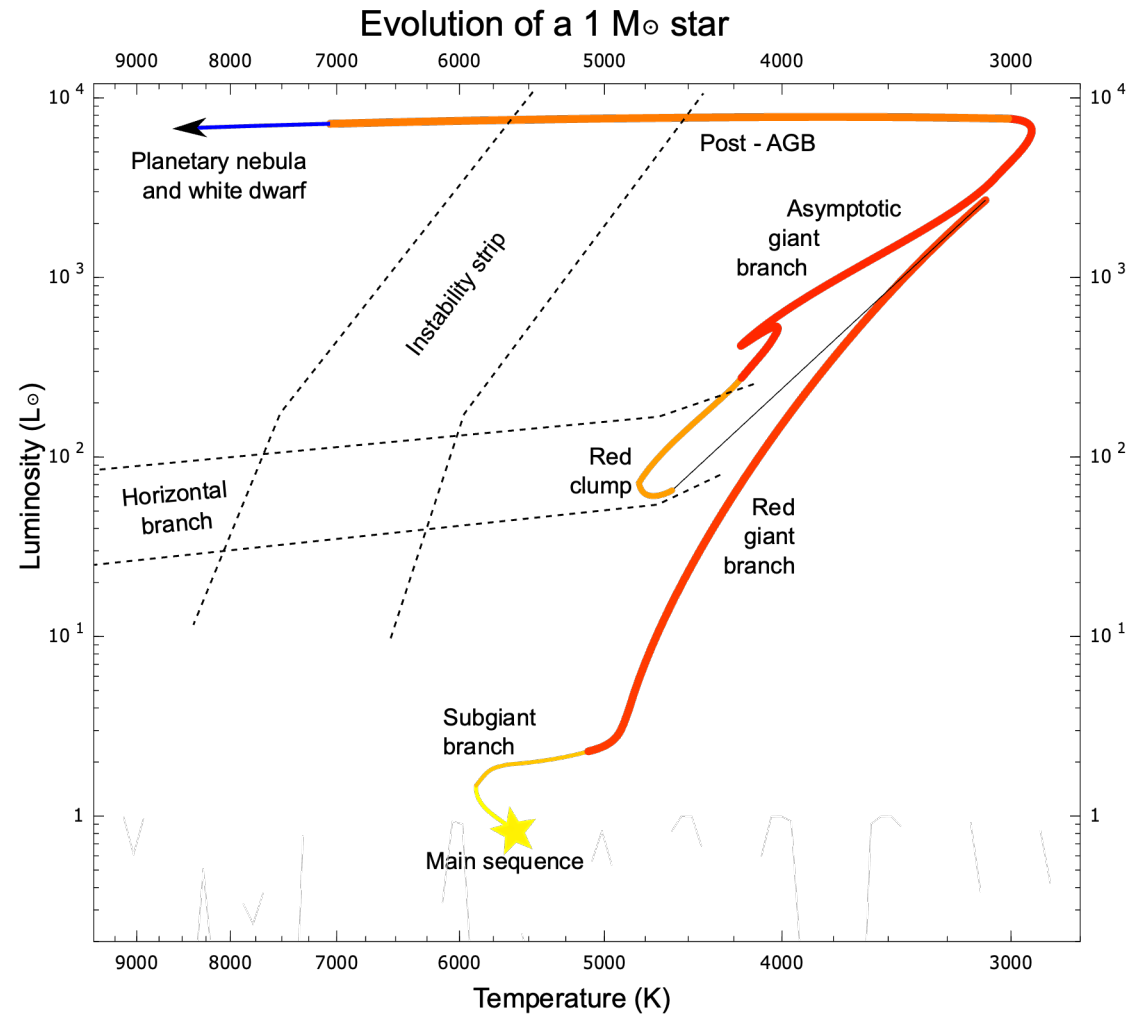
Se la frazione di massa dei metalli Z è bassa, l'HB è più esteso (caso A). In effetti è visibile solo negli Globular Clusters (basso Z)

La Fase HB dura circa 100 milioni di anni e queste stelle possono dare un contributo significativo alla luce integrata nel blu di galassie ellittiche.



Red clump

Stella di alta metallicità (pop I)
scendono sull'HB a
temperature
molto basse e quindi rischiano
di essere confuse
con stelle di RG phase. Si
notano perché formano un
bozzo da qui «red clump».



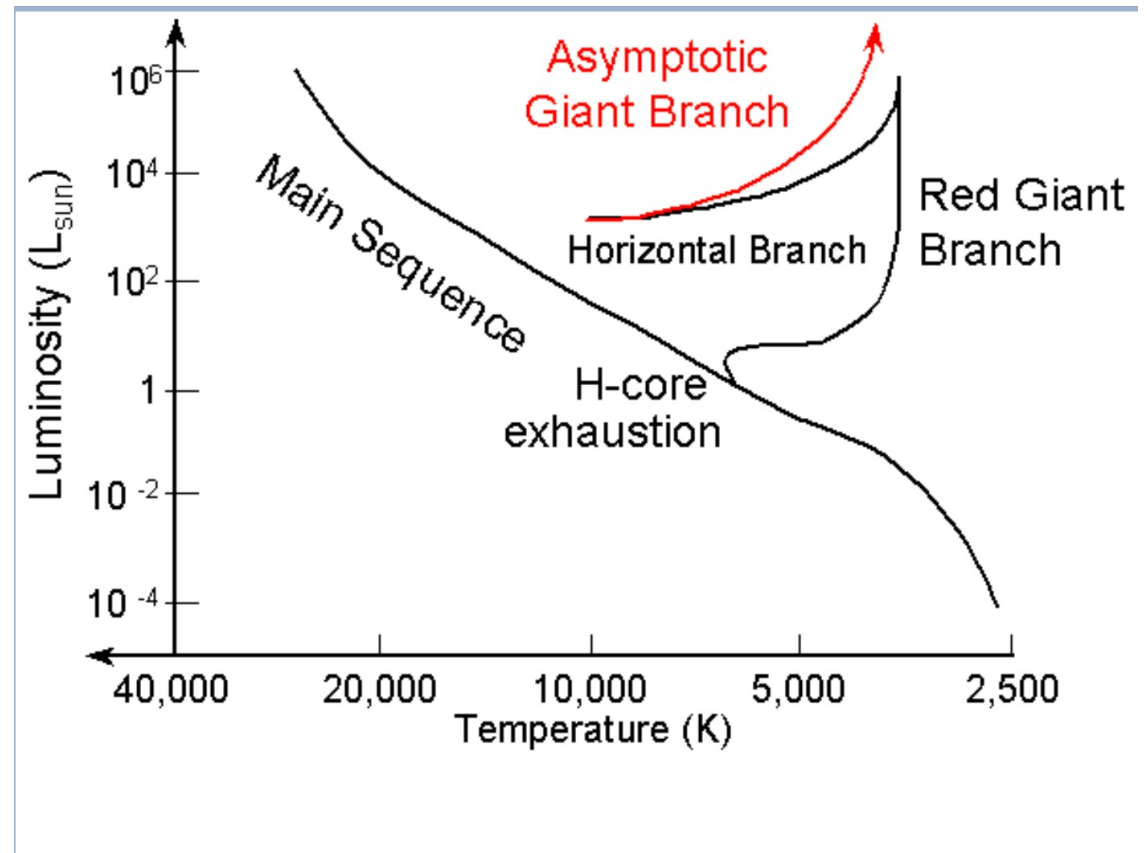
Salita al ramo asintotico

(simile per $0.5 < M < 6 M_{\text{sun}}$)

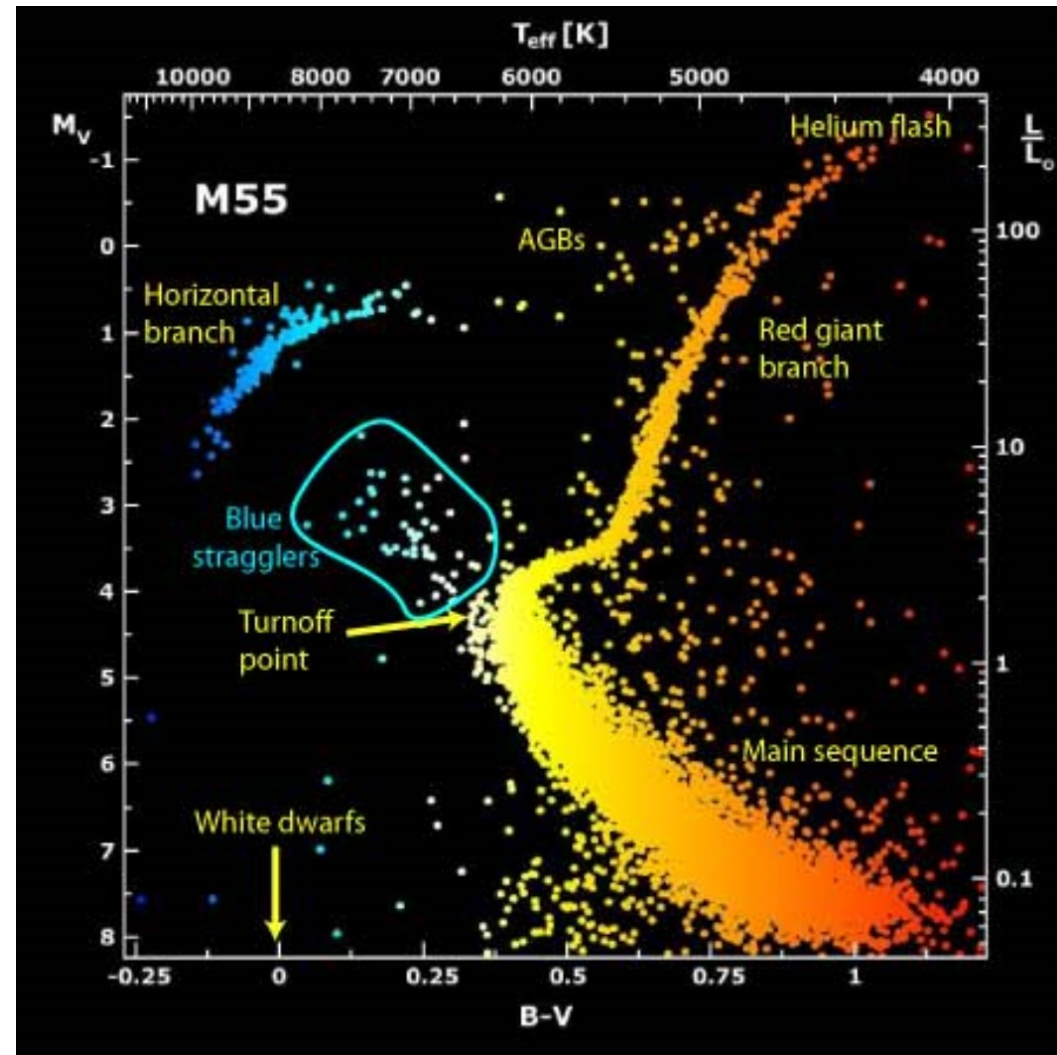
Quando l'elio al centro si esaurisce il nucleo di C e O comincia a contrarsi e l'elio come avevamo visto anche per stelle più massicce si accende in shell.

La stella ora brucia H in shelle ed He in un'altra shell

Bruciamento in doppia shell



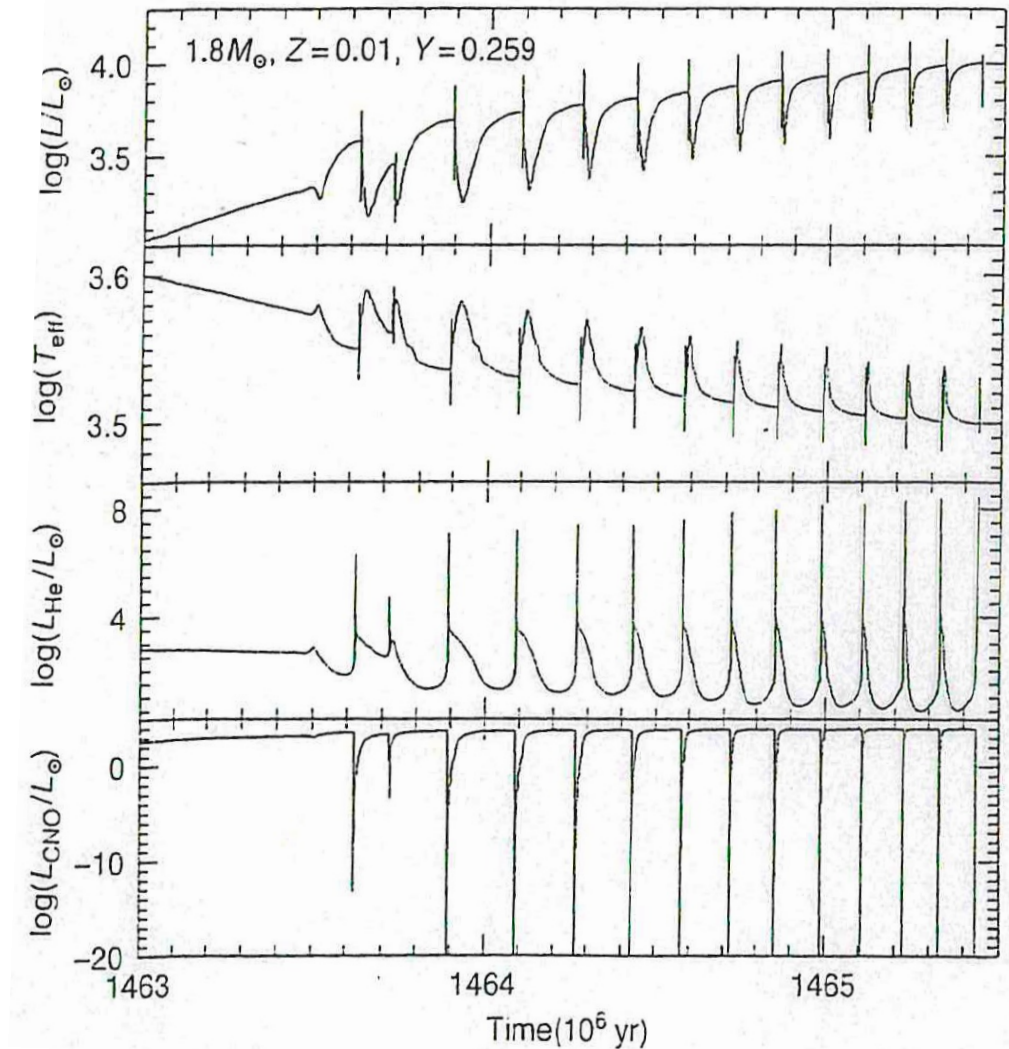
Blue stragglers?



Fase di AGB

(simile per $0.5 < M < 6 M_{\text{sun}}$)

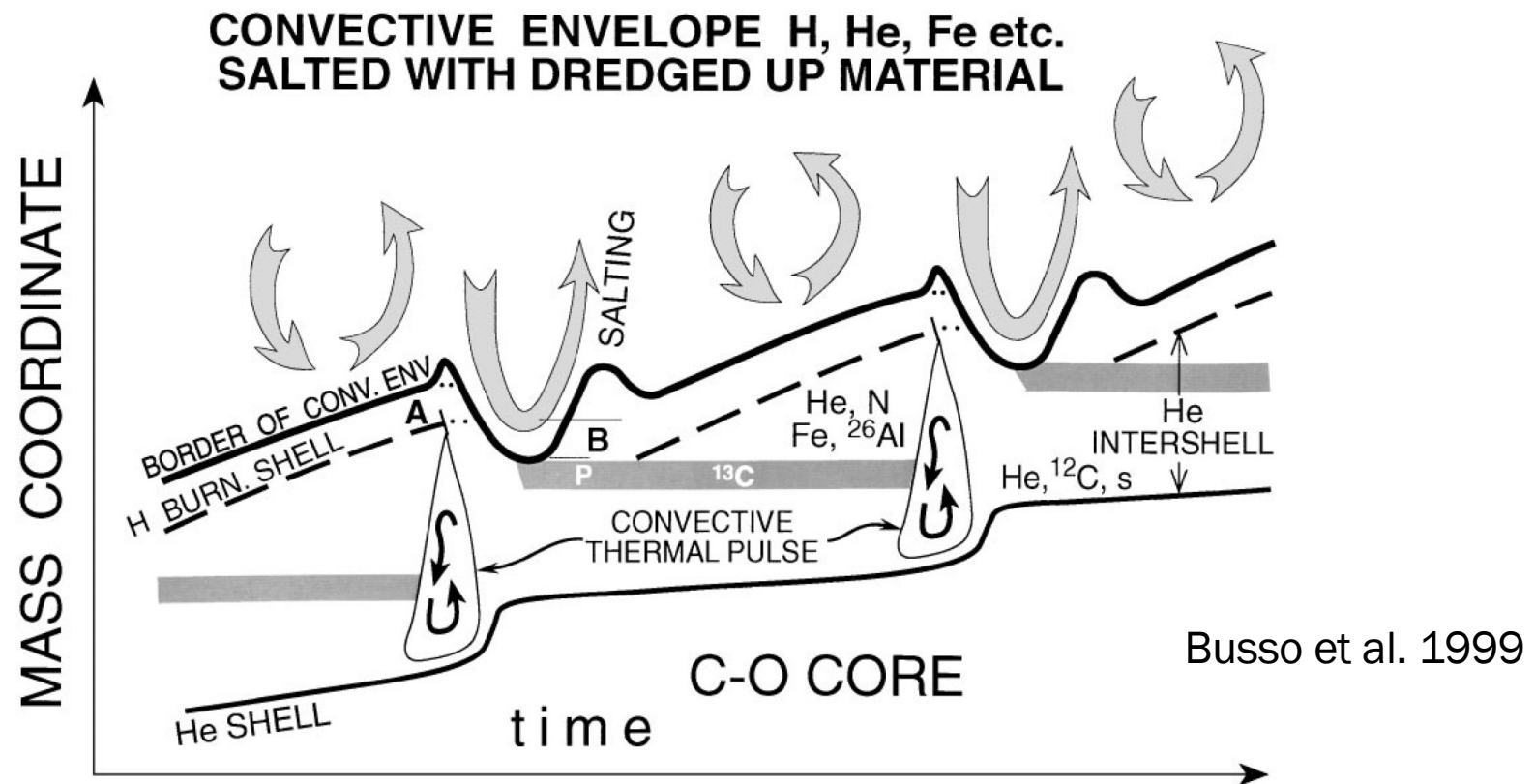
L'attività della shell di elio è intermittente perchè viene continuamente arricchita dalla sovrastante shell di idrogeno. Si ha il fenomeno cosiddetto *dell'helium shell flash* dovuto al fatto che il gas è al limite di degenerazione elettronica. Per riaccendere ogni volta la shell di elio occorre eliminare la degenerazione con una contrazione, mentre l'aumento di luminosità prodotto dal flash comporta una riespansione.



Fase di AGB

La sequenza di pulsazioni ha periodi intorno alle migliaia di anni; questo tipo di instabilità è collegata alla variabilità di stelle del tipo **Mira**. Avviene anche il **terzo dredge-up** (s-process production).

Le stelle AGB perdono massa con venti intensi fino $10^{-4} \text{ M}_{\text{sun}} \text{ yr}^{-1}$.



Fasi finali per stelle per stelle di $0.5 < M < M_w$

M_w = Massa limite per la formazione di una nana bianca di CO

Contribuiscono all'arricchimento Galattico attraverso i venti stellari e le planetari nebulae (He, C12, C13, O17 elementi s-process)

Muiono come nane bianche di CO con tempi di vita da oltre l'Hubble time alle centinaia di milioni di anni.



www.eso.org

Naively, we might expect the gas to be ejected spherically; the nebula, however, would appear as a ring because we see more gas along the sides of the bubble. This is the Helix nebula (NGC 7293), the nearest planetary nebula.

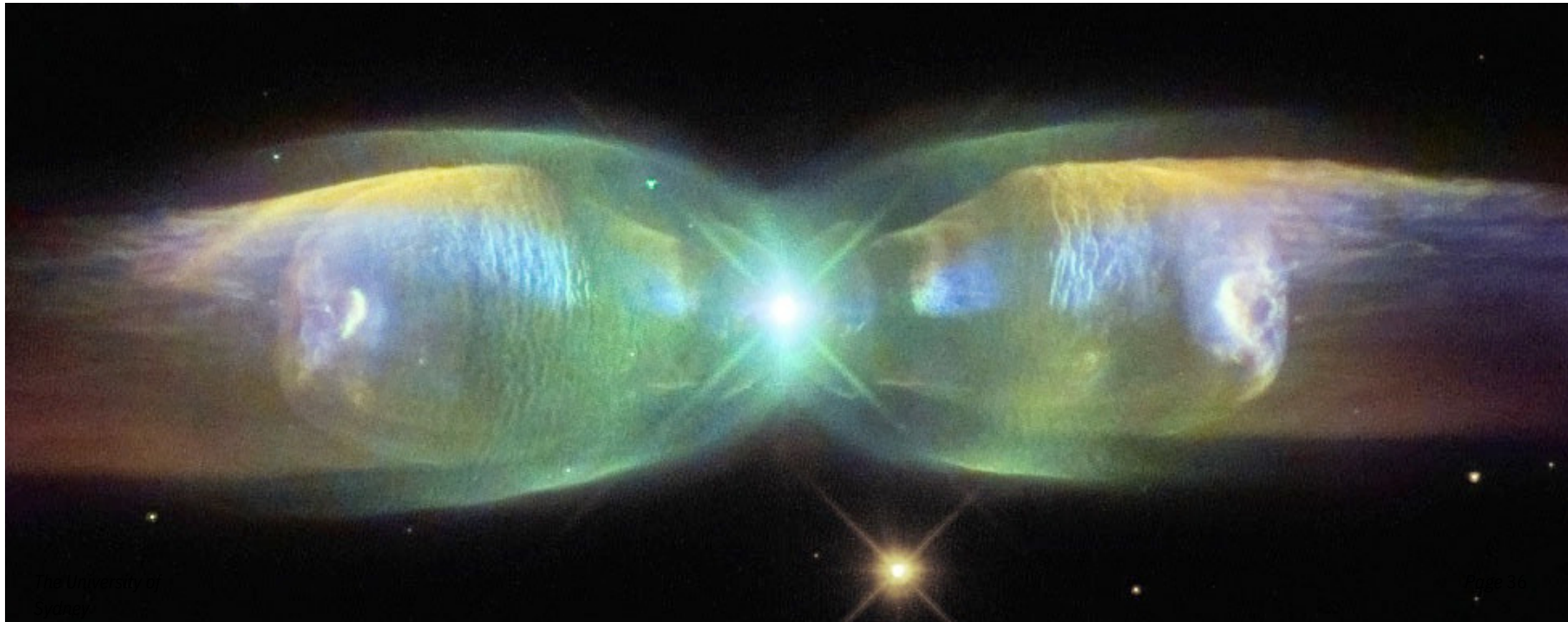
This animation shows the birth of the Helix Nebula. The star ejects its outer envelope at low velocity, exposing the hot core of the star. This star has a fast low-density wind that blows a big cavity in the dispersed envelope. UV radiation from the star heats the gas, causing it to glow.



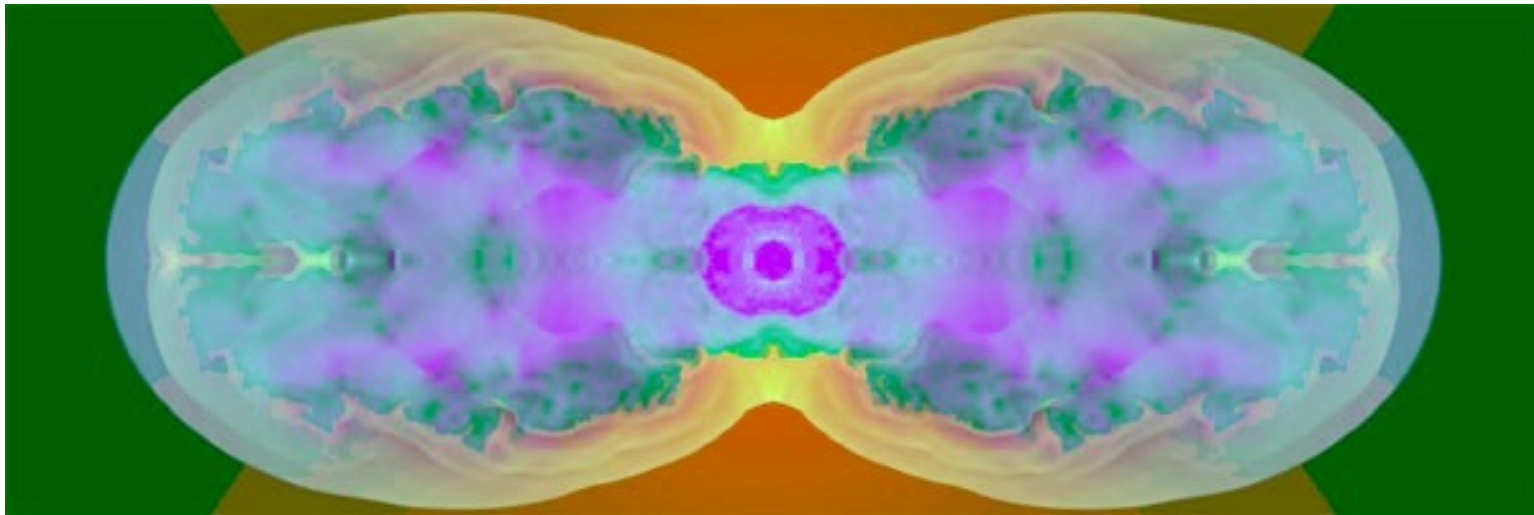


However, many planetary nebulae have strange and wonderful shapes, indicating that the mass ejection process is very complicated. In binary systems, for instance, the gas outflow is influenced by the interactions between the stars. This is an HST/X-ray picture of the Cat's Eye nebula (NGC 6543).

The Butterfly nebula (M2-9) is very far from circular. The central object is a binary orbiting within a gaseous disk; the expelled envelope interacted with this disk to form the spectacular shape we see today. In fact, most planetary nebulae are bipolar.



Simulations suggest that the strange shapes of planetary might be due to asymmetric winds from the progenitor confining the gas ejected during the planetary nebula phase. A disk-shaped cloud of gas around the star's equator forces the gas to escape towards the poles, forming a *bipolar nebula*.

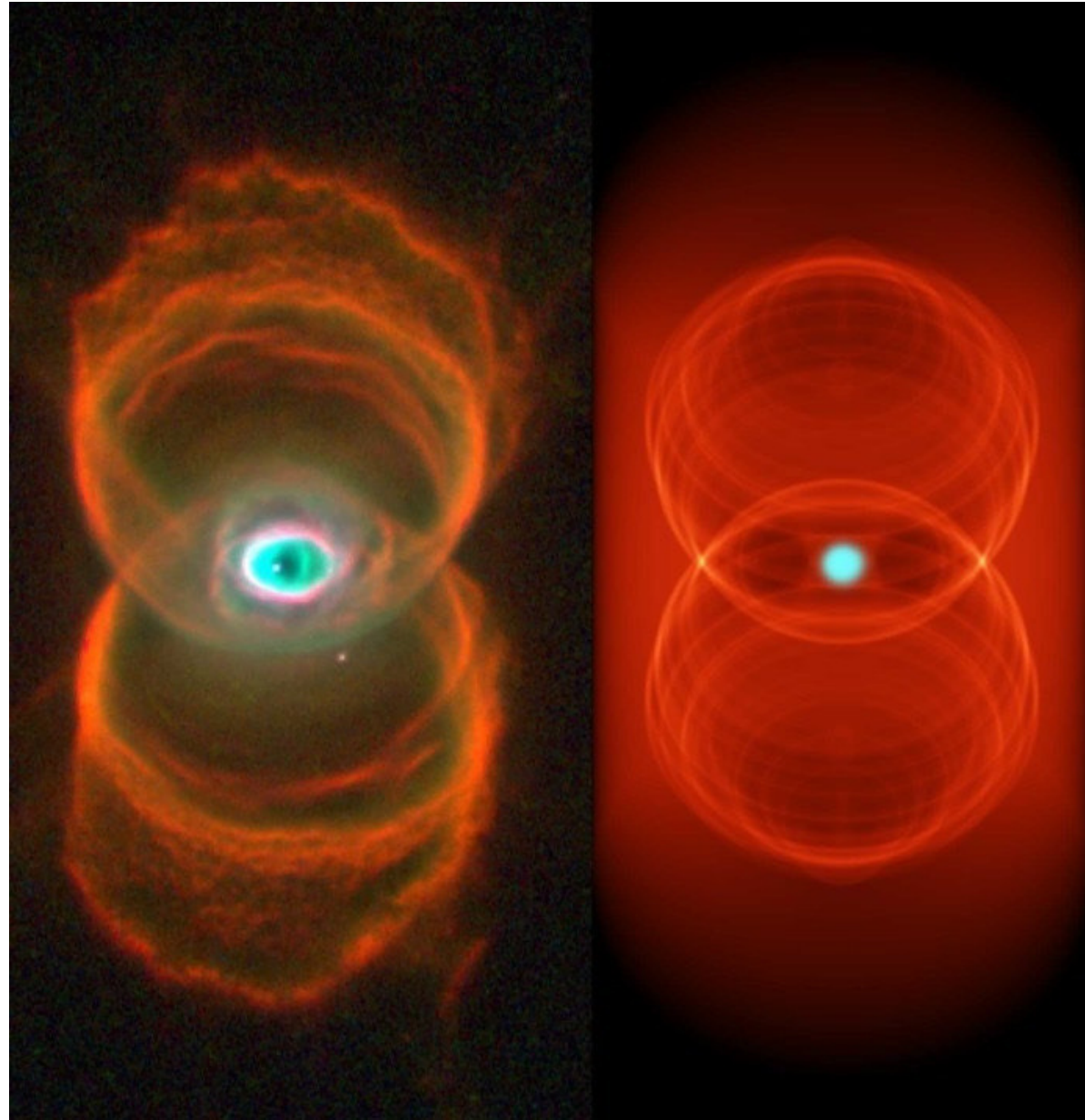


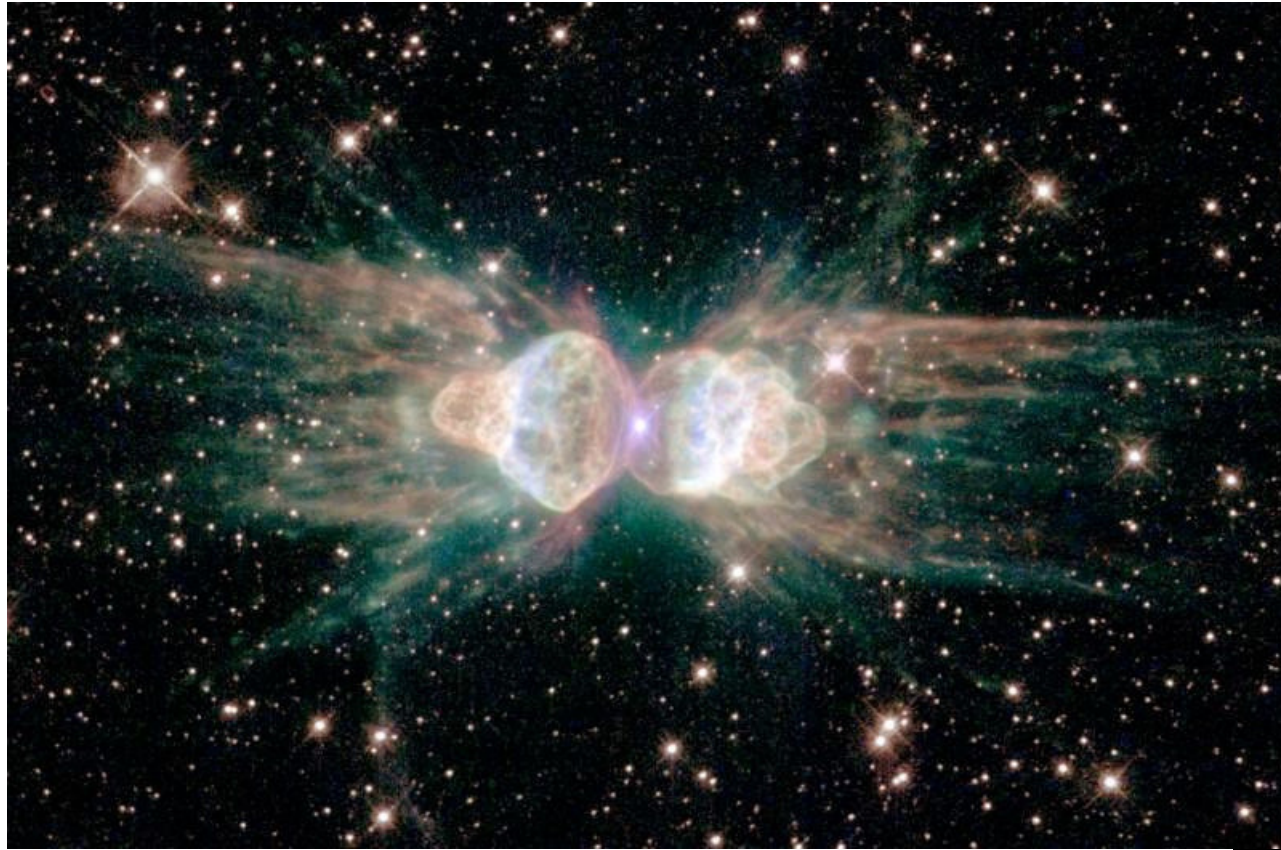
Simulation of gas escaping from a star, while being constrained by a torus of gas around the star.

These simulations reproduce some of the known planetary nebulae with amazing accuracy.

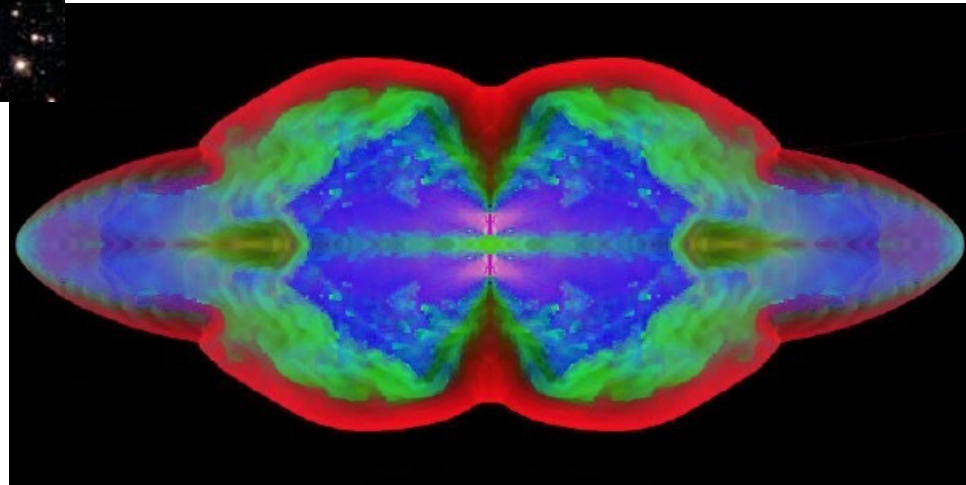
Hubble image of the “Hourglass nebula”, MyCn 18, compared to the interacting wind model viewed from an angle of 40°.

*The University of
Sydney*



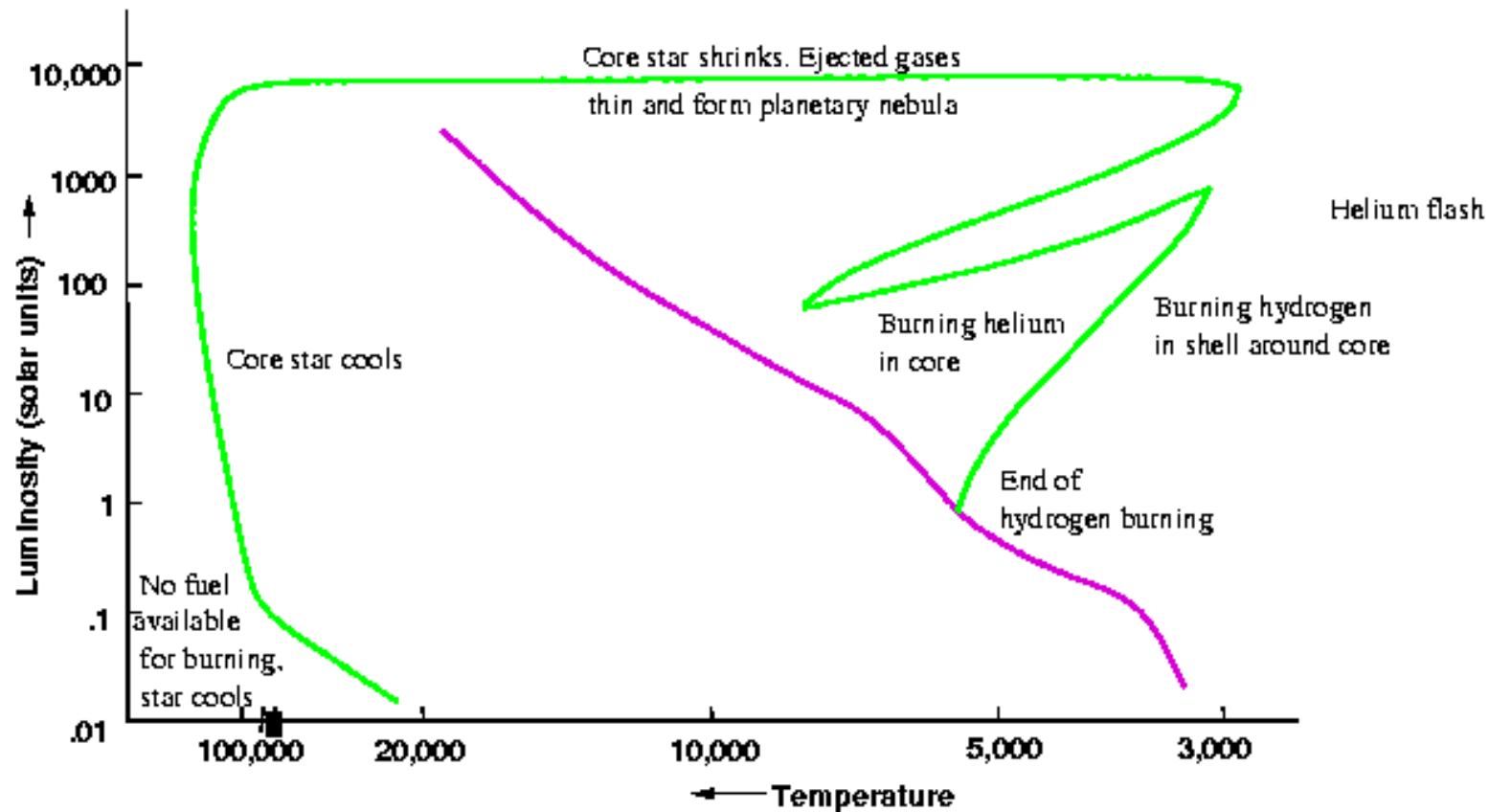


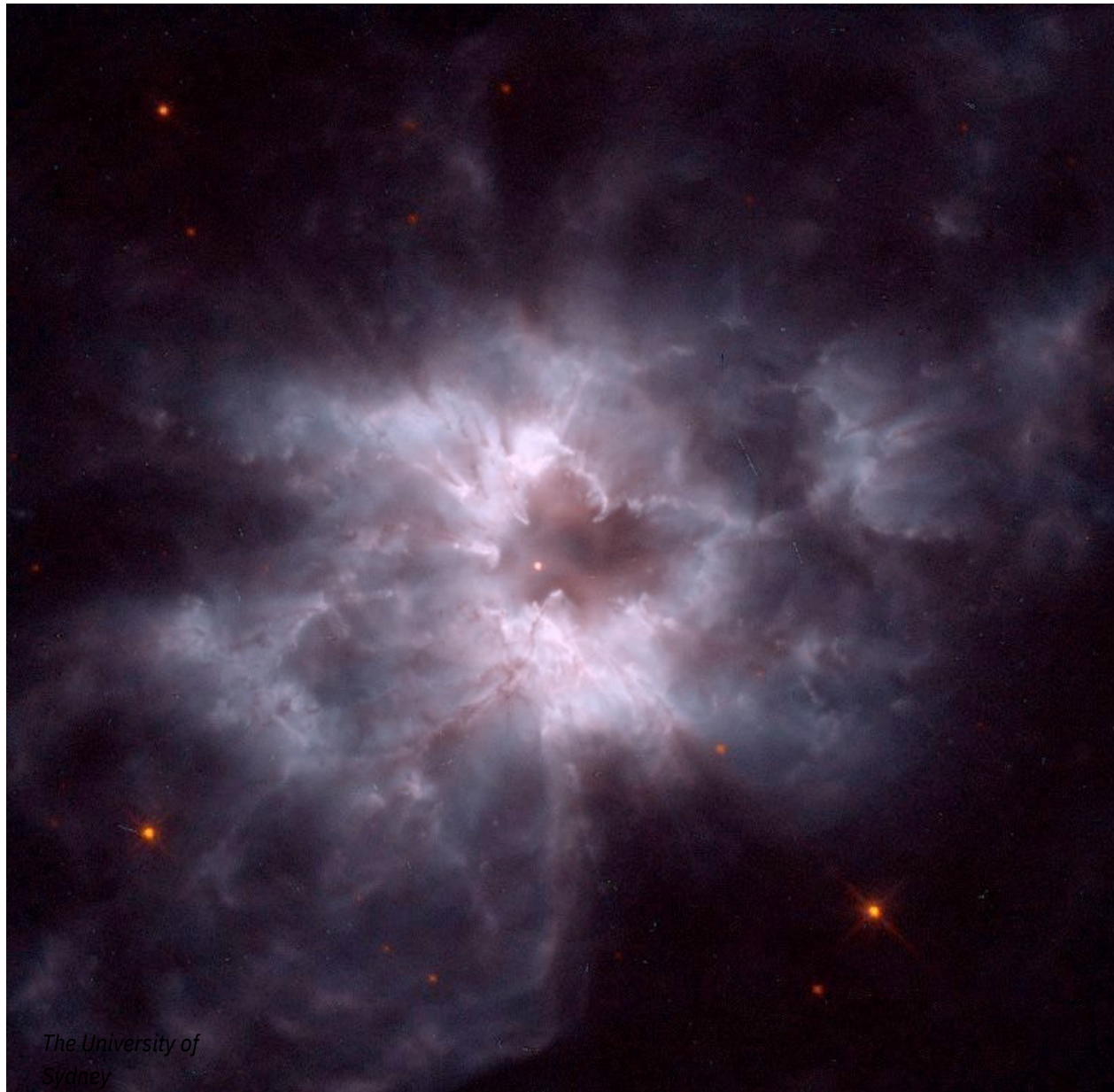
*The “Ant Nebula”, Menzel
3.*





The remaining core of the star, consisting mostly of carbon and oxygen (ash from the helium burning), starts off very hot, but has no fuel source, i.e. no nuclear reactions are taking place to replace the energy lost by radiation. It will only cool and shrink: it has become a *white dwarf*.





The University of
Sydney

*The planetary nebula NGC 2440,
with its central white dwarf, one of
the hottest white dwarfs known.*

Page 42

The planetary nebula known as the “Skull Nebula”, NGC 246, with its white dwarf, the fainter member of the binary star system seen at the nebula's centre.



The evidence for stellar evolution

We've built up a wonderful picture for stellar evolution: but the timescales are so long that we can never observe a star evolving. How certain are we about all this?

The best evidence comes from studies of *star clusters*. Clusters of stars are ubiquitous in the Galaxy.

Generally, we divide clusters into two classes: *open clusters*, consisting of 100–1000 young stars, all born from the same molecular cloud;

The Jewel Box Cluster (NGC 4755, or Kappa Crucis)

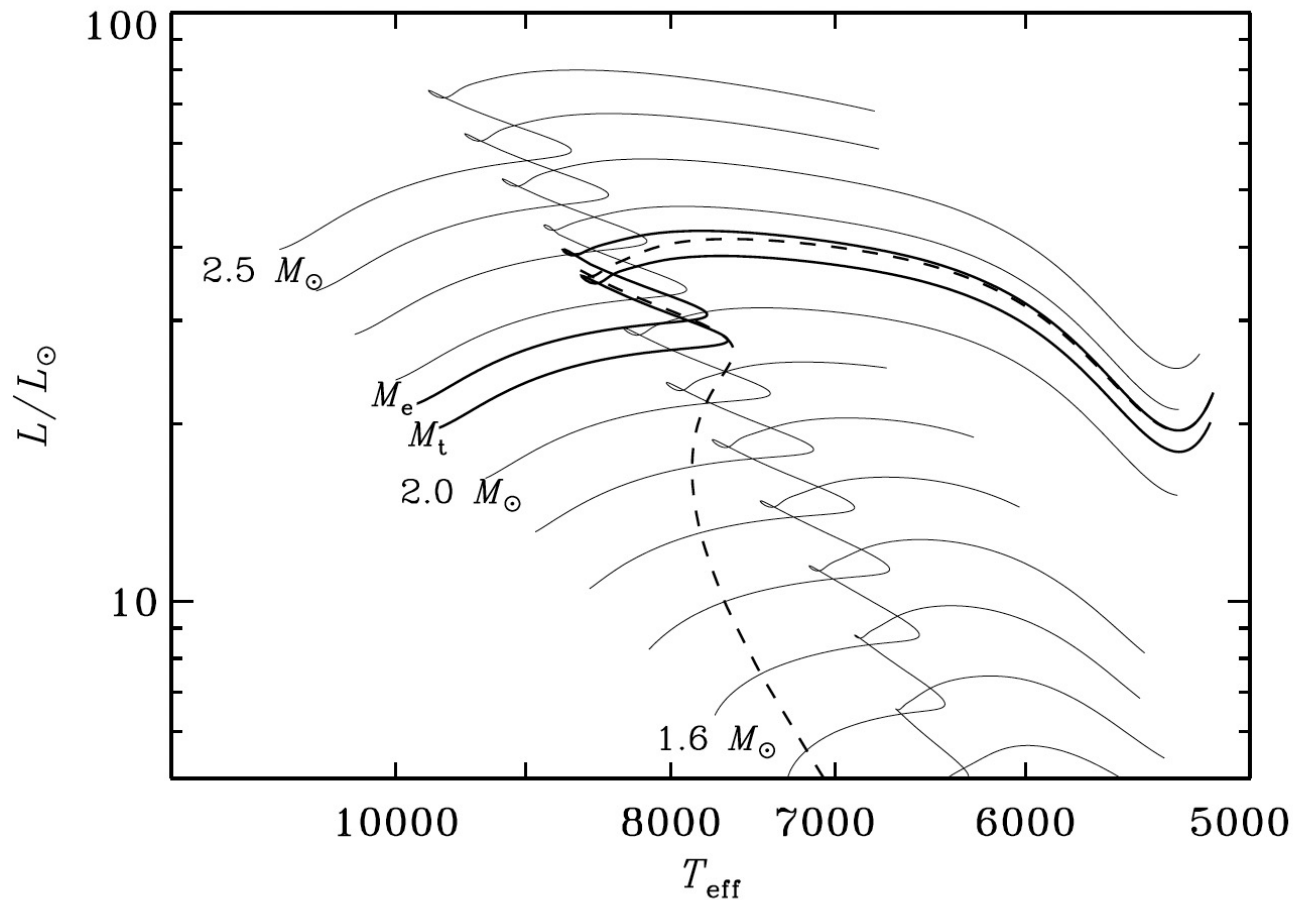


...and *globular clusters*, which are extremely old groups of 10,000–1,000,000 stars, born in the very earliest stages of the Galaxy's evolution.

*The dense globular cluster
M80(or NGC 6093)*

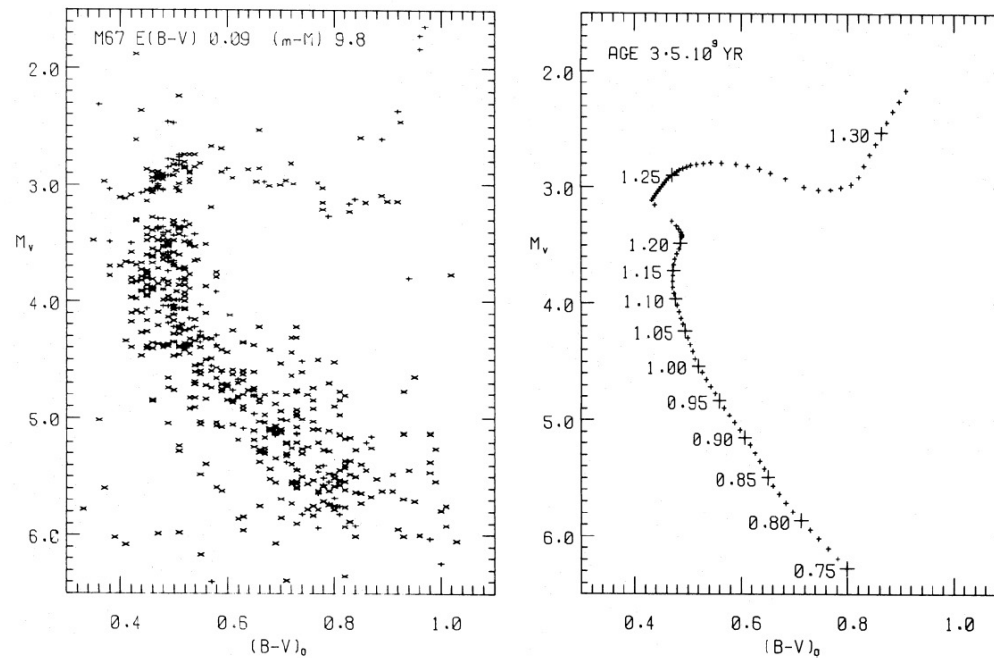


Isocrone e tracce evolutive

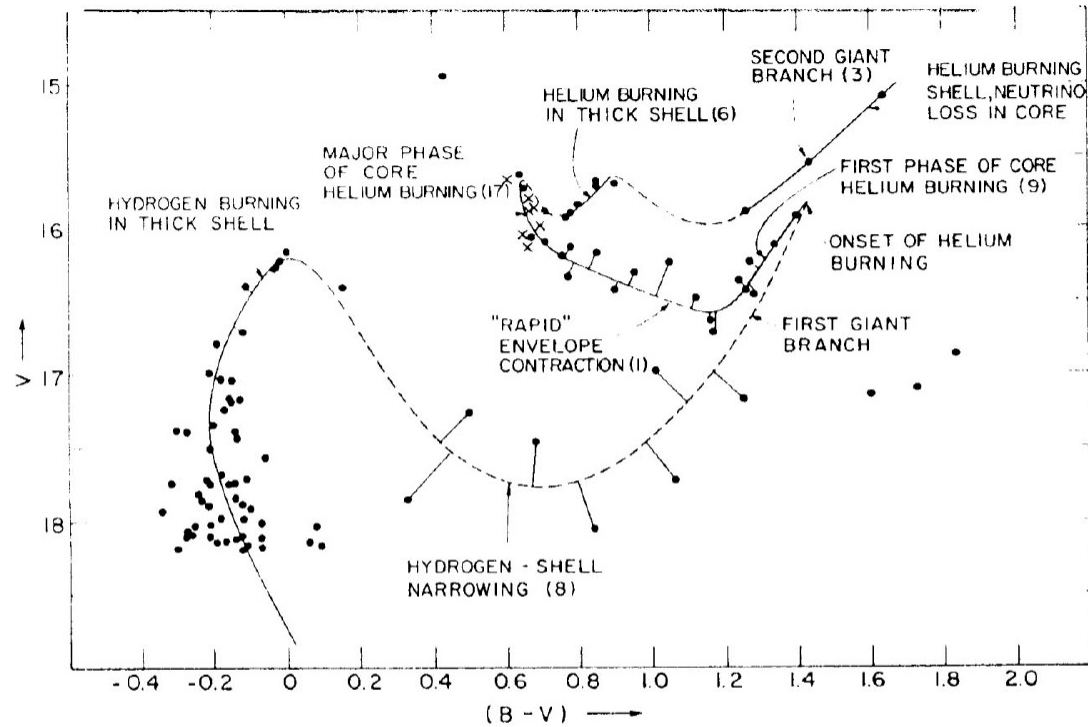


An isochrone (dashed line) lies between the evolutionary tracks for the turn-off mass M_t and the end-point mass M_e , indicated by heavy continuous lines; here we only consider evolution to the base of the red giant branch. The age of the isochrone is $8 \cdot 10^8$ years, corresponding to $M_t = 2.1 M_{\text{sun}}$ and $M_e = 2.15 M_{\text{sun}}$. Additional evolutionary tracks are shown with thin continuous lines, for models with a step in mass of $0.1 M_{\text{sun}}$.

Results for an open cluster

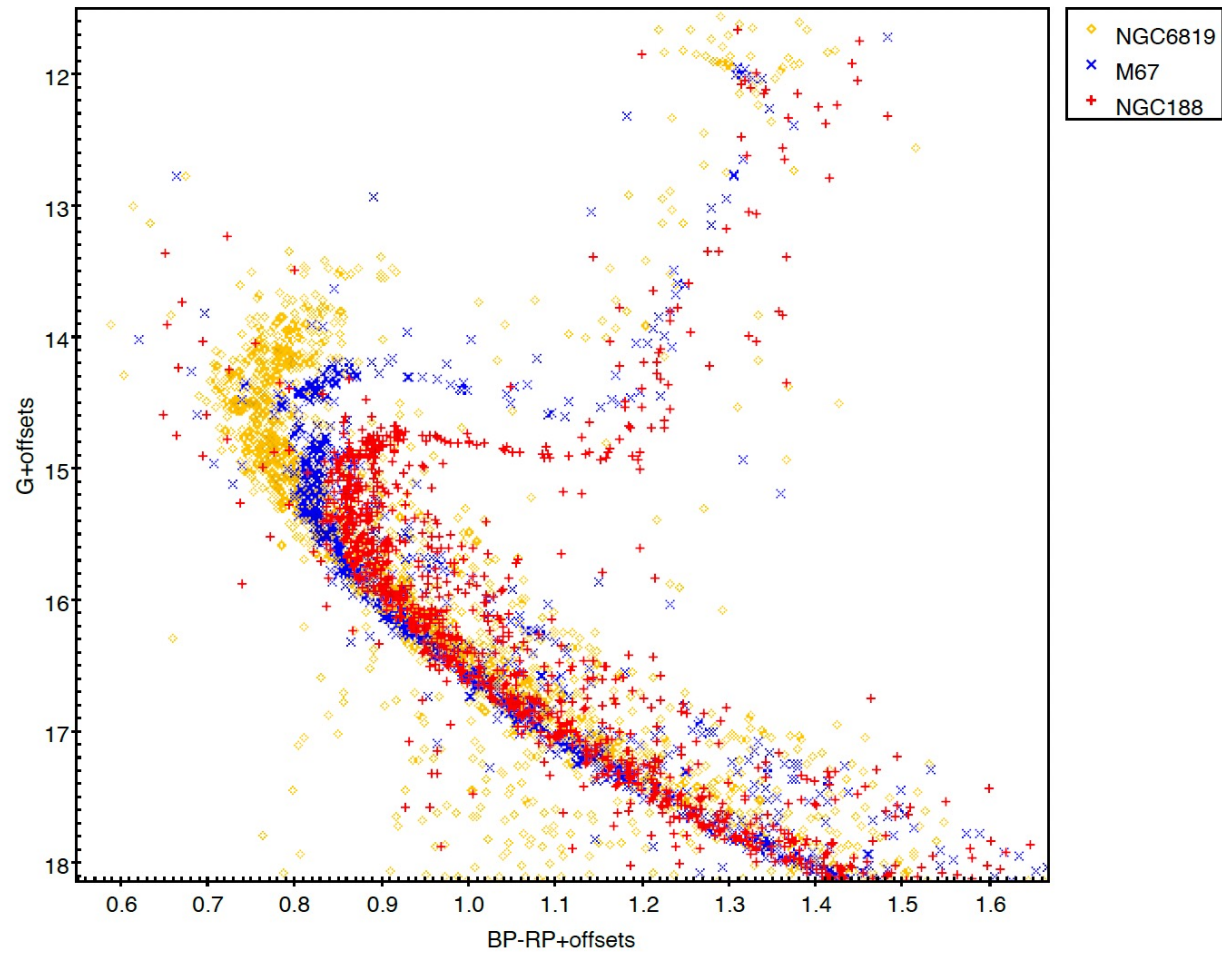


Observed HR diagram for the open cluster Messier 67 (left) and theoretical isochrone for an age of 3.5×10^9 years (right); the theoretical values for T_{eff} and L_s have been translated into B-V and absolute visual magnitude M_v to allow a direct comparison with the observations. On the isochrone the masses have been indicated in units of the solar mass. In general the agreement between theory and observation is quite good. (From Morgan & Eggleton 1978).

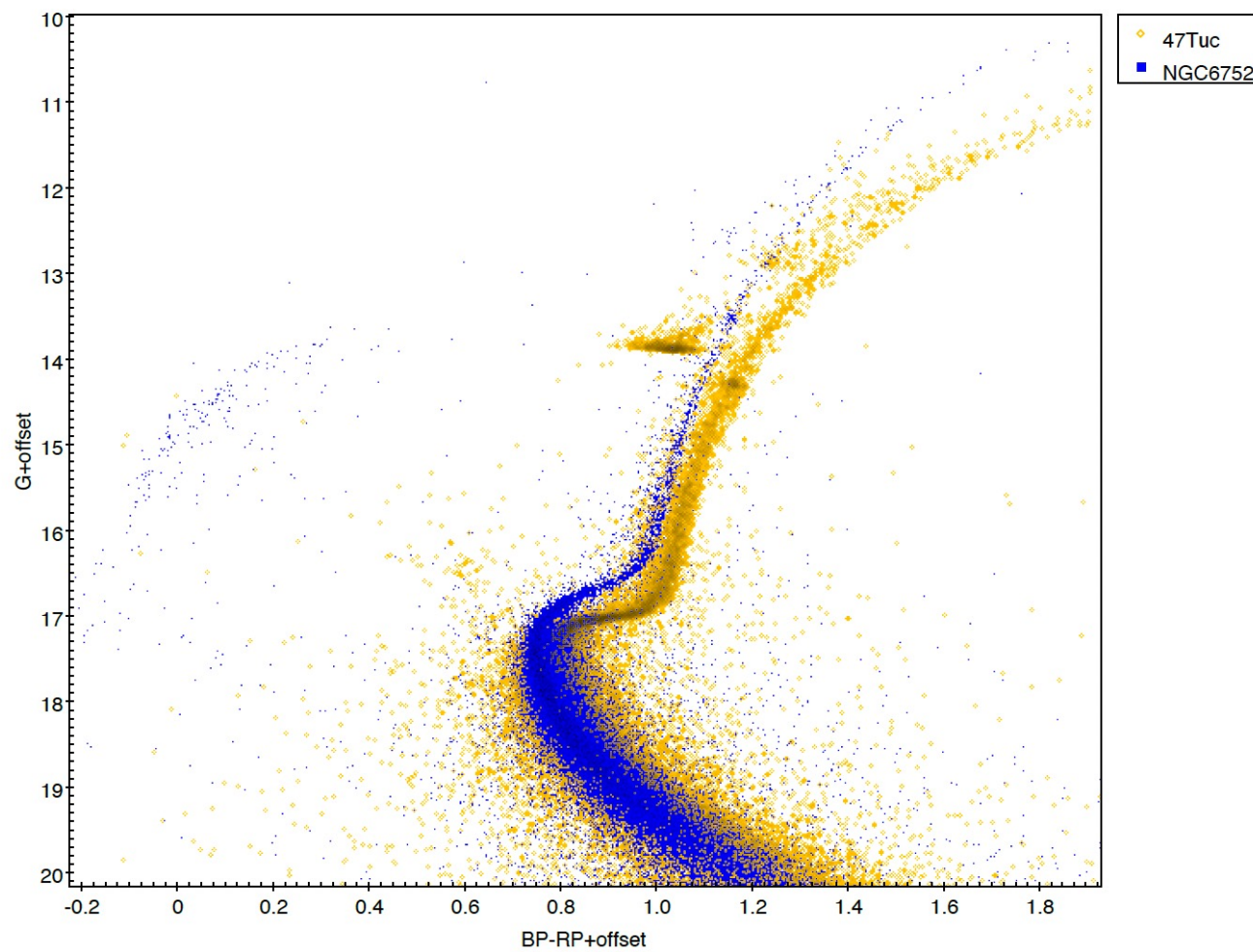


Observed HR diagram for a stellar cluster (NGC 1866 in the Large Magellanic Cloud). In the figure are indicated evolutionary phases found by comparing with the theoretical evolution track shown in Figure 12.2. The numbers in brackets indicate the number of stars in each phase of evolution. (From Iben 1985).

Newer results with GAIA



What is the difference?



- $M_{\text{w}} < M < M_{\text{up}}$

M_{up} = LA MASSA LIMITE PER LA FORMAZIONE
DI UN NUCLEO DEGENERE DI C-O

- A MENO CHE $M_{\text{w}} \approx M_{\text{up}}$ (3)

(DIPENDE DALLA CONVEZIONE E DALLA PERDITA
DI MASSA)

QUESTE STELLE ACCENDONO IL C IN MANIERA
ESPLOSIVA (DEFLAGRAZIONE O DETONAZIONE)

QUANDO LA MASSA DEL LORO NUCLEO
RAGGIUNGE $\sim 1.4 M_{\odot}$ ($M > M_{\text{ch}} \Rightarrow \text{INSTABILITÀ}$)

$\Rightarrow$ SUPERNOVAE I.1/2 ($\Rightarrow \text{Fe}$)

OSSERVAZIONI $\Rightarrow M_{\text{up}} \approx 8 M_{\odot}$

MODELLI STELLARI CLASSICI $\Rightarrow M_{\text{up}} \approx 8 M_{\odot}$

$\Rightarrow$ NO SUPERNOVAE (?)

MODELLI CON OVERSHOOTING E PERDITA DI
MASSA $\Rightarrow M_{\text{up}} \approx 6.6 M_{\odot}$ MINORE

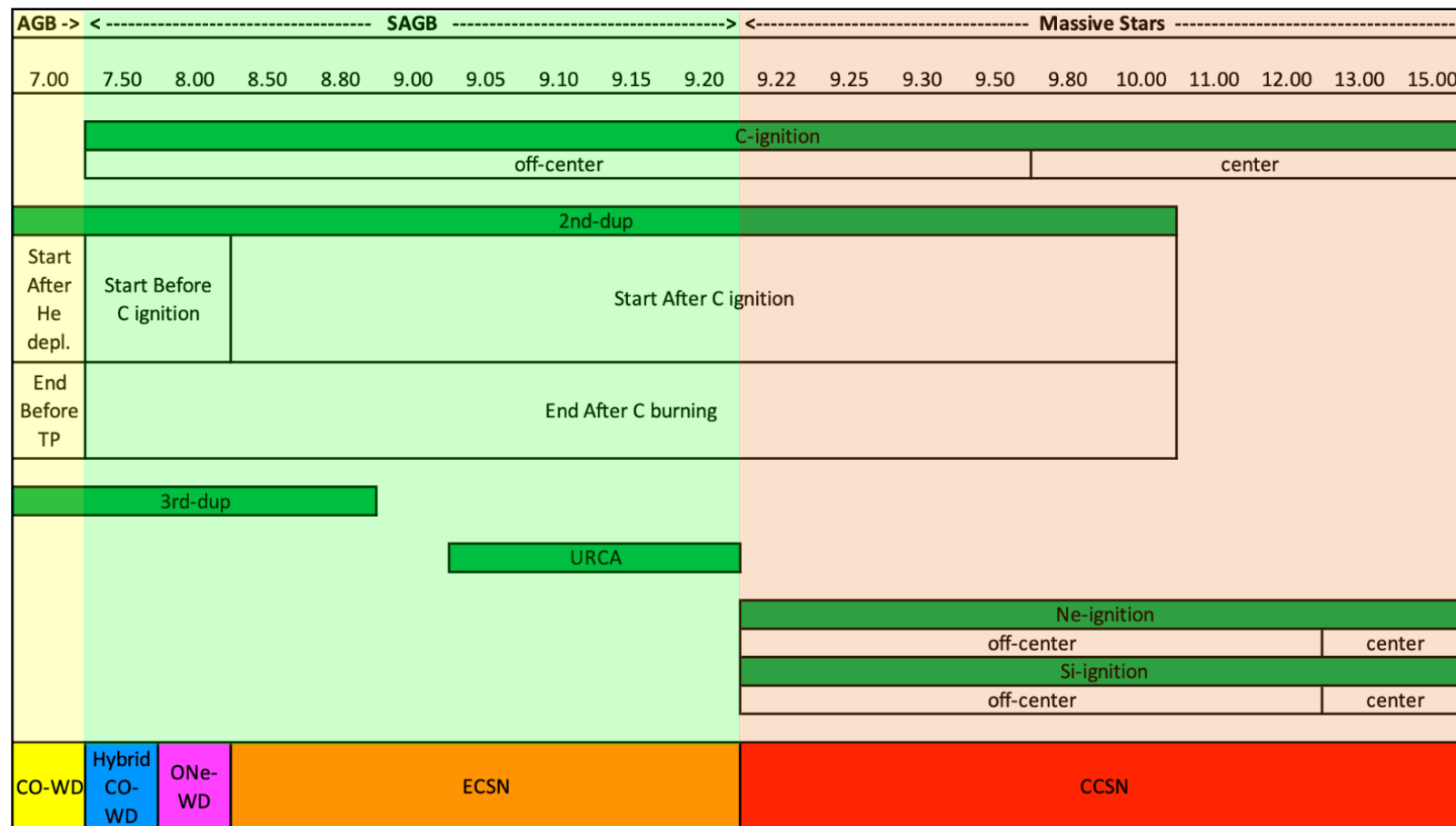
$\Rightarrow$ NO SUPERNOVAE I 112

PROBABILMENTE MUOIONO TUTTE COME
NANE BIANCHE DI C-O

TEMPI DI VITA DAL MILIARDO ALLE DECINE
DI MILIONI DI ANNI

CONTRIBUISCONO ALL'ARRICCHIMENTO GALATTICO
TRAMITE VENTI STELLARI E PN

- $M_{\text{up}} < M < 10-12 M_{\odot}$ $\rightarrow$ (DIPENDE DALLA COMPOSIZIONE)
QUESTE STELLE ACCENDONO IL ^{12}C IN
MANIERA NON DEGENERE
QUELLE CHE HANNO MASSE DI NUCLEI DI GI-
 $2.2-2.5 M_{\odot}$ ACCENDONO PERO' ^{16}O IN UN
NUCLEO DEGENERE DI $\text{Ne-O} \Rightarrow$ SUPERNOVA II
(e-CAPTURE SNe) [He, ALTRI ELEMENTI PESANTI]



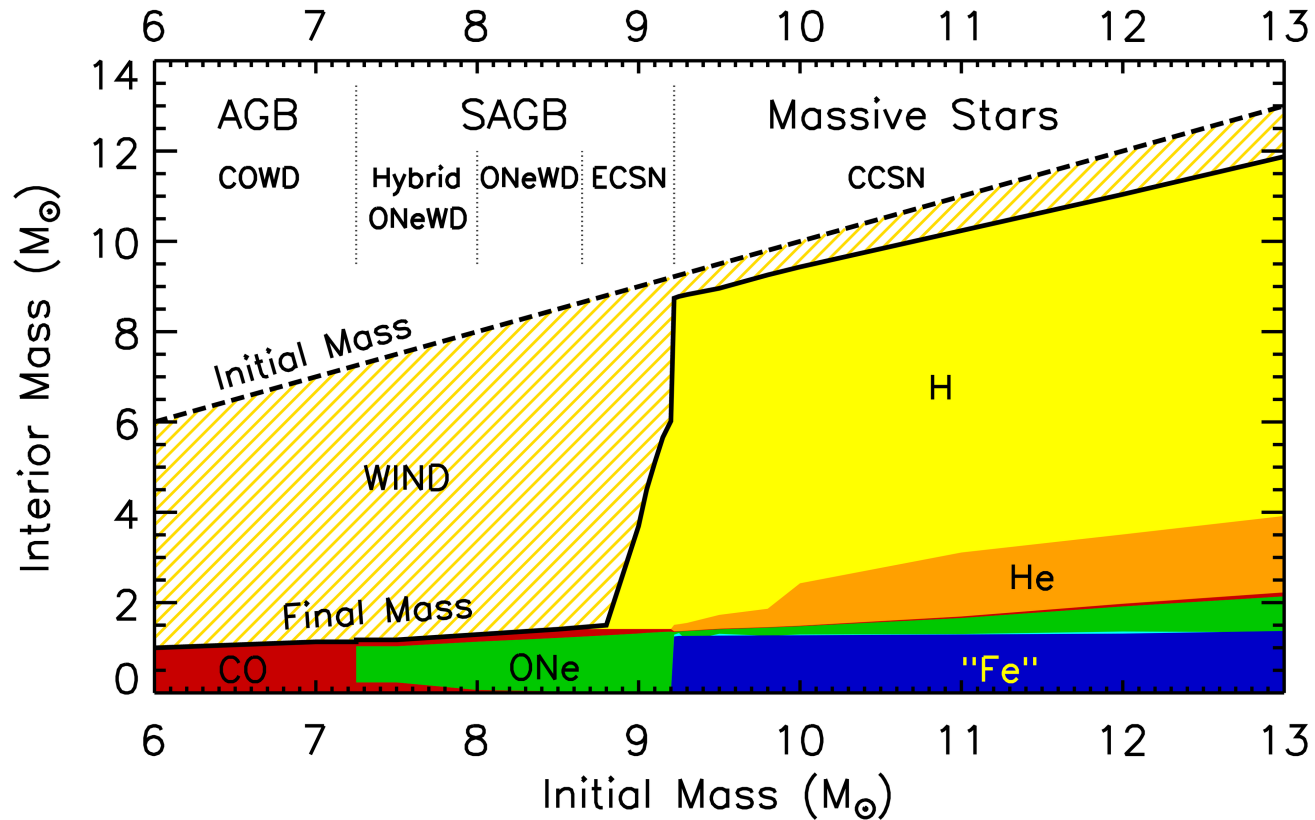
Limongi, Roberti & Chieffi (2024)

The ejected masses decrease substantially for stars with $M < 13 M_{\odot}$ – Extrapolation dangerous

The high number of stars in the mass interval $9.22-13 M_{\odot}$ is compensated by the small amount of ejected masses

Diversity of the optical display both luminosity and duration of the plateau

Limongi, Roberti & Chieffi (2024)



The ejected masses decrease substantially for stars with $M < 13 M_{\odot}$ – Extrapolation dangerous

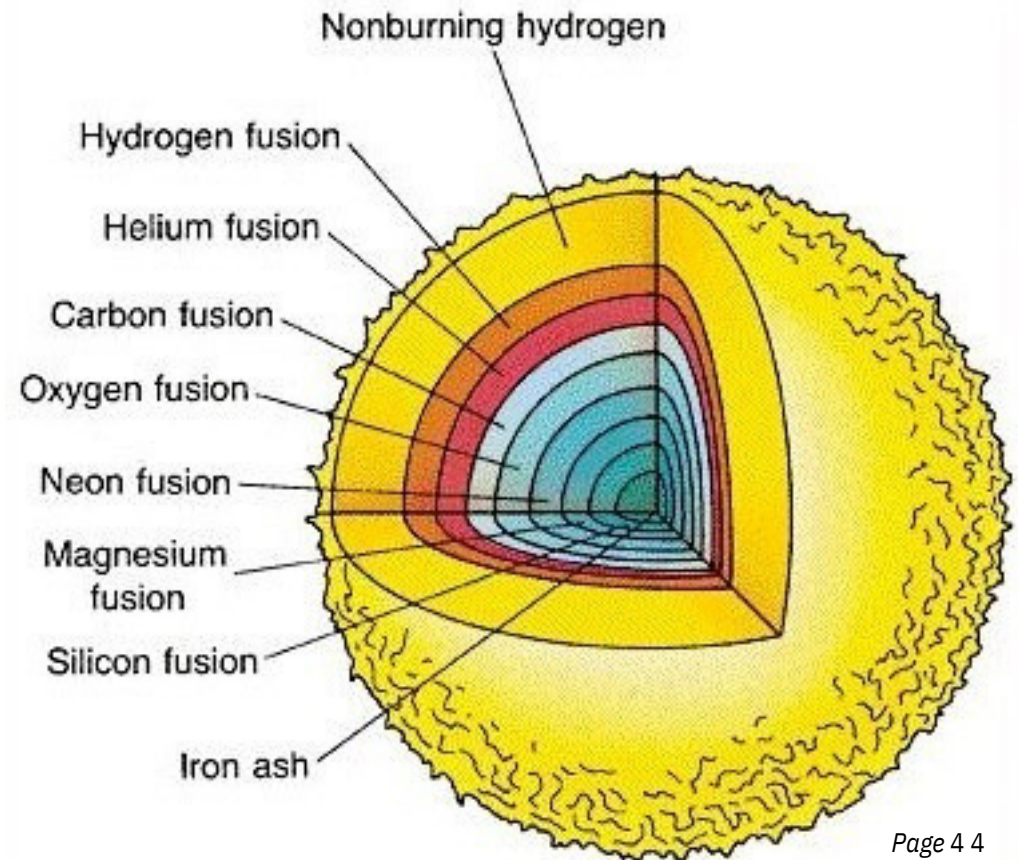
The high number of stars in the mass interval $9.22-13 M_{\odot}$ is compensated by the small amount of ejected masses

Diversity of the optical display both luminosity and duration of the plateau

Massive stars > 12Msun

High mass stars have much more violent endings.

Massive stars can reach temperatures in their core high enough to begin fusing carbon, producing neon and oxygen. When the carbon is exhausted in the core, it contracts and carbon ignites in a shell. This pattern of core ignition and shell ignition continues with fuel after fuel, until the star develops a layered structure.



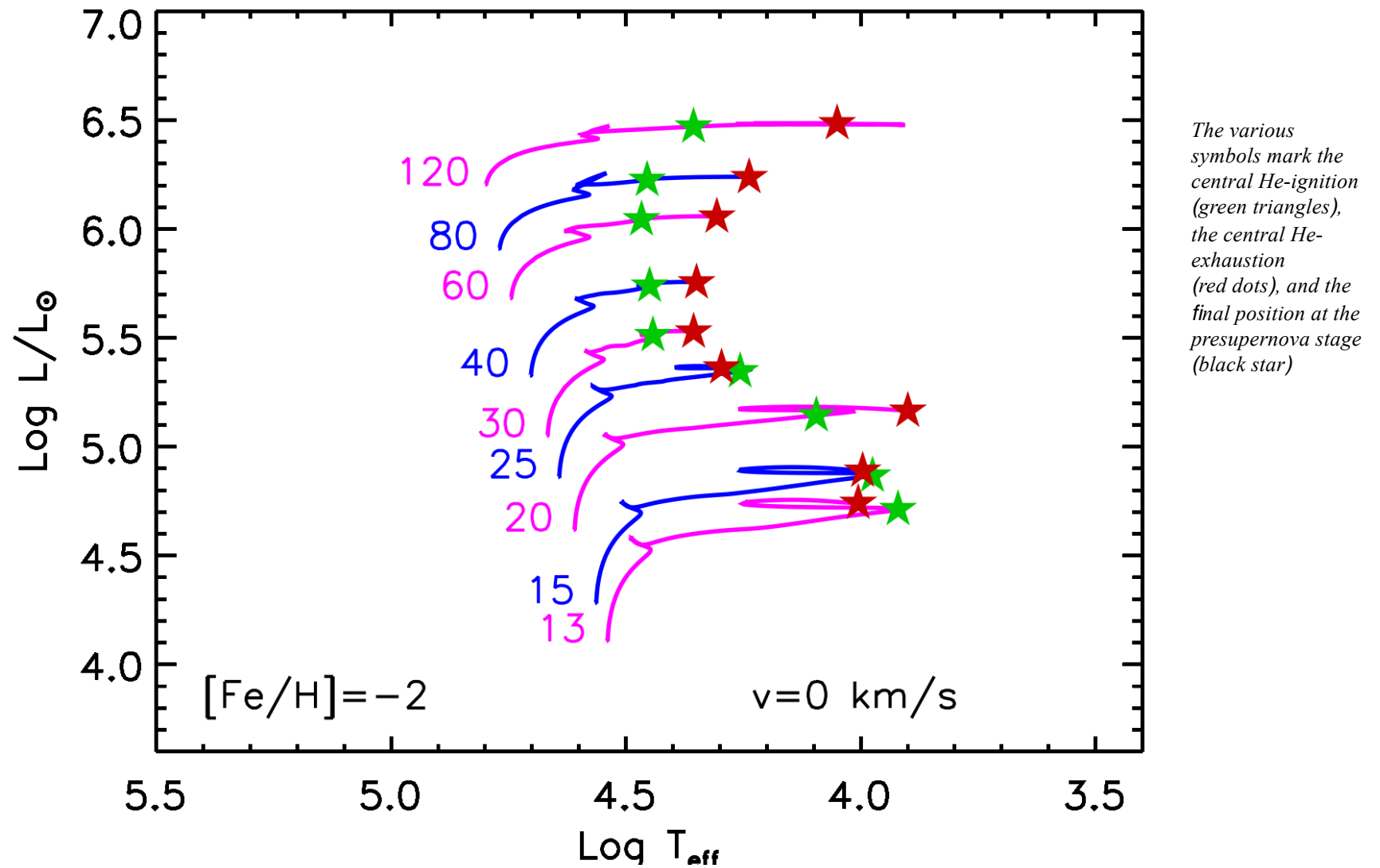
Fasi finali per stelle supergiganti ($M > 10 M_{\text{sun}}$)

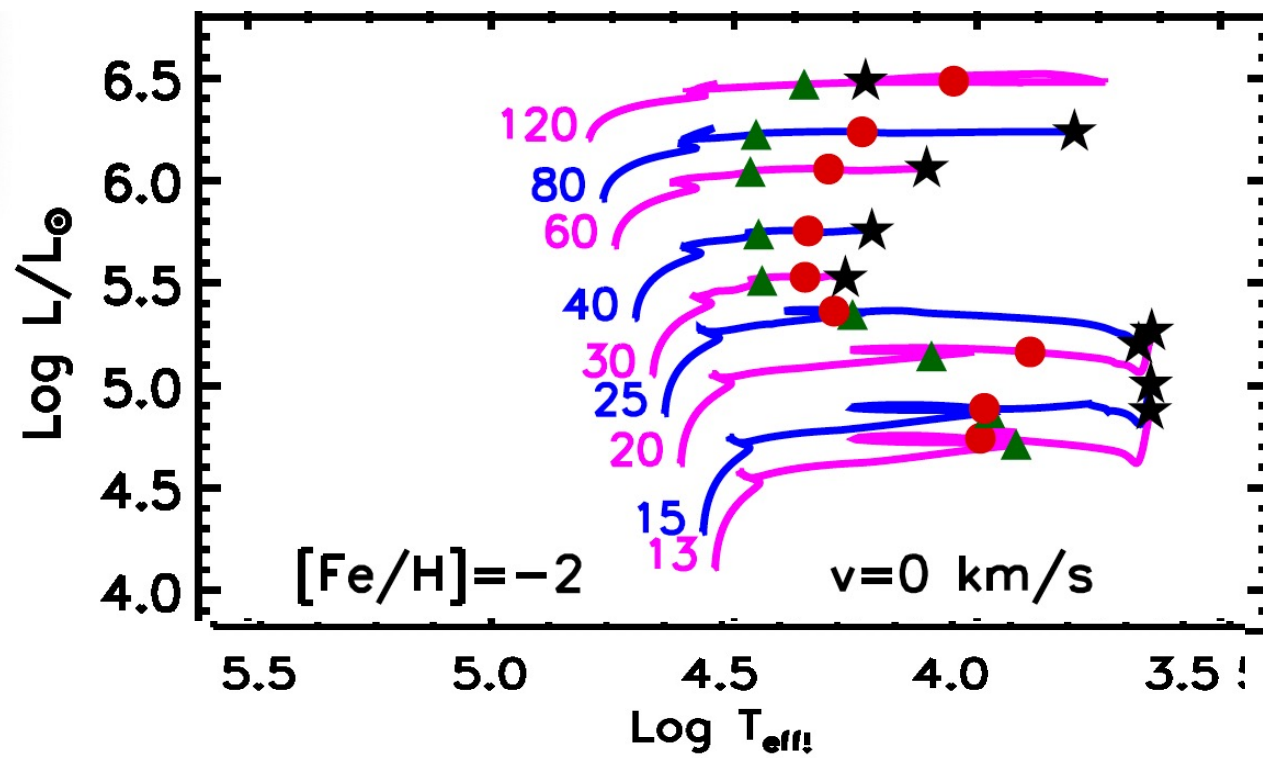
Caratteristiche principali:

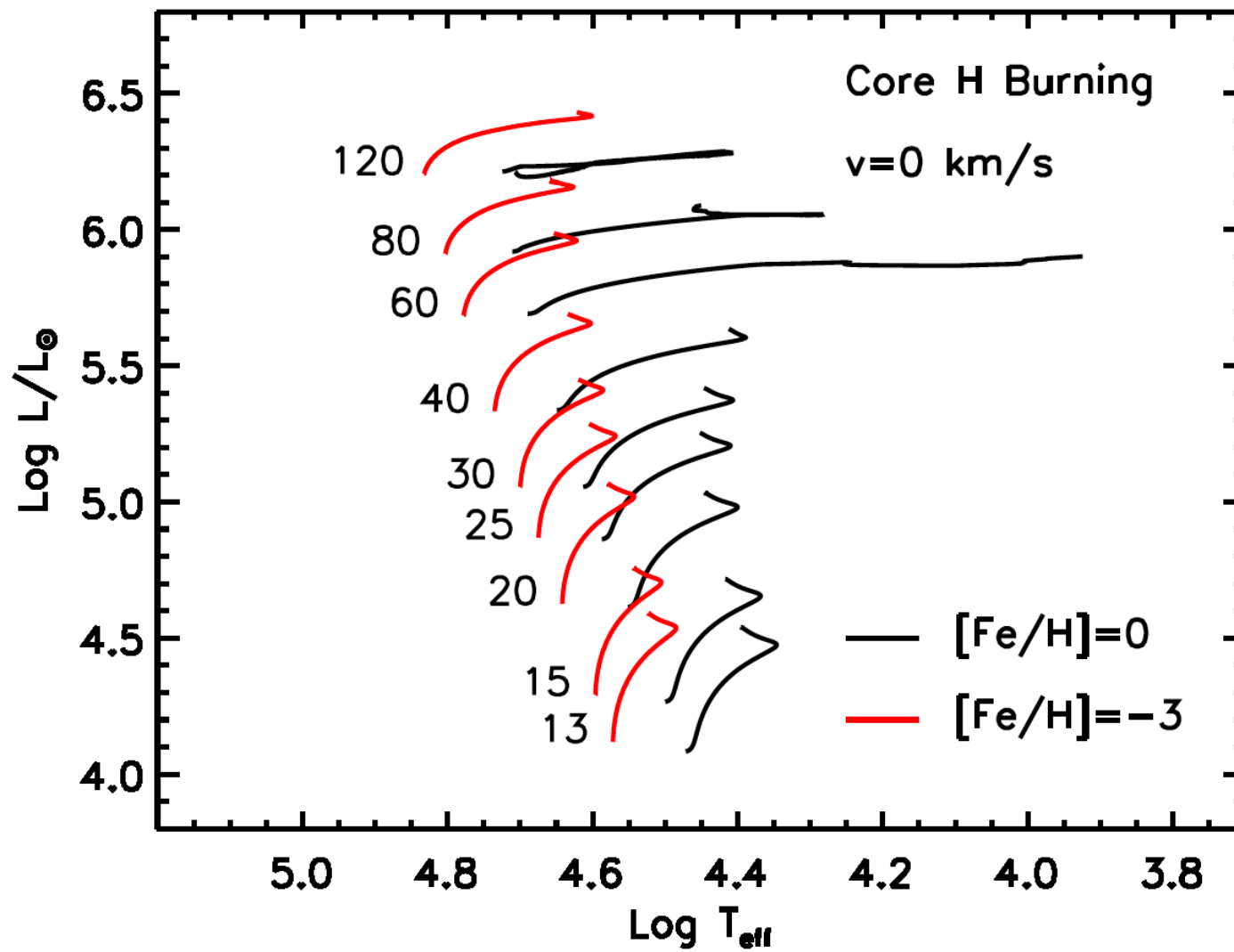
- Elevata massa e luminosità.
- Evoluzione rapida senza vari "loops" tipici delle stelle di massa inferiore.

C'è un unico spostamento verso destra prima che la stella arrivi allo stadio di supernova

Limongi and Chieffi 2018







Fasi finali per stelle supergiganti ($M > 10 M_{\text{sun}}$)

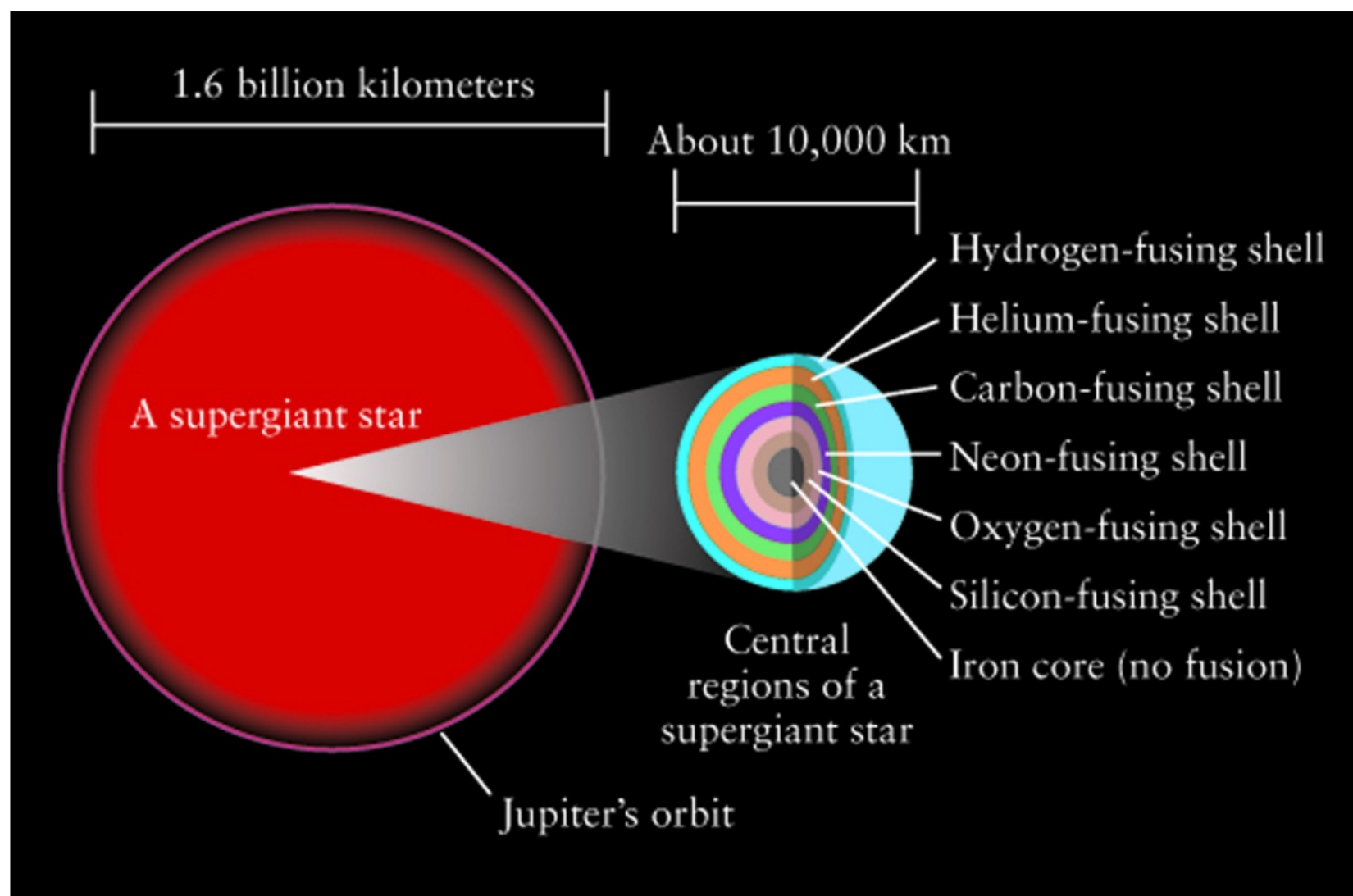
In queste stelle i bruciamenti nucleari continuano fino alla formazione del nucleo del **Fe** (esempio per una $25 M_{\text{sun}}$)

Fuel	Temperature	Time (y)	Sample reaction	
Hydrogen	(K) 40 million	7,000,000	4^1H	$\rightarrow ^4\text{He}$
Helium	200 million	500,000	3^4He	$\rightarrow ^{12}\text{C}$
Carbon	600 million	600	2^{12}C	$\rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$
Neon	1.2 billion	1	$^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$	$\rightarrow ^{16}\text{O} + 2^4\text{He}$
Oxygen	1.5 billion	0.5	2^{16}O	$\rightarrow ^{28}\text{Si} + ^4\text{He}$
Silicon	2.7 billion	1 day	2^{28}Si	^{56}Fe

Advanced Nuclear Burning Stages (e.g., 20 solar masses)

Fuel	Main Product	Secondary Products	Temp (10^9 K)	Time (yr)
H	He	^{14}N	0.02	10^7
He	C, O	^{18}O , ^{22}Ne s- process	0.2	10^6
C	Ne, Mg	Na	0.8	10^3
Ne	O, Mg	Al, P	1.5	3
O	Si, S	Cl, Ar K, Ca	2.0	0.8
Si	Fe	Ti, V, Cr Mn, Co, Ni	3.5	1 week

(Credit: S. Woosley, <https://www.ucolick.org/~woosley/ay112-14/lectures/>)



The evolution and explosion of massive stars

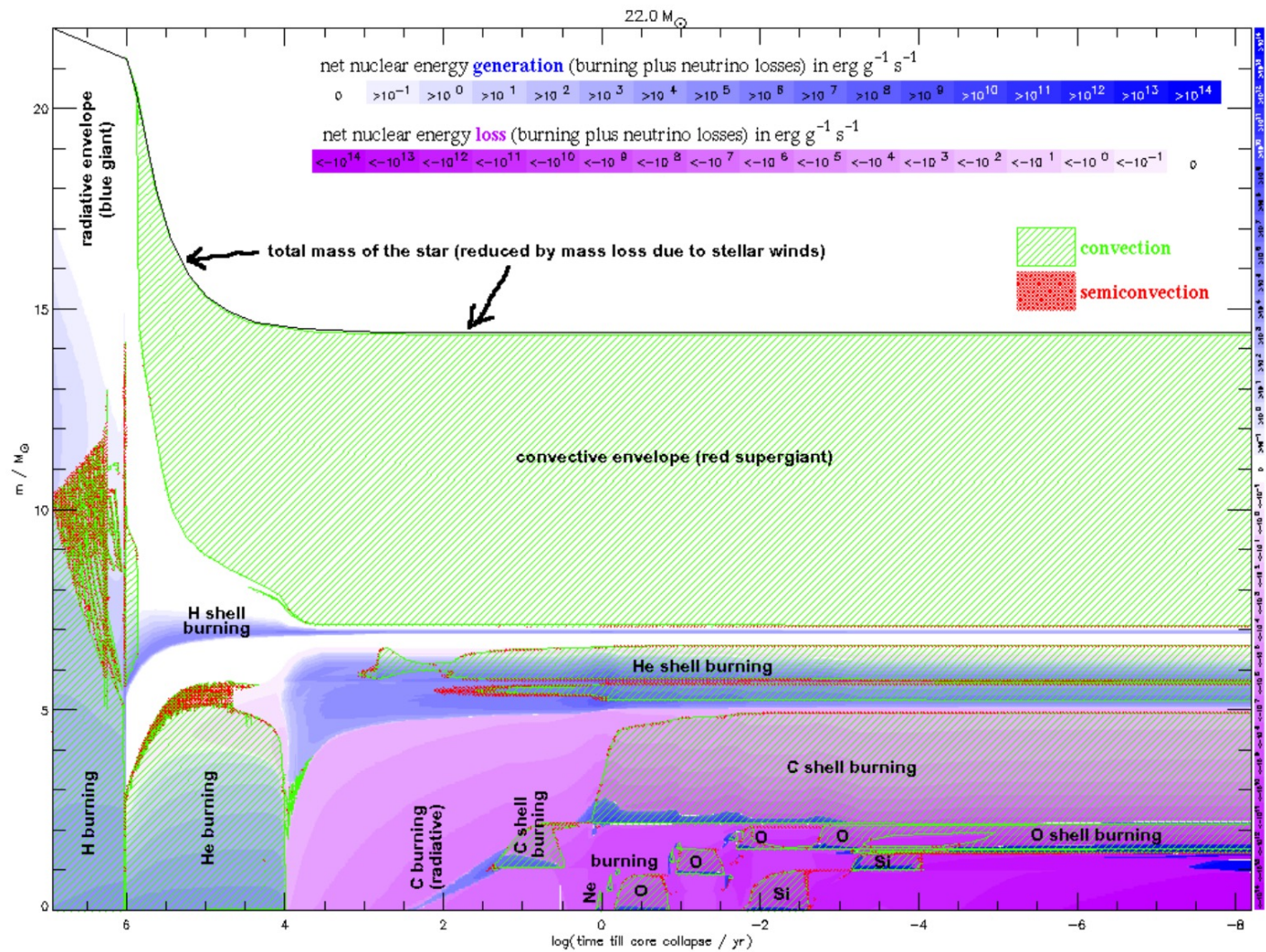
S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver

Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 – Published 7 November 2002

«Like all true stars, massive stars are gravitationally confined thermonuclear reactors whose composition evolves as energy is lost to radiation and neutrinos. Unlike lower-mass stars ($M < \sim 8 M_{\text{solar}}$), however, no point is ever reached at which a massive star can be fully supported by electron degeneracy. Instead, the center evolves to ever higher temperatures, fusing ever heavier elements until a core of iron is produced. The collapse of this iron core to a neutron star releases an enormous amount of energy, a tiny fraction of which is sufficient to explode the star as a supernova. ...»

During the later stages of burning, energy is lost to neutrinos: most of the star's energy, by the time carbon burning starts.

Fuel	Temperature(K)	Time (y)	photon luminosity (J/s)	neutrino luminosity (J/s)
Hydrogen	40 million	7,000,000	2.7×10^{31}	–
Helium	200 million	500,000	5.3×10^{31}	$< 1.0 \times 10^{29}$
Carbon	600 million	600	4.3×10^{31}	7.4×10^{32}
Neon	1.2 billion	1	4.4×10^{31}	1.2×10^{36}
Oxygen	1.5 billion	0.5	4.4×10^{31}	7.4×10^{36}
Silicon	2.7 billion	1 day	4.4×10^{31}	3.1×10^{38}



Credit: A. Heger, <https://2sn.org/stellarevolution/explain.gif>

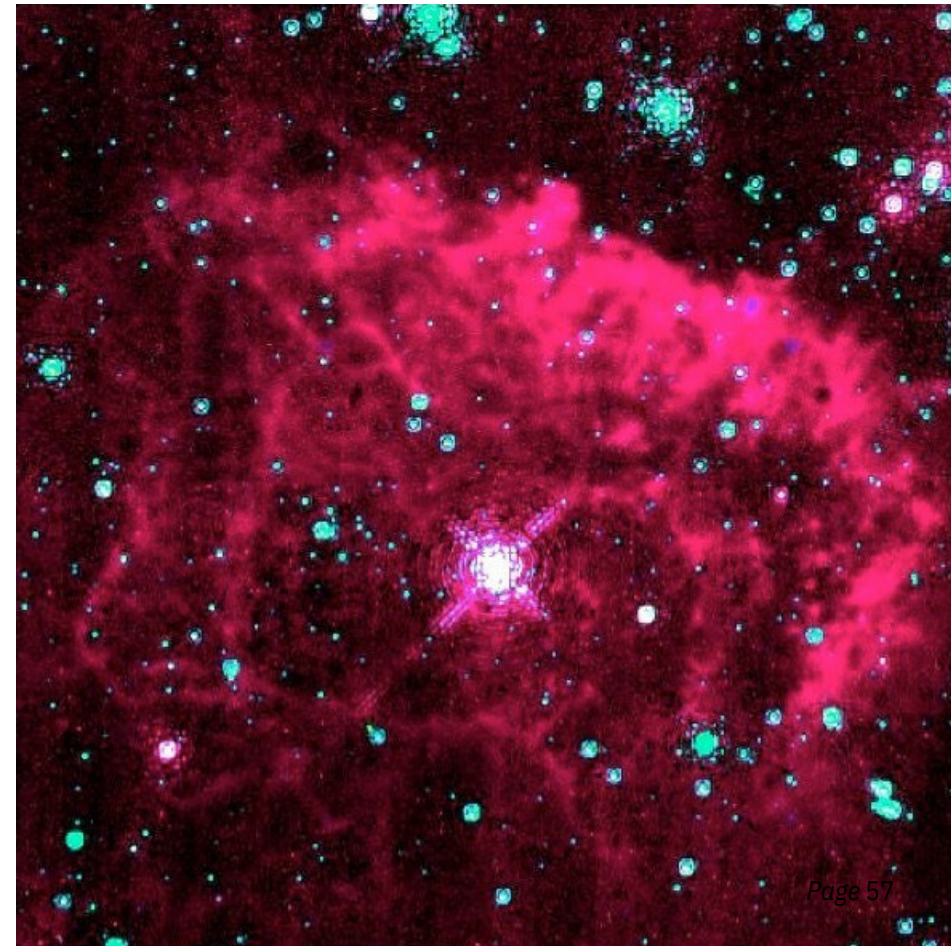
Mass loss

One major complication in understanding the evolution of massive stars is that they lose large amounts of mass at many stages of their life. Hot stars emit a continuous outflow of matter from their surfaces as a *stellar wind*.

Our own Sun has a solar wind which reaches speeds of 400–700 km/s with a mass loss rate of about 10^{-14} solar masses per year. Over a ten billion year lifespan, at this rate the Sun will lose about 0.01% of its mass to the solar wind.

By contrast, the winds from hot stars can be a billion times stronger, losing up to 10^{-5} solar masses per year at speeds of up to 3000 km/s. This means that even during the much shorter lives of the stars (a few million years), they can lose on the order of half or more of their mass.

The “Pistol Nebula” and its central star, which may have weighed up to 200 times the mass of the Sun before shedding much of its mass in violent eruptions.





The Bubble Nebula, NGC 7635, is being pushed out by the stellar wind of massive central star BD+602522, which has a mass about 40 times the mass of the Sun. The bubble is about 3 parsecs (10 ly) across.

Come perdono massa le stelle più massicce?

Cosa produce tale perdita di massa visto che queste stelle, a differenza del Sole, dove una piccolissima perdita di massa avviene a causa della convezione in fotosfera, hanno inviluppi radiativi?

Consideriamo l'equilibrio di pressione

$$\frac{dP}{dR} = -\frac{GM\rho}{R^2}$$

e la pressione di radiazione in assenza di convezione soddisfa

$$\frac{dP_{rad}}{dR} = -\frac{kL\rho}{4\pi cR^2}$$

che si ottiene sostituendo :

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{k\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}$$

all'interno della derivata di

$$P_{rad} = \frac{1}{3} a T_c^4$$

Per cui ottengo

$$\frac{dP_{rad}}{dP} = \frac{kL}{4\pi GMc}$$

da cui si vede che $\frac{dP_{rad}}{dP} < 1$ essendo $P = P_{rad} + P_{gas}$

perciò alla superficie della stella abbiamo che

$$L_s < \frac{4\pi c G M_s}{k_s} = \text{Luminosità di Eddington}$$

questo limite può essere raggiunto $P_{rad} \gg P_{gas}$

Nelle stelle massive P_{rad} è importante e la loro luminosità è una frazione non trascurabile della luminosità di Eddington. Assumendo una perdita di massa dM_s/dt , questa deve lasciare la stella di massa M_s almeno alla $v_{esc} = (2GM/R)^{1/2}$ per cui la perdita di

energia sarà
$$L_{\dot{M}} = \frac{GM_s \dot{M}_s}{R_s}$$

Se definiamo la L_s come una frazione λ della Luminosità di Eddington abbiamo:

$$\frac{L_{\dot{M}}}{L_s} = \frac{k_s \dot{M}_s}{4\pi \lambda c R_s}$$

che è un rapporto osservativamente < 1 ma non di molto.

LINE DRIVEN winds

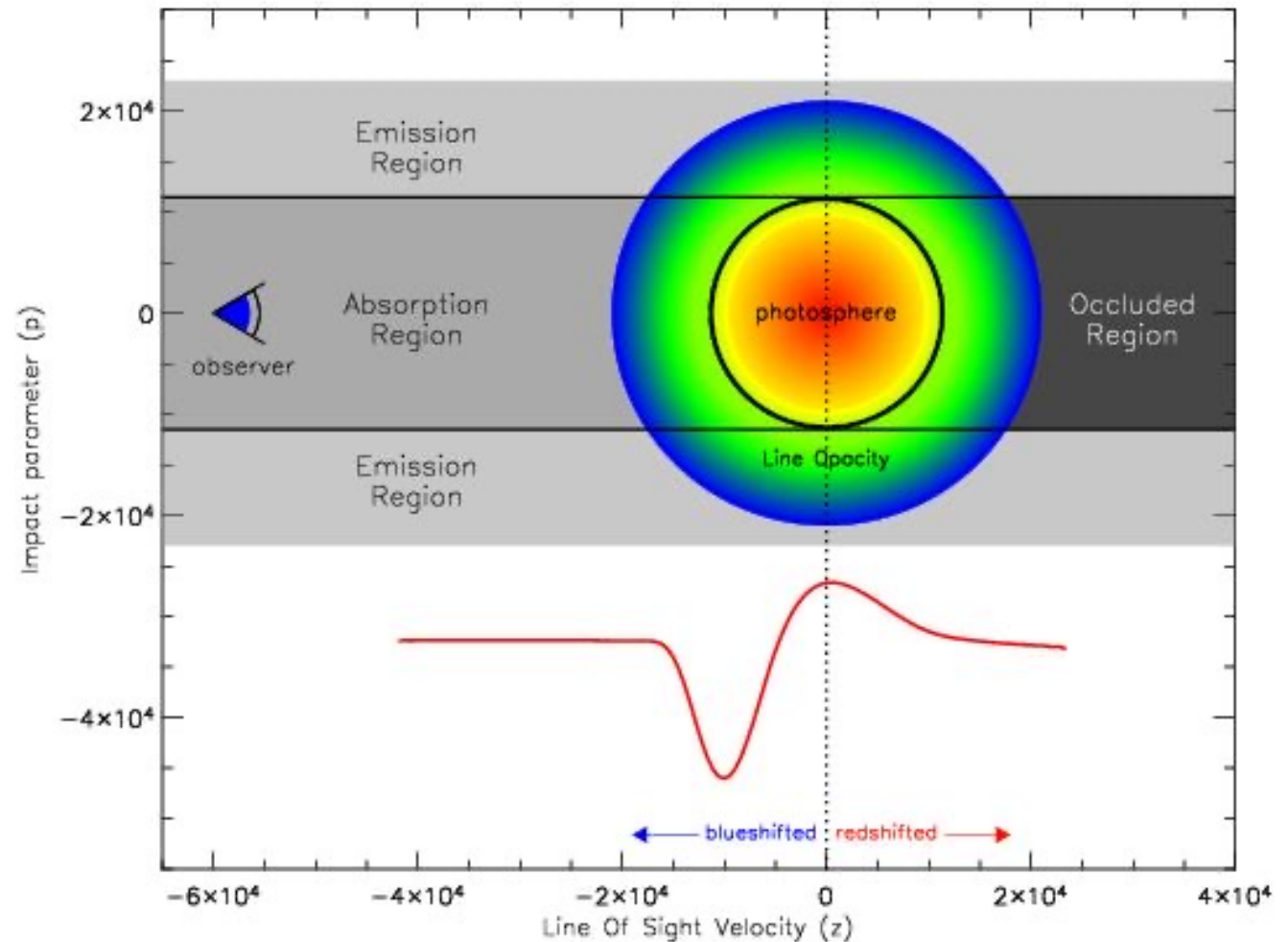
Nell'atmosfera esterna della stella si trovano atomi nel giusto stato di ionizzazione ed eccitazione per poter assorbire radiazione ad una frequenza vicina a quella di massima emissività della stella.

Statisticamente ci sarà un guadagno netto di momento verso l'esterno. Gli atomi responsabili per l'assorbimento della radiazione devono poi trasferire il loro momento attraverso collisioni alla materia circostante, così che la materia, come un tutt'uno, deve possedere momento sufficiente per uscire dalla stella.

Nelle atmosfere delle stelle massicce H ed He sono completamente ionizzati e quindi gli atomi assorbitori sono quelli dei metalli.

Misure di mass loss

Spesso le stelle massive mostrano profili di P Cygni nelle loro linee spettrali. Questi profili sono composti da una componente di assorbimento (P) e una componente di emissione (Cygni). La componente di assorbimento indica il materiale che si muove verso l'osservatore, mentre la componente di emissione indica il materiale che si sta allontanando.

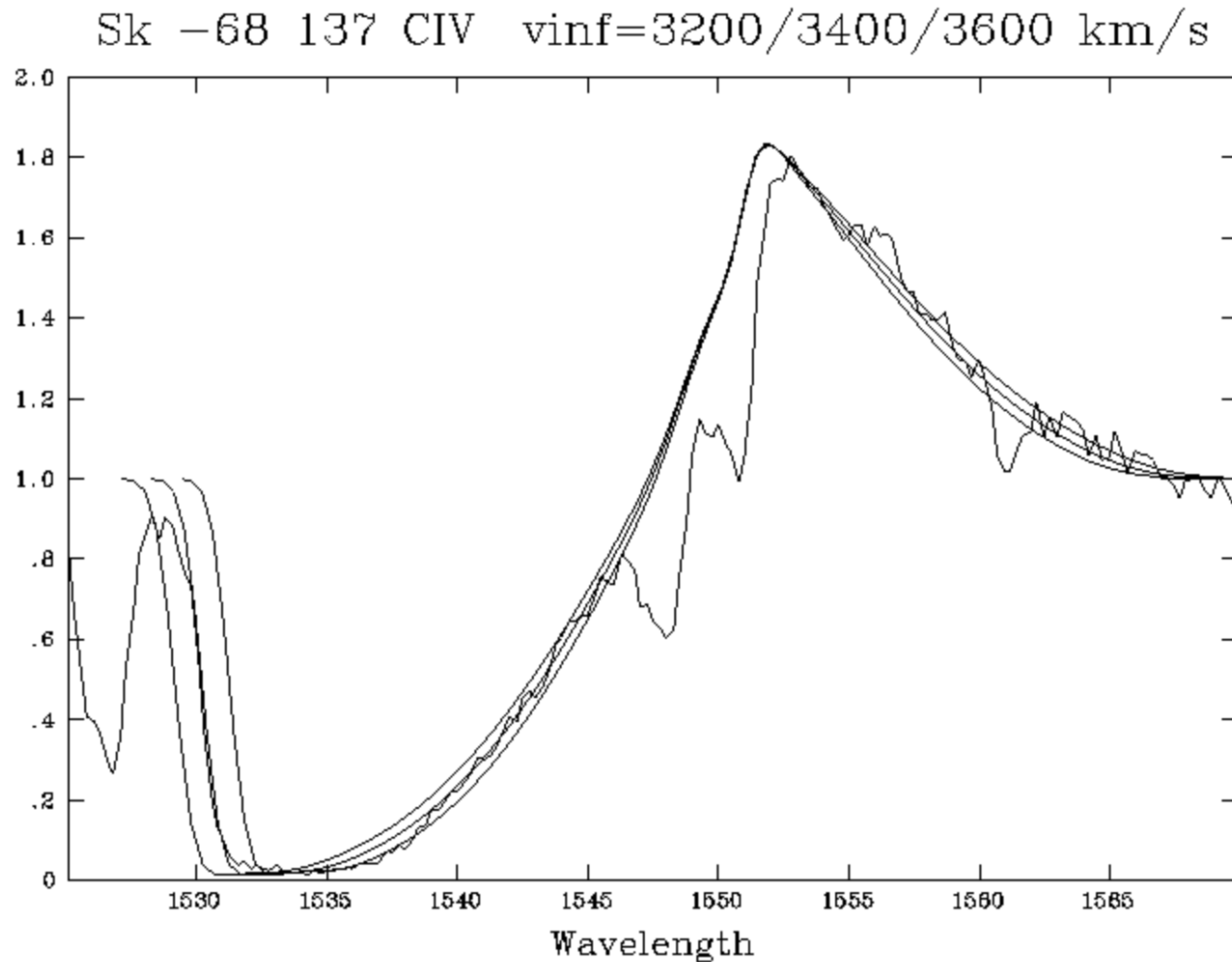


Misure di mass loss

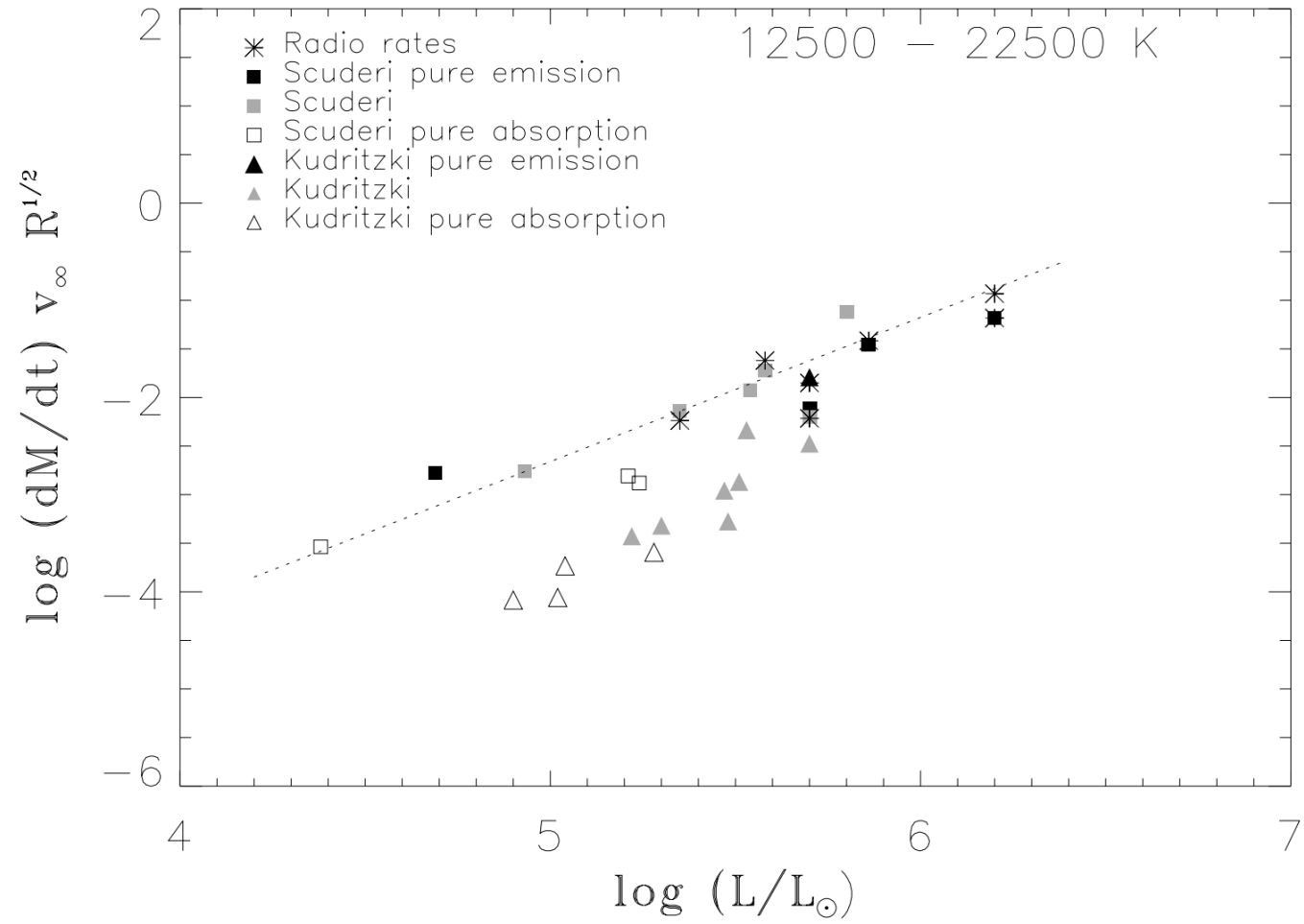
Esempio di misura di velocità da Kudritzki (1998) per una stella O3 in LMC.

$$\dot{M} = 4\pi\rho(R)v(R)R^2 =$$

Se sappiamo densità e Flux raggio abbiamo una stima ma spesso non banale passare da velocità a mass loss



Dati Osservativi



EVOLVED MASSIVE STARS II: HOT TYPES

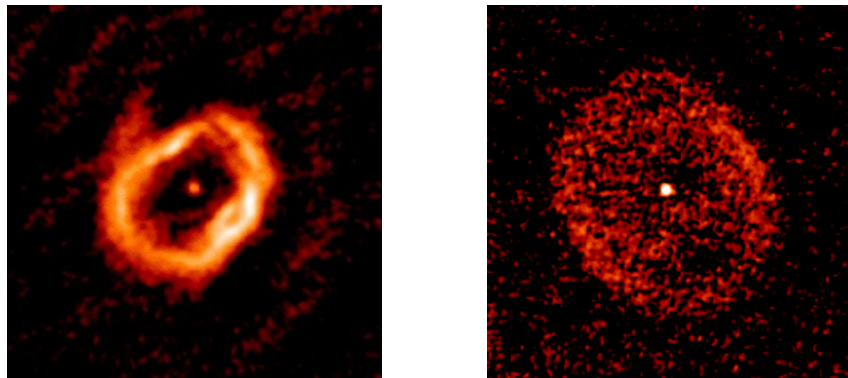
Wolf-Rayet star (WR): He-burning massive stars with very strong emission lines of He in their spectra, caused by very strong winds. WN (WR with N) and WC (with C lines) are exposed He cores of massive stars that have lost their H envelopes through prior mass loss. *Examples:* γ^2 Vel, EZ CMa.

Luminous blue variable (LBV): A group of evolved massive stars that exhibit eruptive mass loss or irregular variability. A union of various subtypes, including giant eruptions (η Car variables), S Dor variables, α Cyg variables, P Cygni stars, Hubble-Sandage variables, etc. Most have strong winds and strong emission-line spectra. Candidate LBVs are stars that have similar spectra and/or dust shells, but have not yet been seen to exhibit variability. *Examples:* η Car, P Cygni, AG Car, S Dor, HR Car.

Blue supergiant (BSG): Post-MS massive stars with B spectral types. The relative number of BSGs in observed HR diagrams of stellar populations is not well understood. *Examples:* Sk-69 202, Sher 25, SBW1.

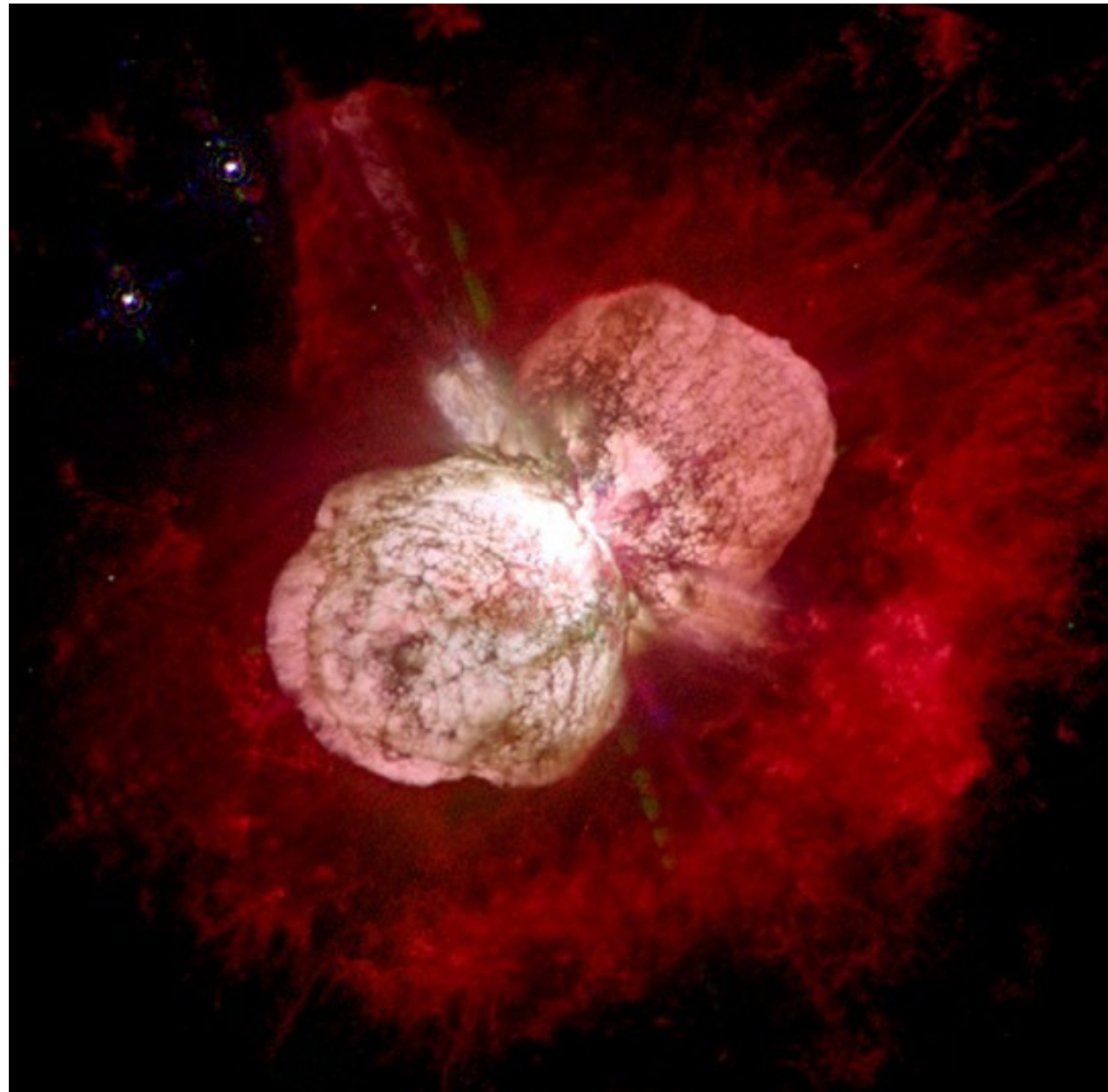
Be and B[e] stars: B-type stars with strong and usually time-variable emission lines, often showing evidence for disk-like circumstellar material. Be stars are rapid rotators, possibly resulting from increased angular momentum through mass accretion in binaries. The B[e] stars have strong forbidden line emission and IR excess from dust that are thought to arise in a circumstellar disk or torus. Some are high-luminosity evolved supergiants similar to LBVs. *Examples:* γ Cas (Be), R4 in the SMC (B[e]).

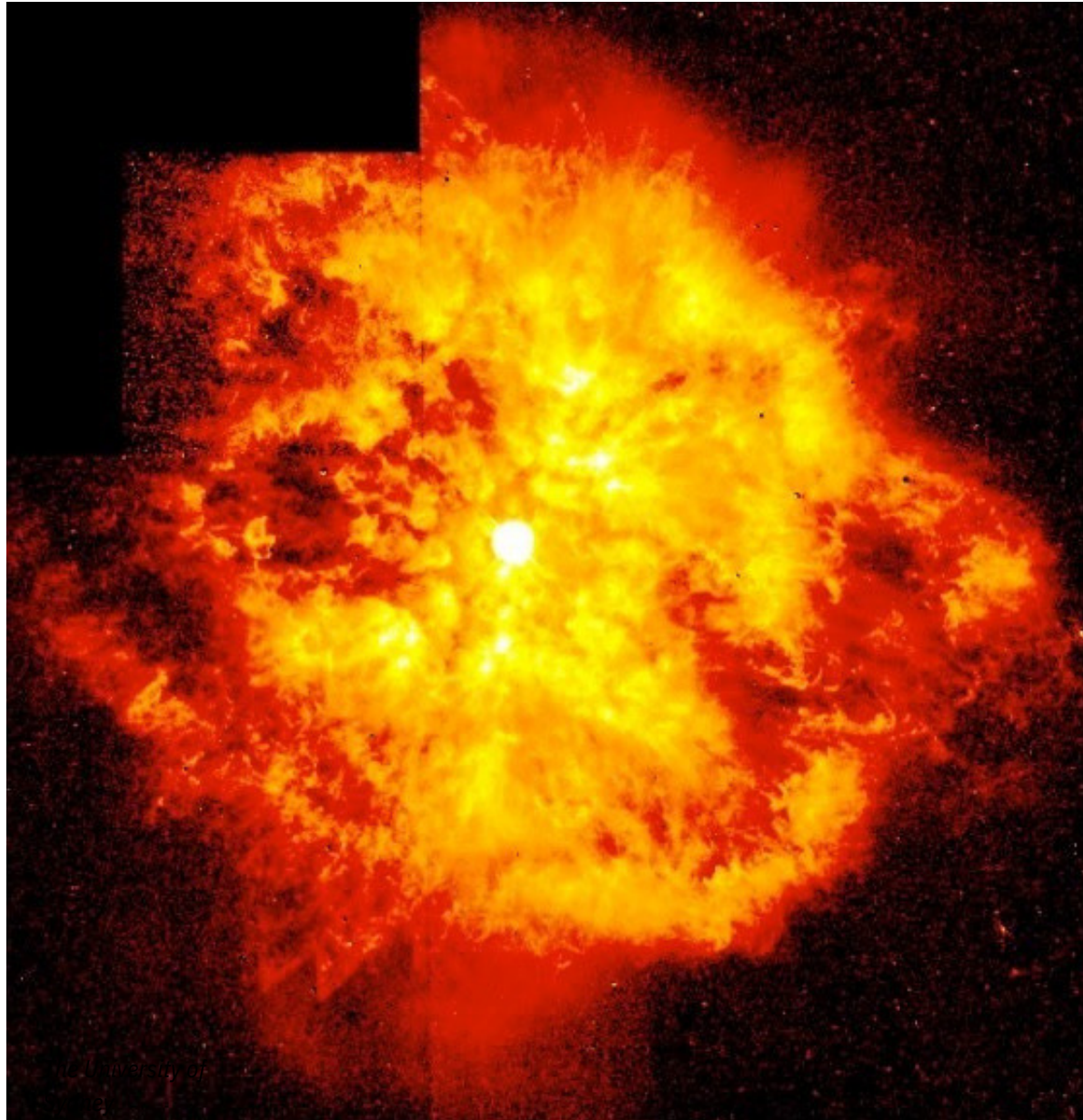
Very massive stars, with initial masses greater than 40 solar masses, become *luminous blue variables* after leaving the main sequence. During this phase, which lasts for perhaps 40,000 years, the stars are highly variable and losing mass through strong winds. At minimum brightness they appear as blue B-type supergiants; during outburst they are much redder. Every few centuries they have sudden giant eruptions, ejecting large amounts of mass.



Radio images of two luminous blue variables, AG Carinae and Henize 3–519, showing rings of emission from mass lost during major eruptions.

Eta Carinae is the most famous luminous blue variable. During the 1840s it brightened by 4 magnitudes, becoming one of the brightest stars in the sky. Hubble images show two huge bubbles of gas, remnant of the expulsion of about a solar mass of material.



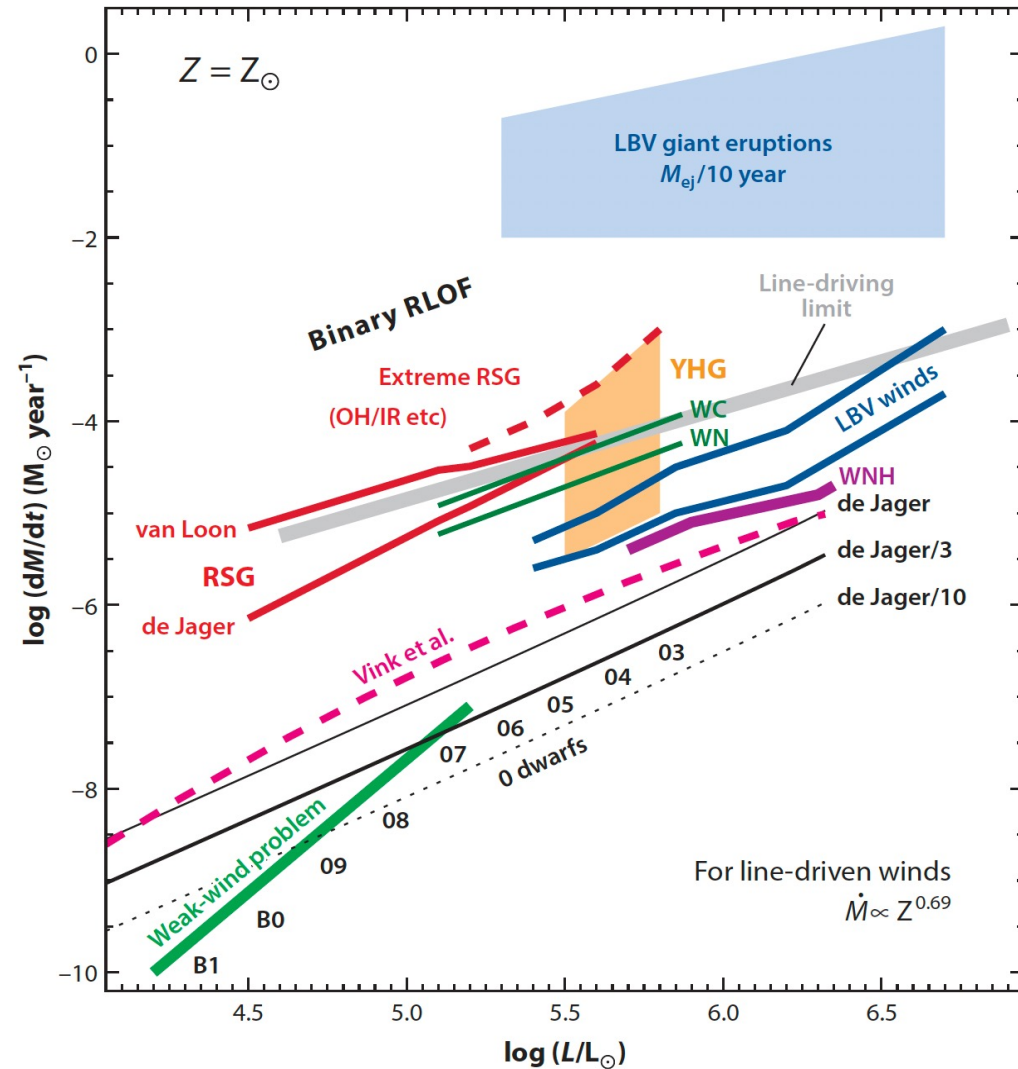


Wolf-Rayet stars represent the most extreme stage of mass loss in the life of a massive star: the star has lost so much mass that they are actually exposing the underlying layers which have already undergone nuclear fusion.

HST image of the Wolf-Rayet star WR124, showing the star surrounded by hot clumps of gas being ejected at high speed.

A number of different prescriptions for wind mass loss used in models, as well as typical observed ranges of mass-loss rates for a number of different types of stars. For O-type stars, the theoretical rates from the prescription by Vink et al. (2001) are shown, along with “standard” observational rates using the prescription by de Jager et al. (1988), as well as these same prescriptions divided by factors of 3 and 10 for comparison.

The green line labeled “weak-wind problem” refers to lower mass-loss rates for late O-type and early B-type MS stars. Rates for nitrogen-sequence Wolf-Rayet (WN) and carbon-sequence Wolf-Rayet (WC) stars are from Crowther (2007). Red supergiant (RSG) mass-loss prescriptions are from de Jager et al. (1988) and van Loon et al. (2005), as indicated. For yellow hypergiants (YHGs), see de Jager (1998). For ‘M corresponding to normal winds of luminous blue variables (LBVs), values were compiled from a number of studies (Hillier et al. 2001, Vink & de Koter 2002, Smith et al. 2004, Groh et al. 2009). For LBV eruptions, the “rates” shown are calculated from total masses observed in LBV circumstellar shells (Smith & Owocki 2006) divided by a nominal eruption duration of 10 years. For “binary RLOF,” an order-of-magnitude value for the strongest mass-transfer rates expected in brief RLOF (Roche-lobe overflow) phases is noted, although the mass-transfer or mass-loss rate can be much less for slow mass transfer or possibly more for dynamical common-envelope ejection events; see references in the text, especially the review by Langer (2012).



Prescrizioni di mass loss per stelle calde (dei primi tipi spettrali)

Per stelle massicce (quelle che abbiamo visto fino ad adesso) abbiamo tipicamente come visto leggi di potenza del tipo

$$\dot{M}_{\text{loss}} = L^a$$

o più in generale

$$\dot{M}_{\text{loss}} = F(M, L, R, Z)$$

e generalmente collegato a pressione di radiazione

Prescrizioni di mass loss per evolute (giants e supergiants)

Cosa induce perdita di massa nelle stelle fredde?

- pressione di radiazione sui grani di **polvere** e molecole
- perdita di massa di tipo solare, ovvero indotta dalla **pressione** del gas caldo
- perdita di massa causata da **onde d'urto**

Parametrizzata $\dot{M} = \frac{\eta \cdot 10^{-13} L}{gR}$ con η parametro di Reimers (0.3-3)

oppure con $\dot{M} = \frac{\eta_{FR} L_a}{gR}$ (Fusi Pecci e Renzini) con $\eta_{FR} = 8 \cdot 10^{-4}$ e

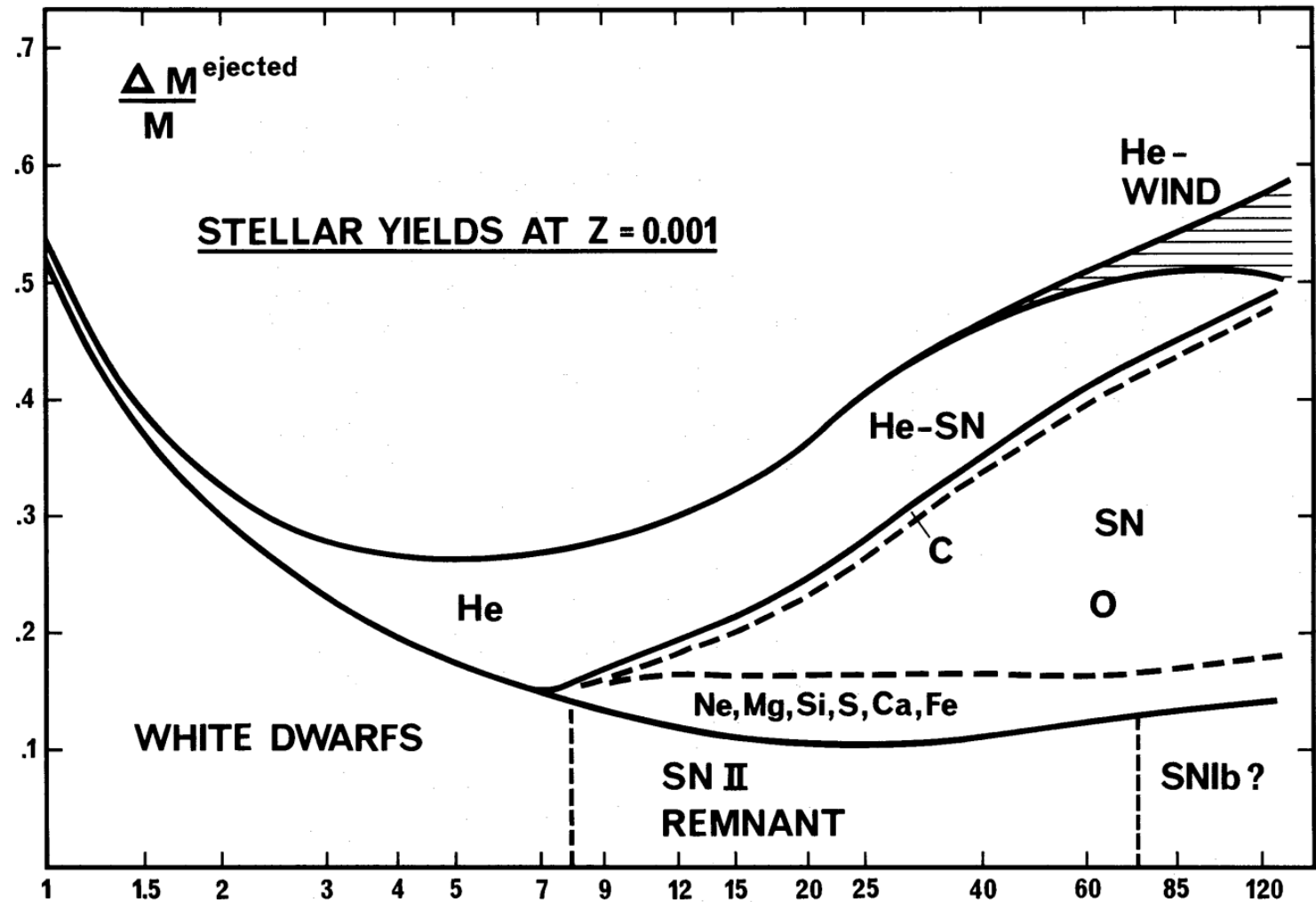
L_a luminosità acustica

Mass loss has a strong implications for the evolution of the star. Reducing the mass of the star reduces the pressure and temperature in the interior, which can reduce the mass of the core.

The amount of mass lost in these stages of a star's life essentially determines what its ultimate **fate** is and we note here that most of the uncertainty in what mass of star leads to **what kind remnant** is because of the uncertainty in how much mass is lost by the time the star ends its life.

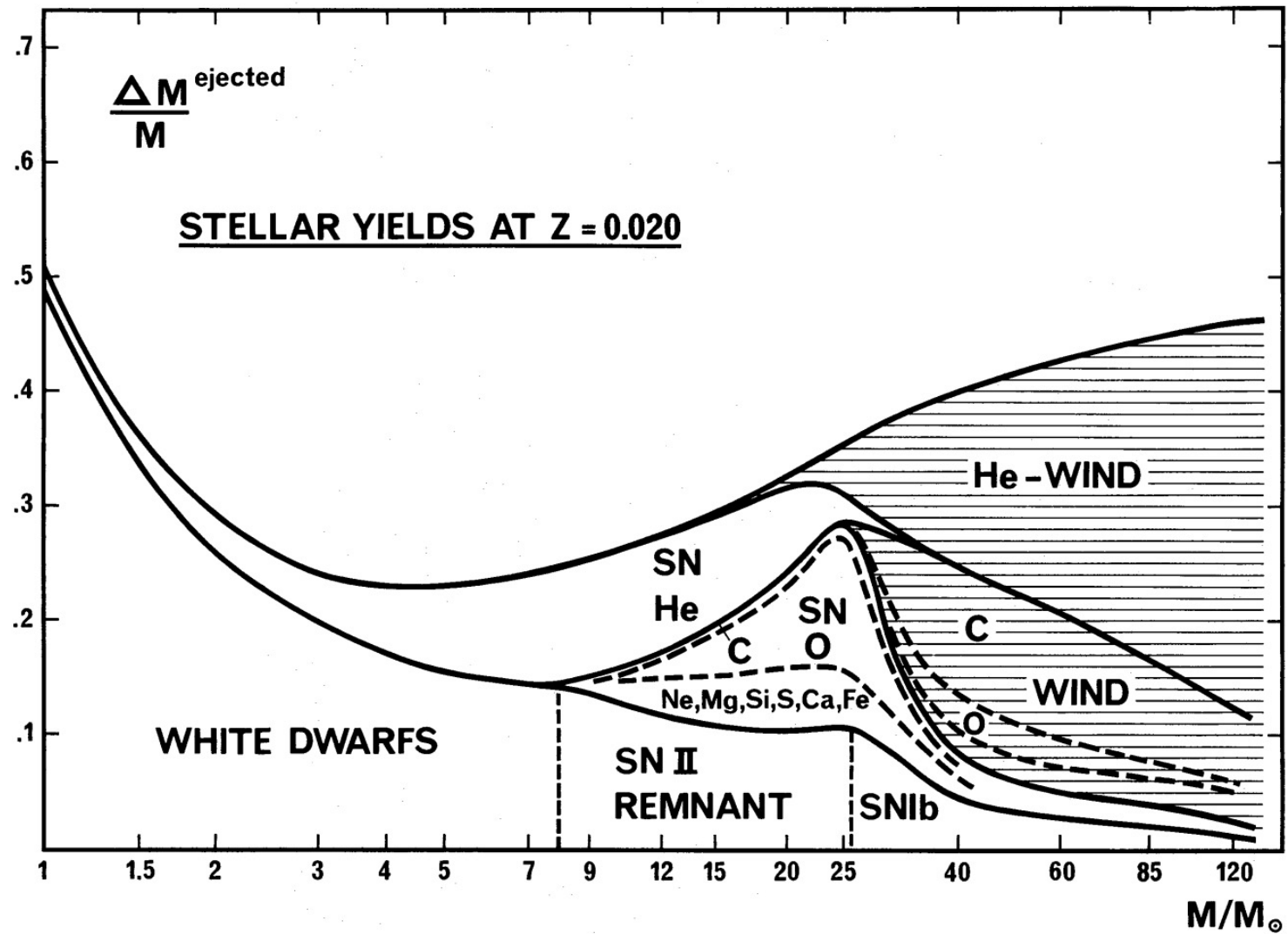
Maeder 1992

a bassa metallicità
poca mass loss!!

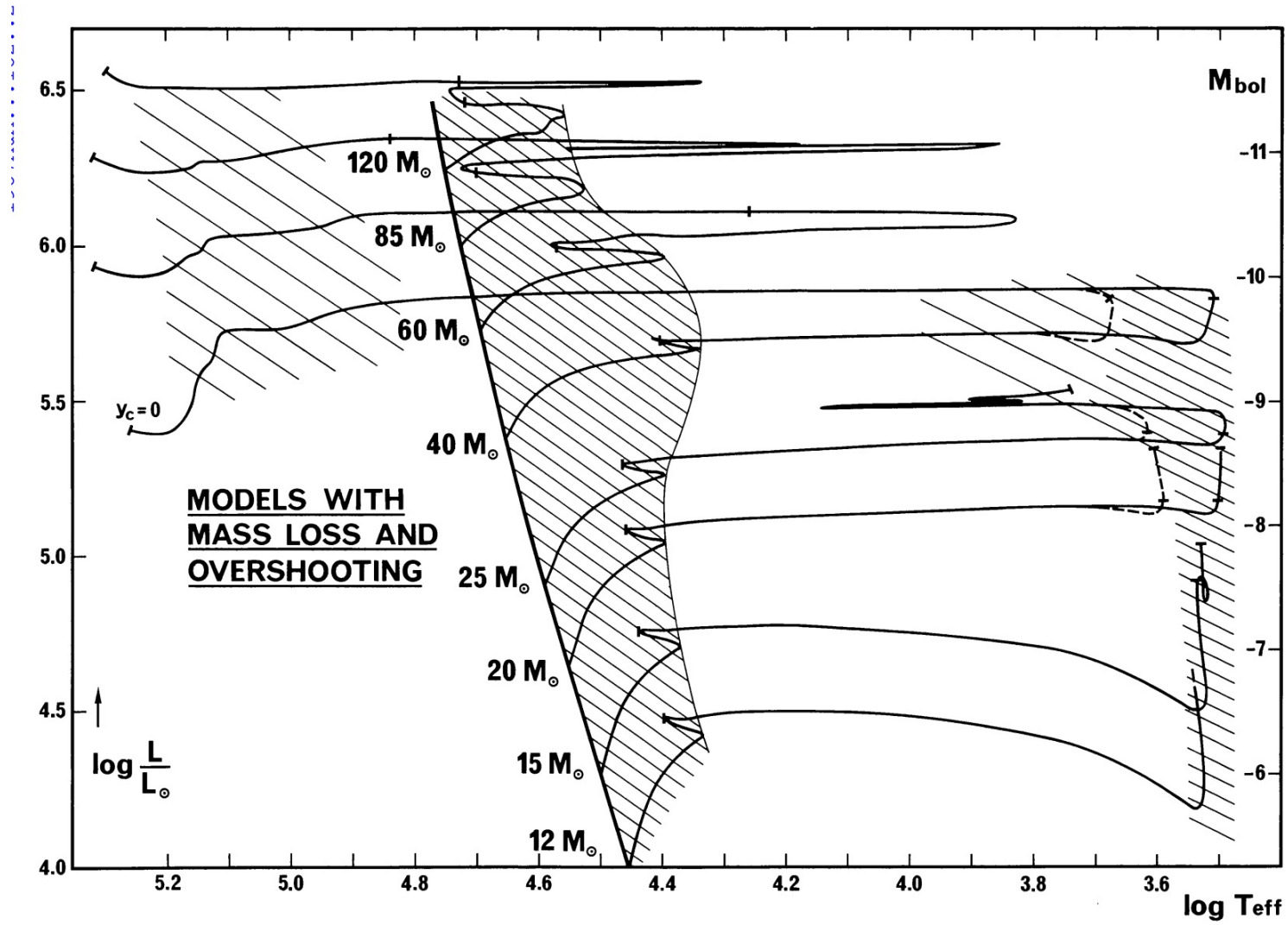


Maeder 1992

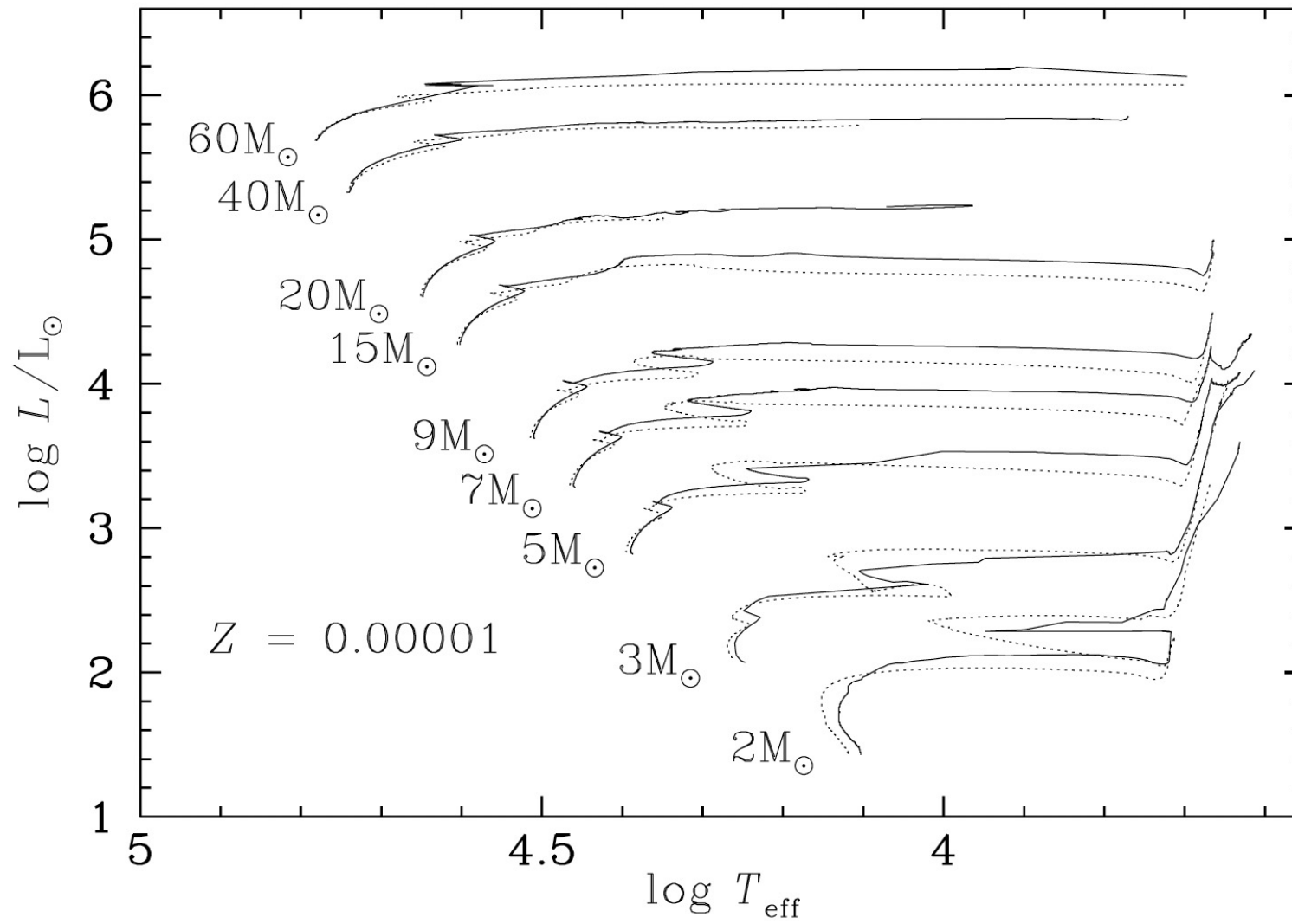
Vediamo l'impatto
a metallicità solare
stelle massicce
producono
elementi chimici in
maniera molto
diversa!



Maeder

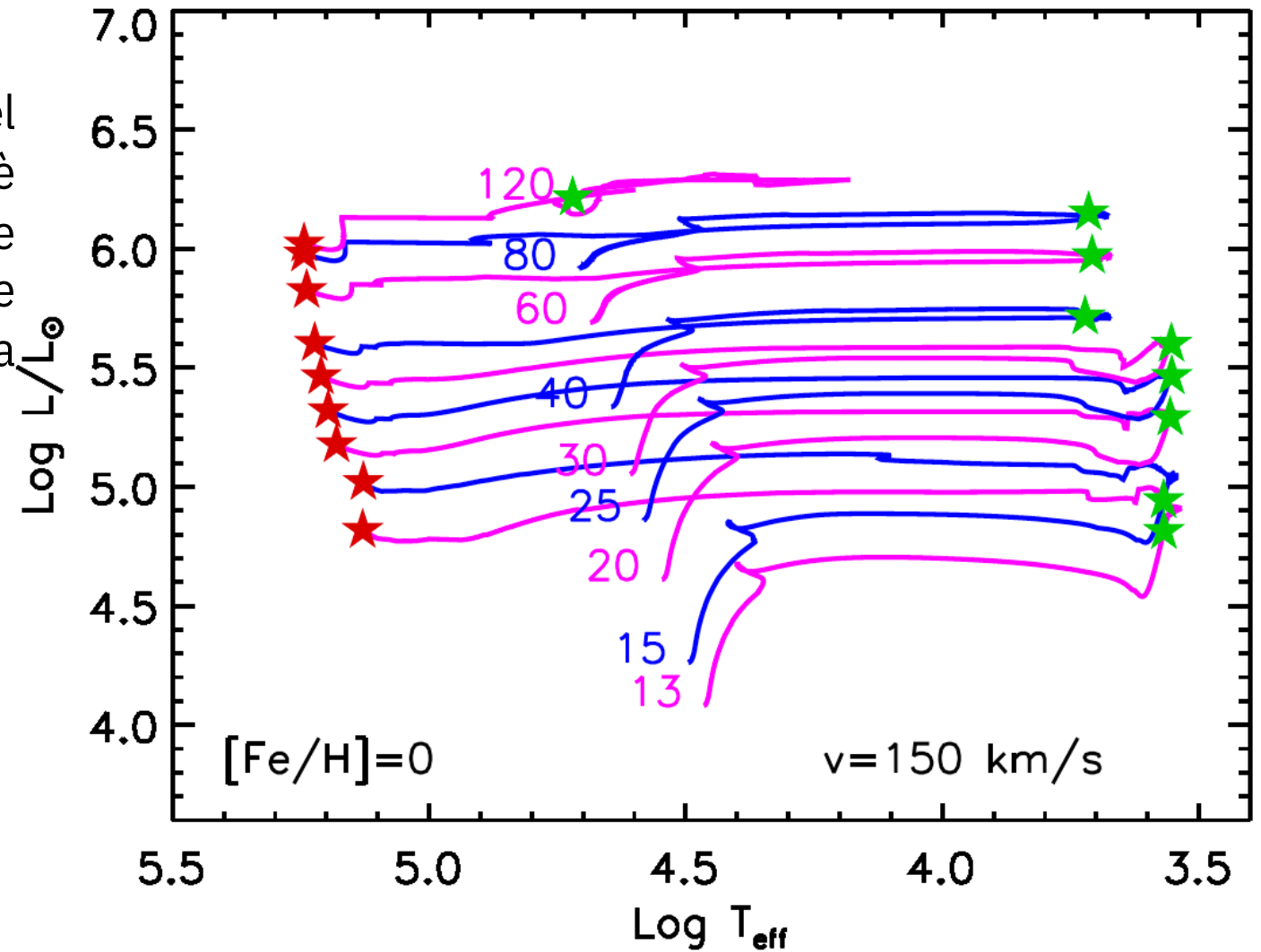


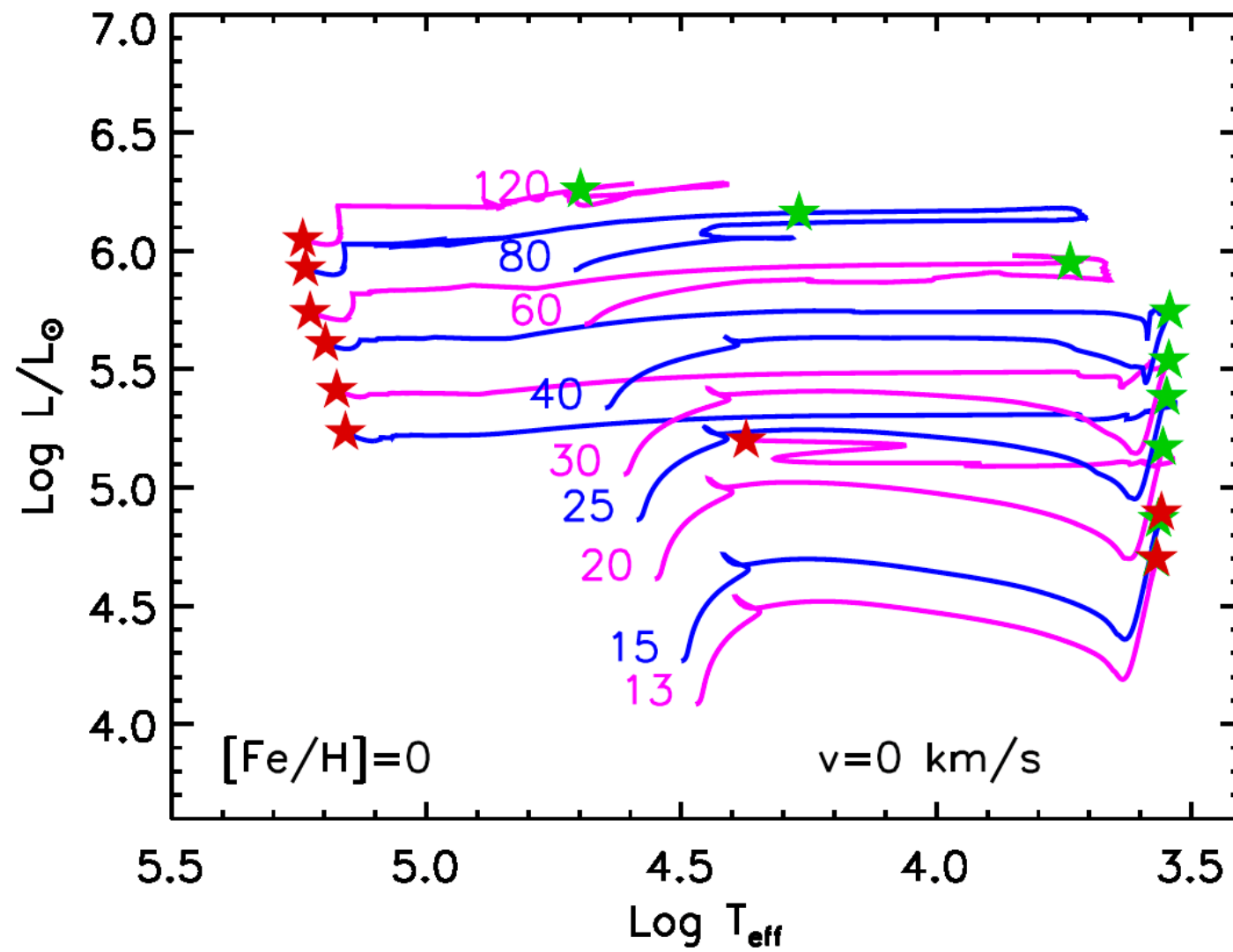
Rotazione Meynet & Maeder 2002



Rotazione Limongi 2018

Cruciale esplodere nel rosso, SN 1987a è esplosa nel BLU (mentre modelli senza rotazione esplodono nel rosso a 20Msun).





La rotazione tende a

- 1) **abbassare la gravita' superficiale** a causa della forza centrifuga e del trasporto di momento angolare, e questo rende la traccia piu' rossa,
- 2) il mescolamento indotto dalla rotazione che ha l'effetto di aumentare le dimensioni della zona dove si e' consumato l'idrogeno e questo fa si' che la traccia si trovi a luminosita' maggiori e temperature minori. Allo stesso tempo l'involuppo radiativo viene arricchito in He, e cio' riduce l'opacita'e rende la traccia piu' **luminosa e piu' blu**.
- 3) Stelle massive rotanti producono **N primario** grazie alla rotazione: la stella deve possedere un nucleo di bruciamento di He ed una densa e longeva shell (guscio) dove brucia l'H, allora la diffusione ed il trasporto di C fresco dal nucleo al guscio fa produrre N primario a partire dal C fresco attraverso il bruciamento dell'H con il ciclo CNO.

Il Destino del mantello è di venire espulso in una forte esplosione

→ SN II o SN Ib o SN Ic

- **Perché avviene l'esplosione? Ci stiamo arrivando (vedere lavori di Janka MPA), comunque sono fondamentali i neutrini così come gli effetti di NON simmetria (simulazioni 1d non riescono ad esplodere).**

Il Destino del mantello è di venire espulso in una forte esplosione

→ SN II o SN Ib o SN Ic

- **Perché avviene l'esplosione? Ci stiamo arrivando (vedere lavori di Janka MPA), comunque sono fondamentali i neutrini così come gli effetti di NON simmetria (simulazioni 1d non riescono ad esplodere)**
- **Durante l'esplosione tutti i metalli prodotti nella sua vita vengono espulsi nel mezzo interstellare e danno luogo alla**
- **EVOLUZIONE CHIMICA della GALASSIA**



[Submitted on 12 Jun 2012]

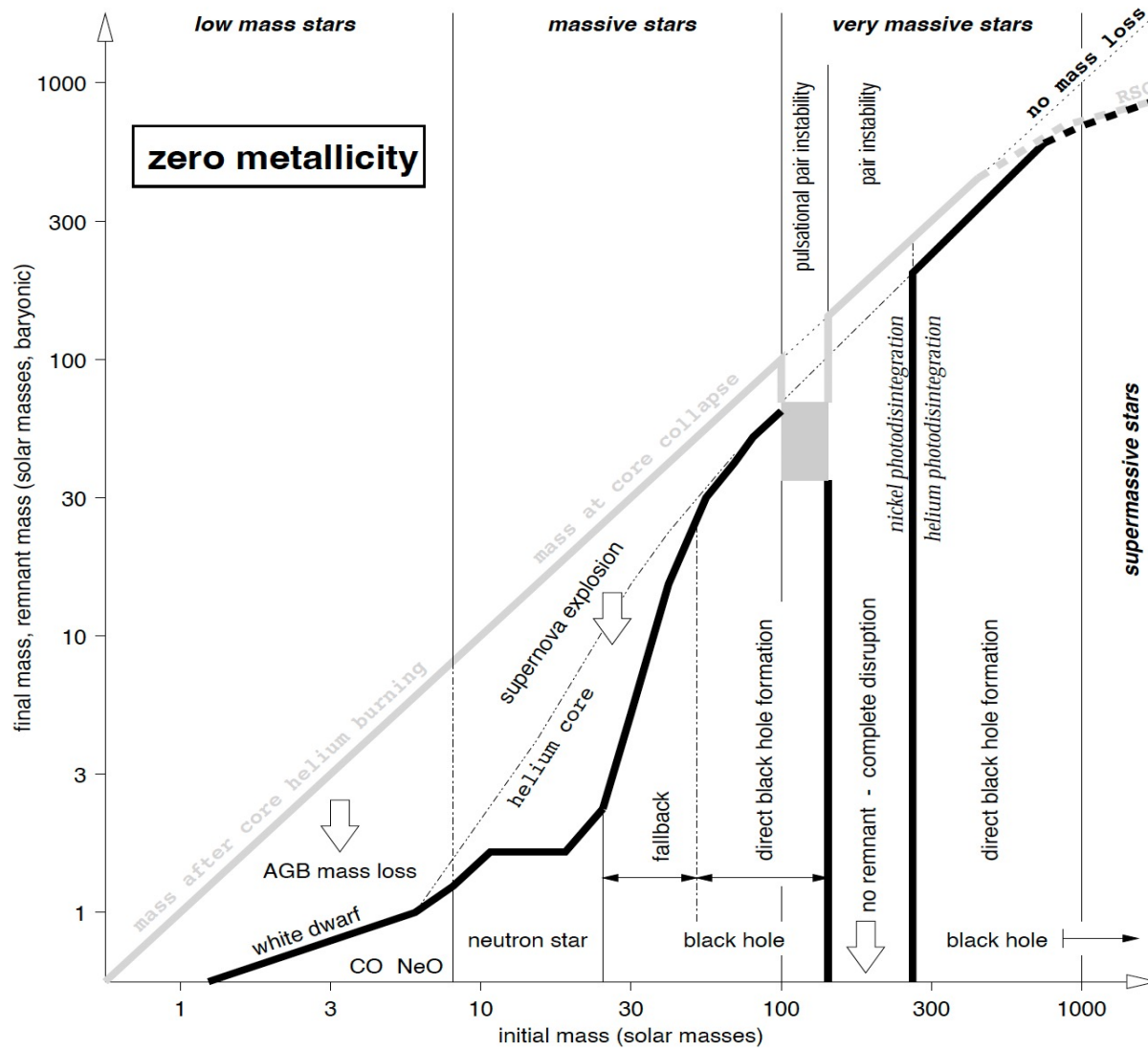
Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae

[H.-Thomas Janka](#) (Max Planck Institute for Astrophysics, Garching)

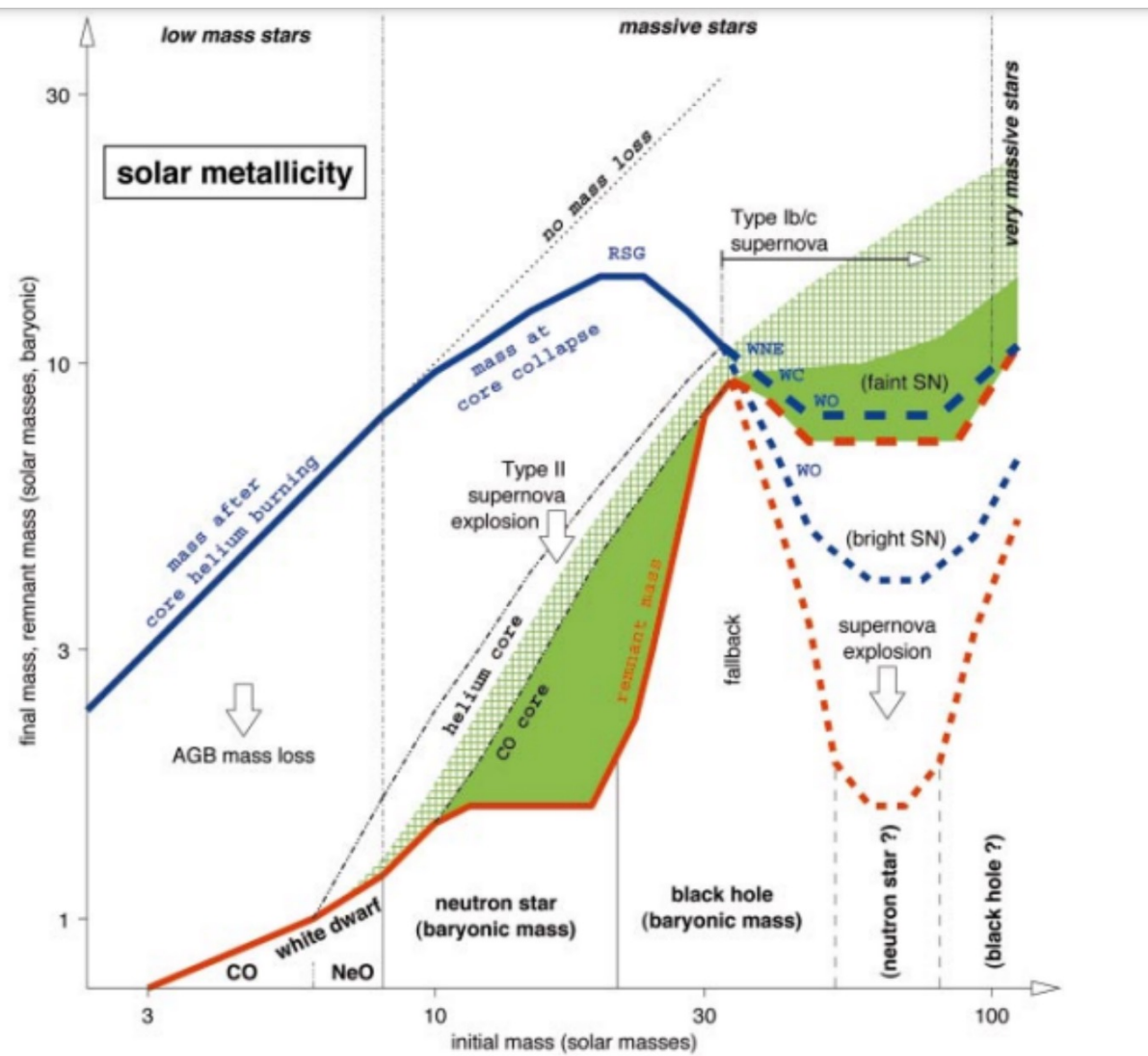
Supernova theory, numerical and analytic, has made remarkable progress in the past decade. This progress was made possible by more sophisticated simulation tools, especially for neutrino transport, improved microphysics, and deeper insights into the role of hydrodynamic instabilities. Violent, large-scale nonradial mass motions are generic in supernova cores. The neutrino-heating mechanism, aided by nonradial flows, drives explosions, albeit low-energy ones, of ONeMg-core and some Fe-core progenitors. The characteristics of the neutrino emission from new-born neutron stars were revised, new features of the gravitational-wave signals were discovered, our notion of supernova nucleosynthesis was shattered, and our understanding of pulsar kicks and explosion asymmetries was significantly improved. But simulations also suggest that neutrino-powered explosions might not explain the most energetic supernovae and hypernovae, which seem to demand magnetorotational driving. Now that modeling is being advanced from two to three dimensions, more realism, new perspectives, and hopefully answers to long-standing questions are coming into reach.

Destino di una stella

HEGER & WOOSLEY



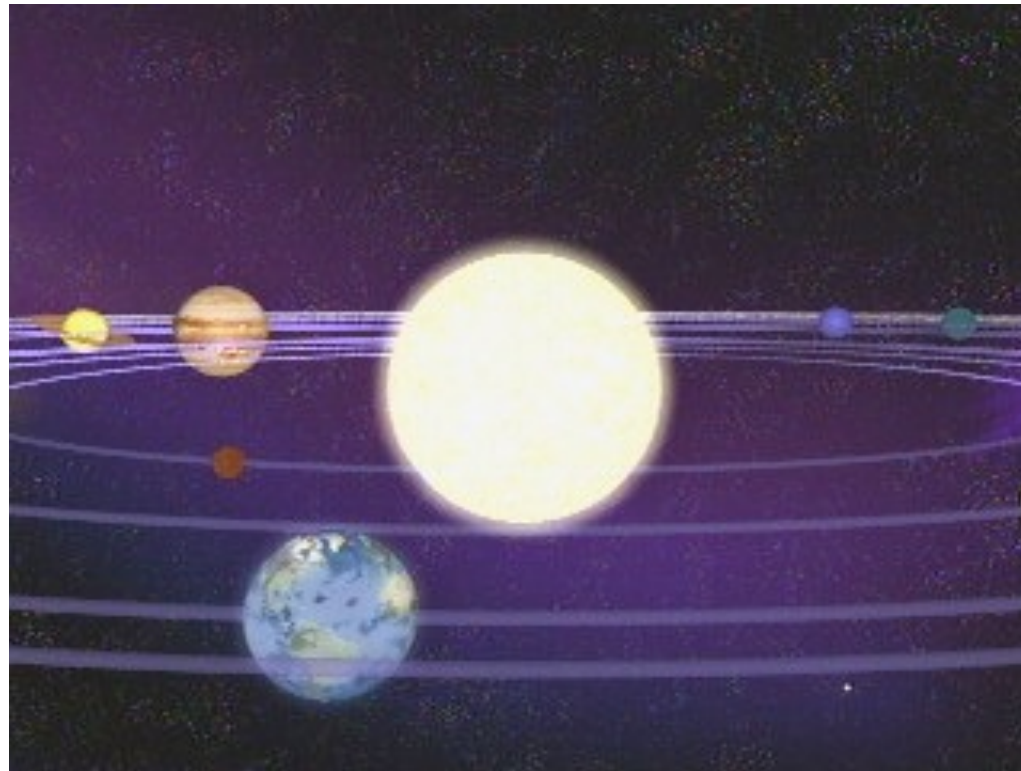
Destino di una stella



Credit: Woosley, Heger & Weaver (2002)

The final fate of the Earth

Mass loss is also vital for determining the final fate of the Earth. As the Sun ages, it will expand and become a red giant.



The final radius the Sun reaches is important. However, as the Sun loses mass, its gravitational pull on the planets weakens, and their orbits expand.

Will they expand enough to keep ahead of the expanding photosphere, or will they be engulfed?



Recent calculations* suggest that although the Sun's outer surface may not quite reach Earth, tidal interaction between the Earth and the giant Sun will drag the Earth inwards, to be engulfed by the Sun.

This will take place just before the Sun reaches the tip of the RGB, around 7.59 ± 0.05 Gyr from now.

In any case, the Earth is likely to become uninhabitable long before that point is reached.