

EVOLUZIONE STELLARE

– Prima parte –

- *Nubi molecolari interstellari e loro caratteristiche*
- *Il collasso: condizioni iniziali, fase isoterma e fase adiabatica*
- *L'innesco delle reazioni nucleari*
- *Evoluzione nella sequenza principale e l'esaurimento dell'idrogeno*

LE NUBI INTERSTELLARI - 1

Tutto comincia dalle nubi interstellari fredde ($T < 50 \text{ K}$), formate da gas (soprattutto H_2) e polveri.

Sono piuttosto comuni in buona parte delle galassie e hanno masse comprese tra 10^{-1} e $10^6 M_{\odot}$.

Nella Via Lattea seguono la stessa disposizione dei bracci a spirale.

Le più massicce risultano gravitazionalmente legate:

per $M \sim 10^6 M_{\odot}$ e $R \sim 100 \text{ a.l.}$ la velocità di fuga al bordo della nube è

$$v \sim \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{\frac{6,673 \cdot 10^{-11} \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{30}}{100 \cdot 9,46 \cdot 10^{15}}} \approx 12 \text{ km/s},$$

che è dello stesso ordine di grandezza delle più alte velocità di turbolenza osservate \rightarrow l'interno è dominato dalla gravità

LE NUBI INTERSTELLARI - 2

Per molte nubi esistono evidenze osservative di rotazione, con velocità angolari paragonabili al valore galattico

$$\Omega_{\text{gal}} \sim 10^{-15} \text{ rad/s.}$$

Vi sono anche diversi esempi di nubi dotate di campo magnetico, che alle basse temperature e densità tipiche dell'ambiente interstellare si trova accoppiato con le molecole del gas (campo “congelato”), seguendo il moto delle particelle.

In queste ipotesi la conservazione del flusso di campo magnetico fornisce la condizione $B \sim \rho^{2/3}$, che lega il campo alla densità.

*La presenza del campo magnetico tende ad **inibire** il collasso della nube*

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 1

La situazione è ben descritta dal teorema del viriale.

All'equilibrio il teorema prevede $2E_T + U = 0$ (E_T è l'energia cinetica delle molecole, U l'energia potenziale gravitazionale), ma il collasso tende a diminuire il momento di inerzia della configurazione e anche l'energia potenziale diventa più negativa (R diminuisce). Si ha quindi collasso per $2E_T + U < 0$, o anche

$$E_T < \left| \frac{U}{2} \right|$$

Consideriamo ora una nube di idrogeno molecolare inizialmente omogenea, con massa $M = 2Nm_p$, temperatura T e densità ρ .

Alle basse temperature tipiche dell'ambiente interstellare i gradi di libertà rotazionali, vibrazionali, eccetera del gas sono congelati, quindi scriveremo l'energia E_T come

$$E_T = \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} \cdot \frac{M}{2m_p} kT$$

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 2

Per l'energia gravitazionale potremo invece scrivere:

$$\begin{aligned} \left| \frac{U}{2} \right| &= -\frac{U}{2} = \frac{1}{2} G \int_0^M \frac{M(r) dM(r)}{r} = \frac{1}{2} G \int_0^R \frac{1}{r} \cdot \frac{4}{3} \pi \rho r^3 \cdot 4\pi \rho r^2 dr = \\ &= \frac{1}{2} G \frac{16}{3} \pi^2 \rho^2 \int_0^R r^4 dr = \frac{1}{2} G \frac{16}{15} \pi^2 \rho^2 R^5 = \frac{1}{2} G \frac{3}{5} \cdot \left(\frac{16}{9} \pi^2 \rho^2 R^6 \right) \cdot \frac{1}{R} = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} \end{aligned}$$

Allora la condizione di collasso equivale a $\frac{3}{2} \cdot \frac{M}{2m_p} kT < \frac{3}{10} G \frac{M^2}{R}$, cioè

$$kT < \frac{2}{5} G \frac{M m_p}{R}$$

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 2

Ricavando dall'equazione $M = \frac{4}{3}\pi\rho R^3$ il raggio $R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{1/3}$ otteniamo:

$$kT < \frac{2}{5}\left(\frac{4}{3}\pi\right)^{1/3} GM^{2/3} m_p \rho^{1/3}$$

A densità molto basse, come quelle iniziali della nube (~ 50 atomi H/cm^3 , equivalente a $\rho \sim 10^{-24}$ g/cm^3) la nube è del tutto trasparente e la temperatura non dipende molto dalle condizioni specifiche della nube in questione, ma piuttosto dall'ambiente interstellare in generale, come la presenza di stelle nelle vicinanze, il flusso di raggi cosmici e così via.

Possiamo dunque supporre che T non vari molto nelle prime fasi del collasso, restando intorno al valore tipico di **10 K**. Allora la condizione

precedente prende la forma $M^{2/3}\rho^{1/3} > C$, o anche $\rho > \frac{C}{M^2}$, relazione

che collega la densità minima di collasso alla massa della struttura.

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 3

Dalla relazione appena trovata, sostituendo i valori dei parametri (in unità cgs), ricaviamo la condizione

$$\rho > 10^{-18} \frac{M_{\odot}^2}{M^2}$$

Si ottiene così la tabella

M/M_{\odot}	1	10	100	10^4	10^6
ρ (g/cm ³)	10^{-19}	10^{-20}	10^{-22}	10^{-26}	10^{-30}

*dalla quale si deduce che il collasso delle nubi fredde più massicce appare inevitabile. Esistono però **evidenze** osservative del **contrario**! Si comprende allora che è necessario introdurre altri **fattori di equilibrio**: campi magnetici, turbolenza, rotazione...*

IL RUOLO DELLA ROTAZIONE

La presenza di rotazione (dimostrata dai dati osservativi) produce un termine aggiuntivo all'energia termica, che diventa

$$E_T \rightarrow \frac{3}{2}NkT + E_{rot} = E_{th} + E_{rot}$$

Definendo ora:

$$\alpha = \frac{E_{th}}{|U|} \quad \text{e anche} \quad \beta = \frac{E_{rot}}{|U|}$$

possiamo riformulare la condizione di collasso del viriale come $\alpha + \beta < \frac{1}{2}$.

*Per un'ulteriore discussione delle **prime** fasi del collasso supporremo che, oltre alla temperatura T , anche la massa M e il momento angolare L si conservino.*

ENERGIA TERMICA E ROTAZIONALE - 1

Nelle nostre ipotesi semplificatrici abbiamo

$$E_{th} = \frac{3}{2} NkT \quad (\text{costante})$$

come anche:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{I} \approx \frac{L^2}{2} \frac{5}{2MR^2} = \frac{5}{4} \frac{L^2}{M \left(\frac{3M}{4\pi\rho} \right)^{2/3}} = C' \cdot \rho^{2/3}$$

ricordando che M e L si considerano costanti. Allo stesso modo si deduce:

$$U \approx -\frac{3GM^2}{5R} = C'' \cdot \rho^{1/3}$$

In termini della densità ρ risulta dunque

$$\alpha(\rho) = \frac{E_{th}}{|U|} = \alpha(\rho_0) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/3} \quad \beta(\rho) = \frac{E_{rot}}{|U|} = \beta(\rho_0) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3}$$

ENERGIA TERMICA E ROTAZIONALE - 2

Con le notazioni $\alpha(\rho_0) = \alpha_0$, $\beta(\rho_0) = \beta_0$, $\psi = \rho / \rho_0$ definiamo la funzione f :

$$f(\psi) = \alpha_0 \psi^{-1/3} + \beta_0 \psi^{1/3}$$

La condizione di collasso espressa dal teorema del viriale diventa così

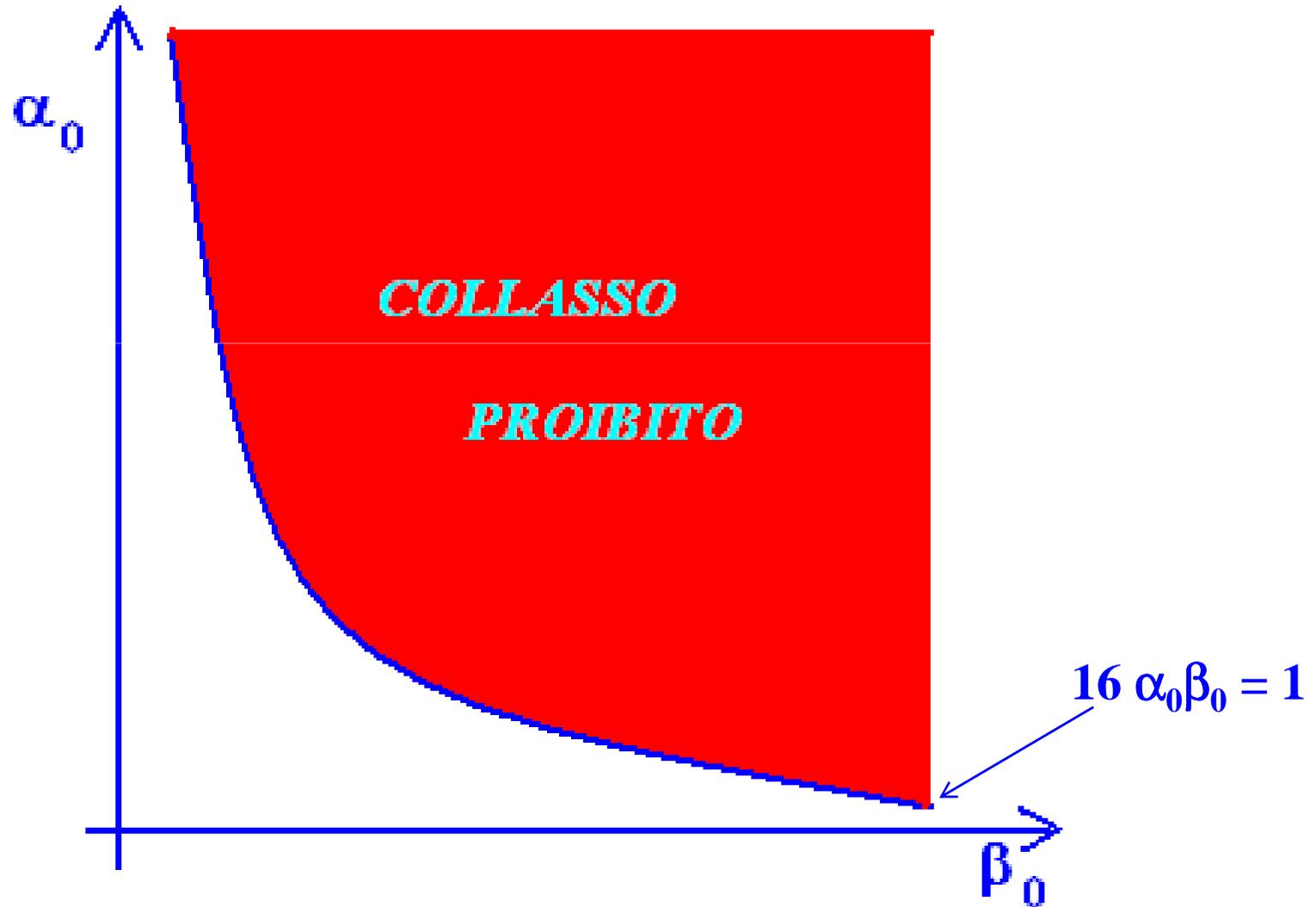
$f(\psi) < 1/2$, mentre il sistema si espanderà se $f(\psi) > 1/2$. Derivando la f si trova l'unico punto stazionario:

$$f'(\psi) = \left[-\frac{1}{3} \alpha_0 \psi^{-4/3} + \frac{1}{3} \beta_0 \psi^{-2/3} \right] \cdot \frac{1}{\psi} = 0 \quad \text{per} \quad \psi = \left[\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right]^{3/2} = \psi_0$$

Il punto trovato è di minimo, e si ha $f(\psi_0) = 2\sqrt{\alpha_0 \beta_0}$.

Quindi finché il sistema resta isoterma e conserva M e L avremo che il collasso NON avrà luogo se $f(\psi) > 1/2$, vale a dire $16 \alpha_0 \beta_0 > 1$

INIBIZIONE DEL COLLASSO ISOTERMO



CASI PARTICOLARI DI COLLASSO ISOTERMO - 1

- $\beta_0 = 0$ (*assenza di rotazione*): *finché l'energia termica resta costante, secondo l'ipotesi isoterma, il collasso fa diminuire α , perché nel collasso cresce $|U|$. Il sistema approssima un collasso libero, raggiungendo *in teoria* densità infinite in un tempo finito. Ciò non si verifica nella realtà perché viene ben presto a cadere l'ipotesi di collasso isoterma*
- $\beta_0 < \alpha_0$: *il collasso inizialmente accelera finché rimane $\beta < \alpha$, ma come si è visto α tende a calare e quando la condizione non è più soddisfatta il collasso rallenta e può, a seconda dei casi, arrestarsi. In questo caso possono verificarsi fenomeni di *fissione* della struttura (v. seguito)*

CASI PARTICOLARI DI COLLASSO ISOTERMO - 2

• $\beta_0 > \alpha_0$: l'effetto della rotazione diventa rapidamente preponderante e blocca il collasso. Trascurando la fissione (che potrebbe invece aver luogo) si raggiungerà l'equilibrio quando $\alpha + \beta = 1/2$. Essendo però α in continua diminuzione, siamo sicuri con la condizione $\beta = 1/2$, cioè:

$$\beta_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} = \frac{1}{2}$$

da cui ricaviamo la massima densità raggiunta: $\rho^* = \rho_0 \left(\frac{1}{2\beta_0} \right)^3$

In generale, $\alpha + \beta = 1/2$ equivale a una condizione meccanica $\vec{F} = 0$, non $\vec{v} = 0$. Quando il sistema in collasso raggiunge quella condizione continua a contrarsi, salvo poi rimbalzare indietro e assestarsi all'equilibrio dopo una serie di oscillazioni smorzate.

IL CRITERIO DI JEANS - 1

È stato il primo tentativo (1929) di analisi quantitativa di strutture autogravitanti in situazioni lontane dall'equilibrio.

*Oggi si hanno **grossi dubbi** sulle previsioni quantitative ricavabili dall'uso del criterio: anche il suo valore qualitativo è messo in discussione.*

Le condizioni iniziali previste da Jeans sono quelle di un mezzo infinito in equilibrio ($\vec{v}_0 = \mathbf{0}$), con pressione P_0 , densità ρ_0 e potenziale specifico (per unità di massa) gravitazionale ϕ_0 costanti in tutto lo spazio.

*Le ipotesi formulate sono, a rigore, **inconsistenti**: l'equazione di Poisson dà infatti*

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho_0$$

e la costanza di ϕ_0 fornisce $\rho_0 = 0$, una situazione fisicamente priva di interesse.

IL CRITERIO DI JEANS - 2

Se si riescono a ignorare questi problemi il procedimento standard per ricavare il criterio di Jeans si articola in tre passaggi:

1) *Perturbare le grandezze di equilibrio (ricordare che $\vec{v}_0 = \mathbf{0}$)*

$$(\vec{v}_0, P_0, \rho_0, \phi_0) \rightarrow (\vec{x}_0 + \vec{v}_1, P_0 + P_1, \rho_0 + \rho_1, \phi_0 + \phi_1)$$

2) *Usare le equazioni:*

$$\rho \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\rho \vec{\nabla} \phi - \vec{\nabla} P$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho$$

3) *Modellare una perturbazione isoterma (come accade all'inizio di un*

collasso):
$$P_1 = \frac{kT}{2m_p} \rho_1 = C^2 \rho_1$$

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{con equazioni analoghe per } P_1, \rho_1, \phi_1)$$

IL CRITERIO DI JEANS - 3

Il calcolo così impostato fornisce, dopo diversi passaggi, la relazione di dispersione

$$\omega^2 = \kappa^2 c^2 - 4\pi G \rho_0$$

Il criterio per l'instabilità secondo Jeans è $\omega^2 < 0$ (in modo da non avere soluzioni oscillanti), una condizione che in termini del vettore d'onda κ dà:

$$\kappa < \sqrt{4\pi G \rho_0 \frac{2m_p}{kT}} \equiv \kappa_J \quad (k \text{ è la costante di Boltzmann})$$

Invece in termini della lunghezza d'onda della perturbazione, $\lambda = 2\pi/\kappa$, si trova che l'instabilità prende piede per

$$\lambda > \lambda_J = \frac{2\pi}{\kappa_J} = \sqrt{\frac{\pi k T}{G \rho_0 2m_p}}$$

IL CRITERIO DI JEANS - 4

Per ogni lunghezza d'onda fissata λ_J la più piccola massa che può collassare sarà

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \lambda_J^3 = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{\pi k T}{G \rho_0 2m_p} \right)^{3/2} = (\text{costante}) \cdot \frac{T^{3/2}}{\rho_0^{1/2}}$$

L'applicazione del criterio di Jeans fa ritrovare nuovamente (a meno di coefficienti poco diversi dall'unità) la condizione di instabilità già determinata in precedenza.

Il criterio di Jeans, però, è ancora più potente, almeno in teoria.

Esso infatti prevede che al diminuire della temperatura T diminuisca anche $M_J \rightarrow$ oltre al collasso globale della struttura possono avviarsi processi di collasso per sottostrutture, che condurrebbero facilmente a fenomeni di frazionamento: lo stesso potrebbe accadere in seguito, quando ancora T è costante e ρ aumenta.

IL CRITERIO DI JEANS - 5

*La situazione reale è **COMPLICATA**. Anche in assenza di rotazione, campi magnetici e turbolenza lo sviluppo delle sotto-condensazioni in un ambiente già in rapido collasso può **non avvenire affatto**, per non parlare dell'inconsistenza delle ipotesi iniziali del criterio.*

Le simulazioni numeriche (anche queste con i loro problemi) sembrano gettare seri dubbi sulla realtà dei processi di frazionamento.

*Tuttavia **la situazione resta aperta** e non esiste una parola definitiva: è in questo spazio molto ristretto che si può ancora parlare del criterio di Jeans.*

IL COLLASSO ADIABATICO - 1

Con il crescere della densità la struttura non potrà restare a lungo trasparente. Il cammino libero medio dei fotoni all'interno della nube diventa minore del raggio R della nube stessa: la temperatura comincia ad aumentare.

La definizione classica di cammino libero medio è $l = 1/\kappa\rho$ (qui κ rappresenta l'opacità) e la condizione per l'inizio del riscaldamento è

$$l < R \rightarrow \kappa\rho R > 1$$

*L'opacità tende ad aumentare sensibilmente con la temperatura T . In questo stadio si può dire che comincia la **fase adiabatica** del collasso.*

Non si tratta di una vera adiabatica, perché buona parte dell'energia viene emessa: tuttavia le relazioni tra le variabili termodinamiche seguono un andamento adiabatico.

Si ha $P \propto \rho^{5/3}$ (gas monoatomico) oppure $P \propto \rho^{7/5}$ (gas biatomico)

IL COLLASSO ADIABATICO - 2

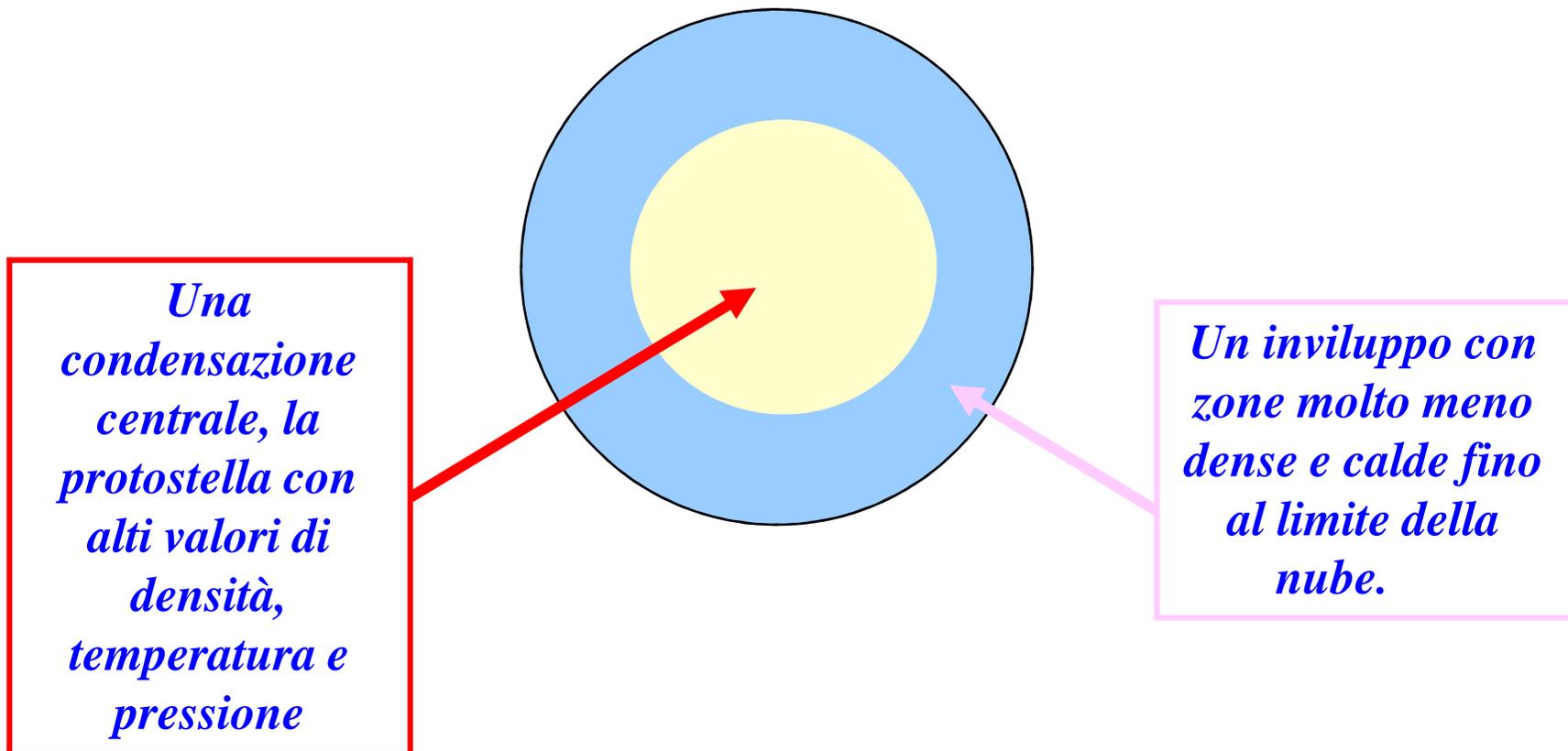
Durante la prima fase del collasso adiabatico si forma una condensazione centrale (core) in equilibrio idrostatico, con un disco di accrescimento equatoriale nel quale si riversa la materia proveniente dall'involuppo, che è ancora in caduta libera.

*La rapidità del collasso è ulteriormente accelerata dai processi di **dissociazione** dell'idrogeno molecolare, che si verificano per **$T \approx 2000$ K**; essi infatti rallentano l'aumento di T e P al crescere di ρ .*

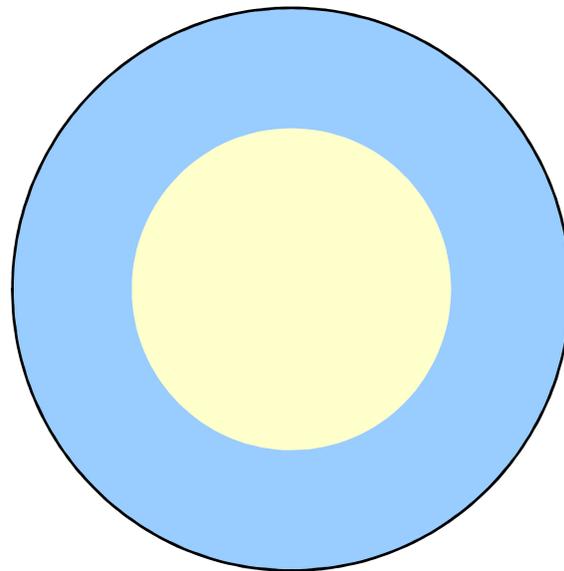
*Verso la fine del collasso la zona centrale è in contrazione quasi-statica, mentre le zone periferiche continuano a cadere verso il centro; questo causa un fenomeno di **rimbalzo**, dopo il quale tutta la struttura si assesta in uno stato di quasi equilibrio*

IL COLLASSO ADIABATICO - 3

*Schema di massima del collasso adiabatico e formazione di una struttura altamente **DISOMOGENEA***



IL COLLASSO ADIABATICO - 4

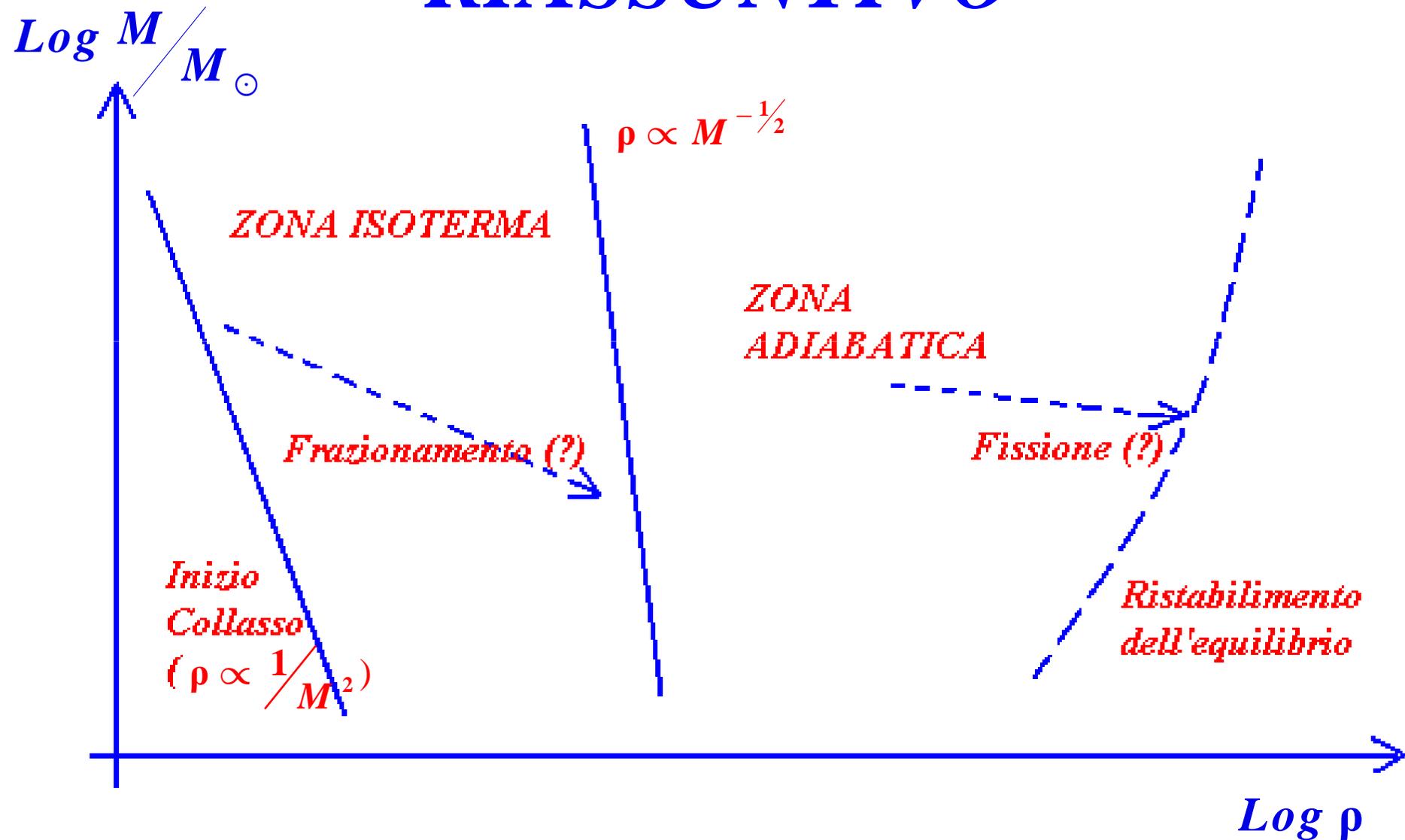




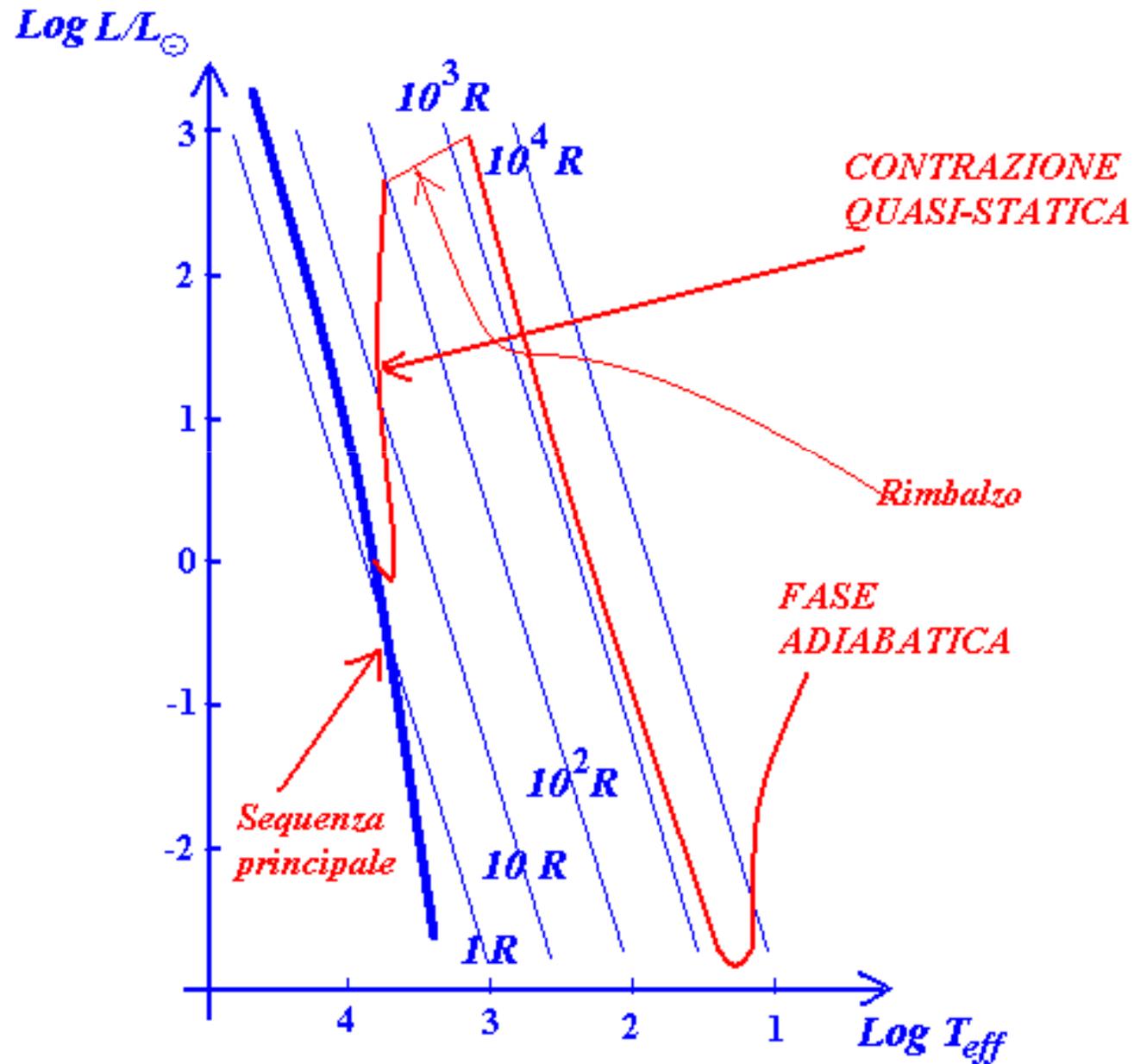
M42 - La Grande Nebulosa di **Orione**



IL COLLASSO: SCHEMA RIASSUNTIVO



FASI FINALI DEL COLLASSO



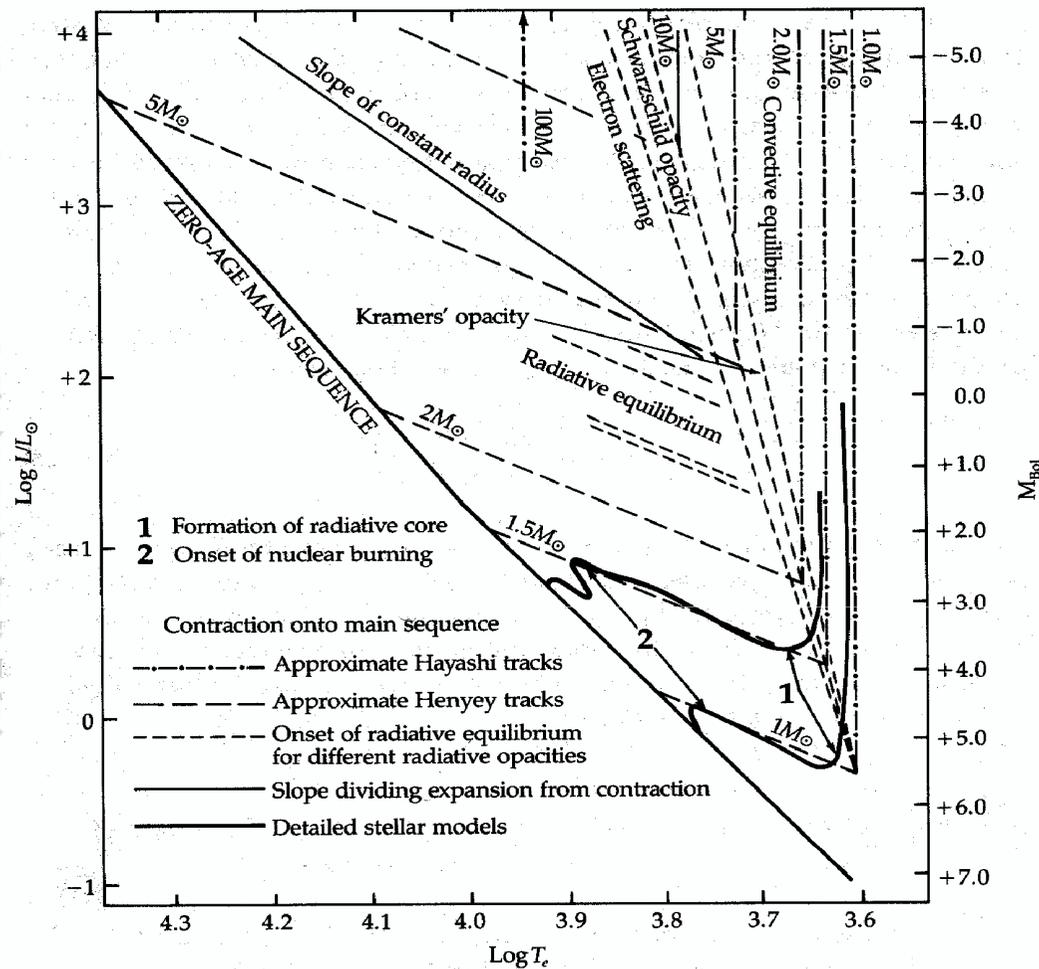


Figure 5.1 shows the schematic tracks for fully convective stars and radiative stars on their way to the main sequence. The low dependence of the convective tracks on mass implies that most contracting stars will occupy a rather narrow band on the right hand side of the H-R diagram. The line of constant radius clearly indicates that stars on the Henyey tracks continue to contract. The dashed lines indicate the transition from convective to radiative equilibrium for differing opacity laws. The solid curves represent the computed evolutionary tracks for two stars of differing mass⁵.

VERSO LA SEQUENZA PRINCIPALE

Dopo la fase di rimbalzo la struttura continua necessariamente nella sua contrazione quasi-statica (Kelvin-Helmholtz), perché non si è ancora verificato l'innesco delle reazioni nucleari. Una formula approssimata per il calcolo del tempo di permanenza - in anni - in questa fase è la seguente:

$$t \approx 10^7 \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right)$$

Per il Sole si ha $t_{\odot} \approx 2,5 \cdot 10^7$ anni. Questo dato, insieme con le incontrovertibili evidenze geologiche raccolte sul nostro pianeta, mostra l'inevitabile necessità delle reazioni nucleari.

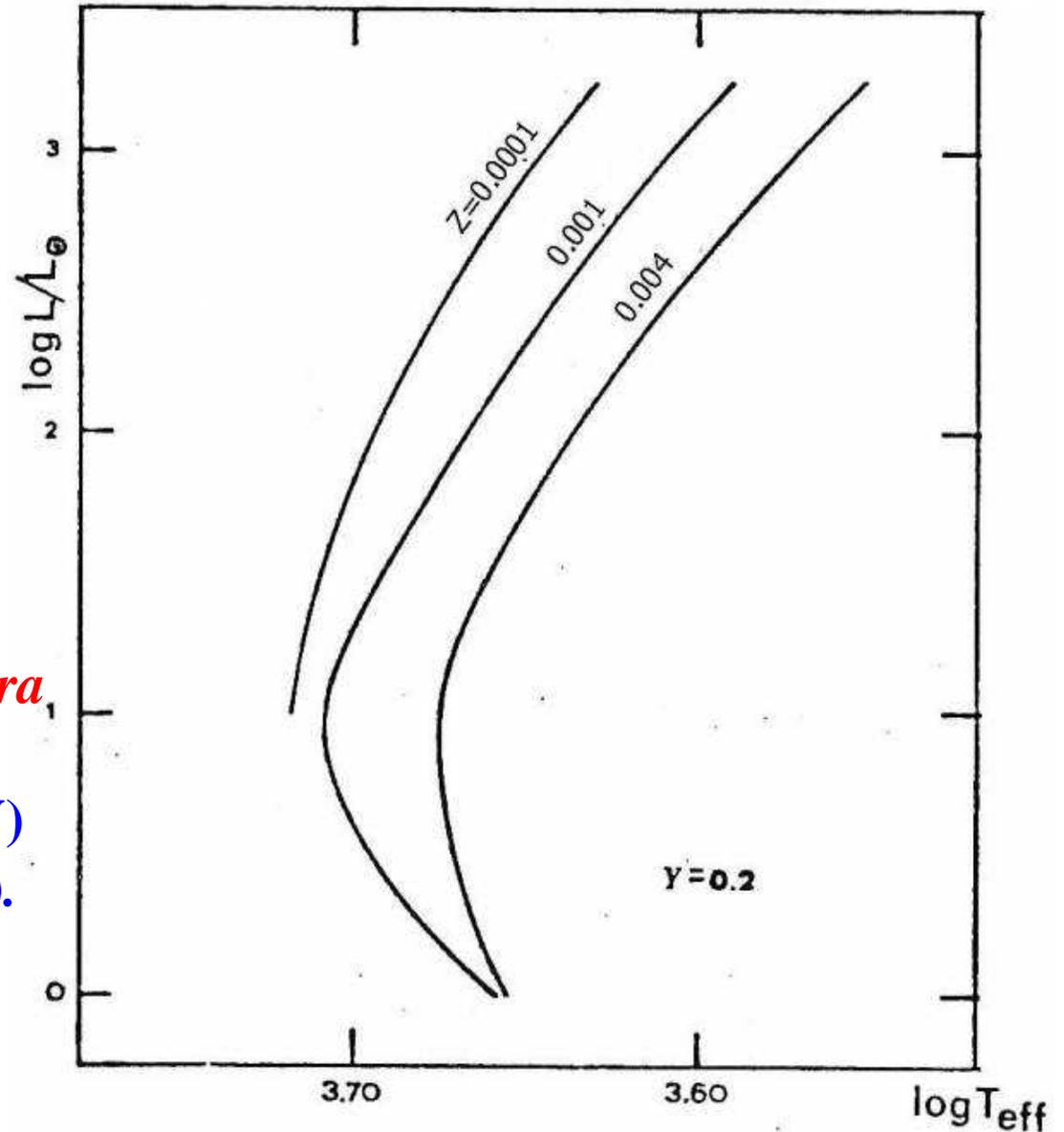
*Negli stadi di pre-sequenza è utile la definizione della cosiddetta **traccia di Hayashi**, una curva nel diagramma H-R che si determina imponendo alla struttura la condizione di completa convettività. La traccia dipende dalla massa e dalla composizione chimica.*

LA TRACCIA DI HAYASHI

A destra della traccia NON esistono strutture di equilibrio.

Infatti la contrazione in quella zona molto più rapida (da lì provengono le protostelle in contrazione).

*La traccia si sposta verso **sinistra** (T_{eff} più **alte**) aumentando l'abbondanza iniziale di He (Y) o diminuendo la metallicità (Z).*



LA SEQUENZA PRINCIPALE - 1

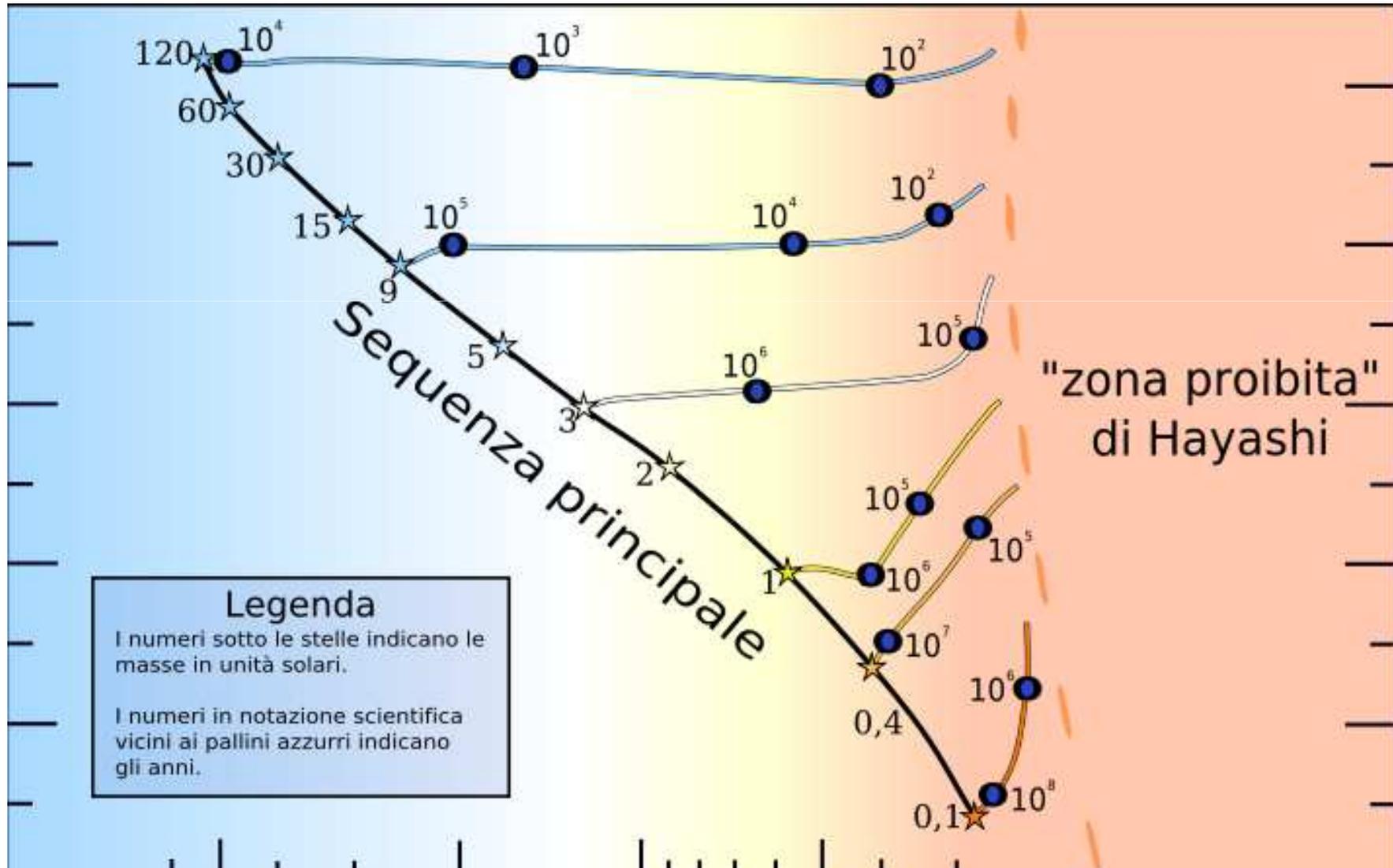
Il progressivo innalzamento della temperatura centrale determina l'innesco delle prime reazioni fusione termonucleare.

*Tra 10^6 K e $5 \cdot 10^6$ K si attiva la fusione degli elementi leggeri D, Li, Be, B, i cui prodotti sono ^3He e ^4He . L'unico loro effetto sensibile, data la massiccia presenza di convezione, è quello di modificare l'abbondanza superficiale degli elementi suddetti. La distruzione è tanto più efficace quanto più **piccola** è la massa della struttura.*

*Alla soglia fatidica di 10^7 K si ha l'innesco delle catene di fusione dell'idrogeno; l'efficienza delle reazioni nucleari è però **ridotta** a causa della temperatura (ancora piuttosto bassa) e dall'abbondanza degli elementi secondari e intermedi delle reazioni, che deve crescere fino al valore ottimale.*

IMPORTANTE: *il tempo necessario perché tutto quanto vada a regime è abbastanza lungo da rendere la composizione chimica **disomogenea**, e di questo va tenuto conto nei modelli stellari.*

VERSO LA SEQUENZA PRINCIPALE

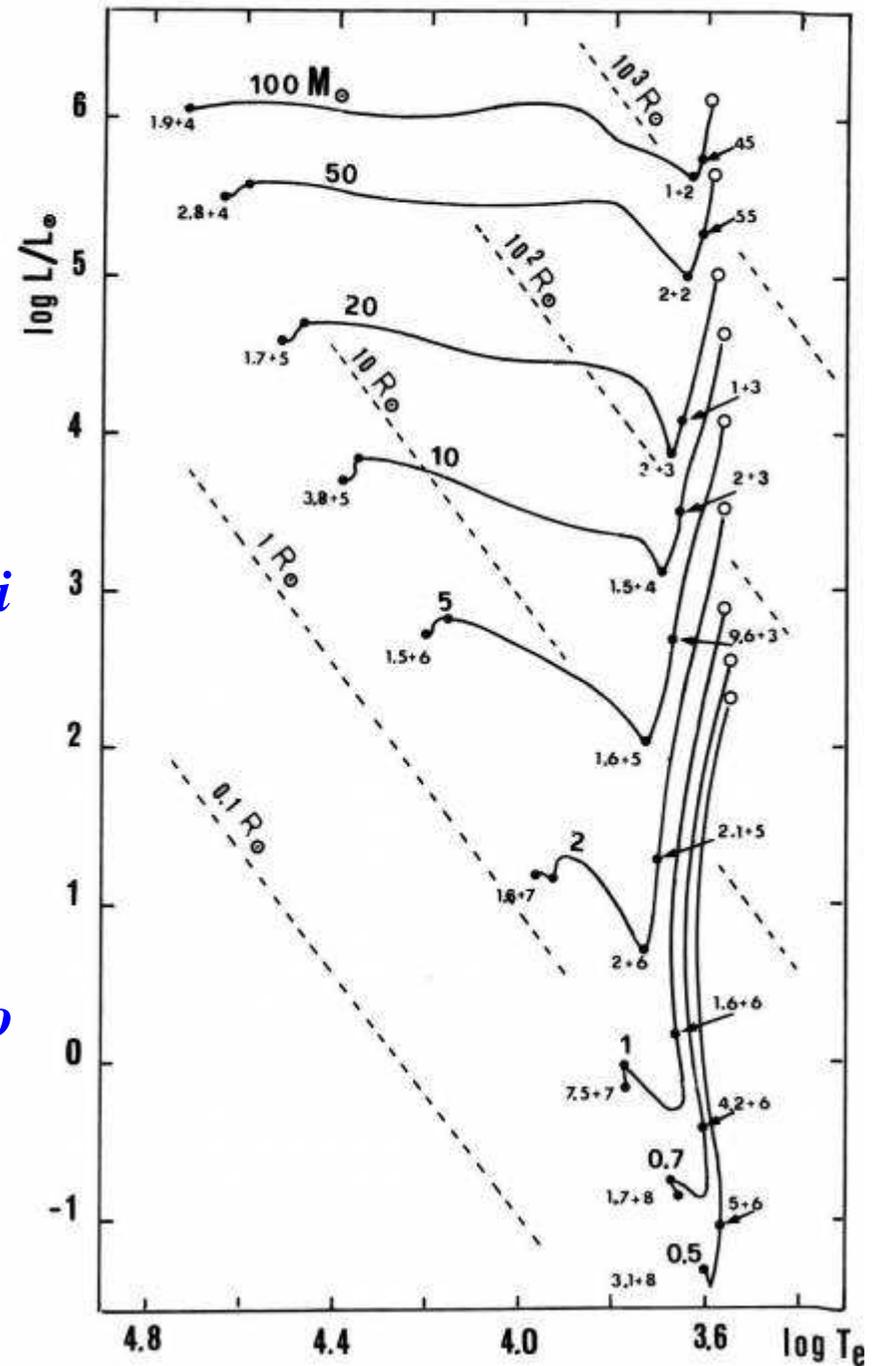


L'ARRIVO IN SEQUENZA

Tracce teoriche per l'evoluzione pre-sequenza di stelle di varie masse e composizione chimica solare.

Le linee di raggio costante sono ricavabili dalla relazione di corpo nero $L=4\pi R^2\sigma T^4$. I cerchietti indicano le fasi iniziali di contrazione gravitazionale.

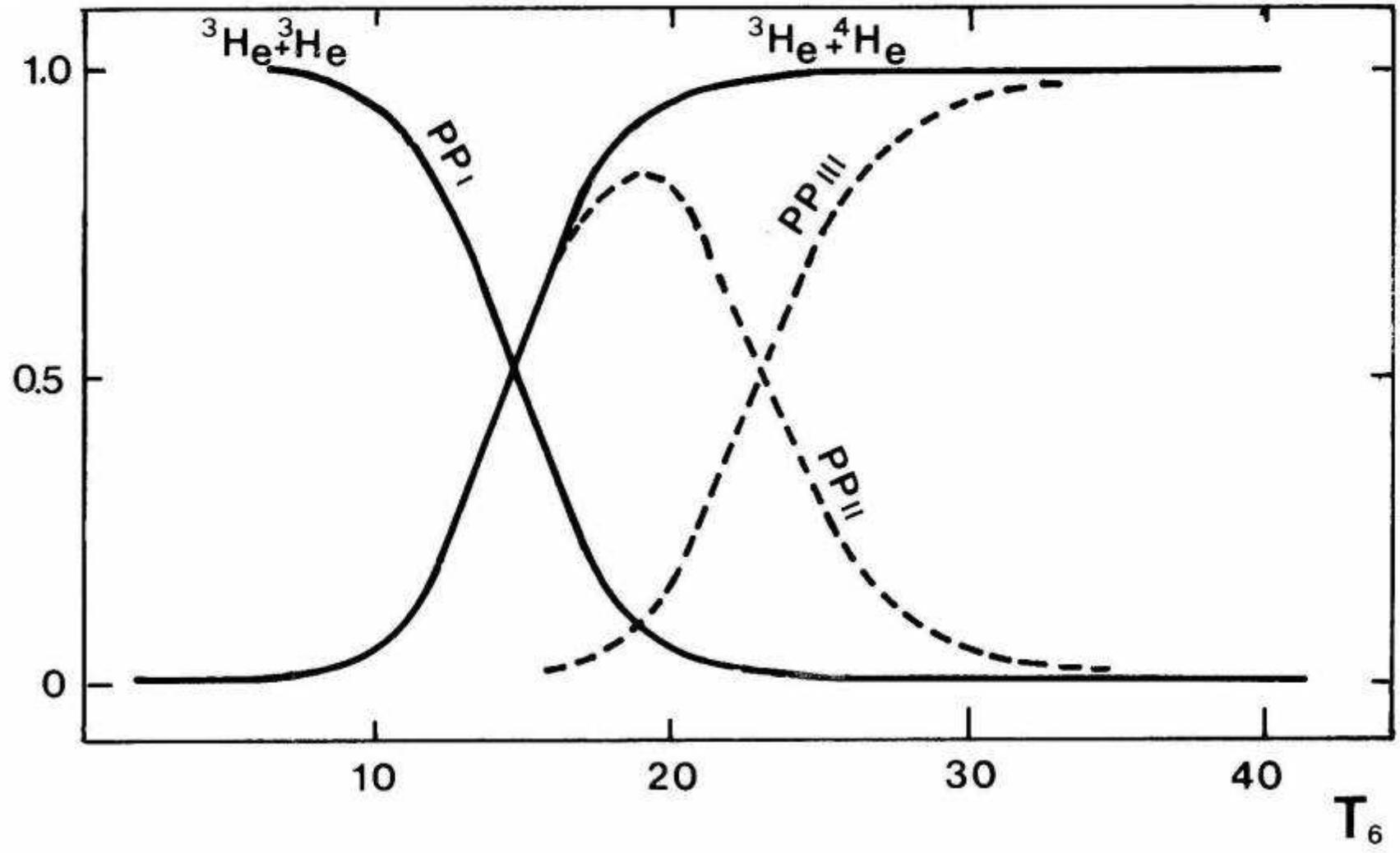
Il primo punto sulla traccia segnala l'ultimo modello totalmente convettivo, il penultimo punto il primo modello sorretto nuclearmente e l'ultimo il modello di Sequenza Principale di Età Zero (ZAMS). I tempi lungo le tracce sono in anni.



LA SEQUENZA PRINCIPALE - 2

- *Lo sviluppo di un nucleo radiativo tende ad arrestare la diminuzione di luminosità, poiché rallenta e infine blocca la contrazione.*
- *All'accensione delle prime reazioni nucleari dell'H la stella è leggermente più **brillante** rispetto alla situazione di equilibrio.*
- *Man mano che l'efficienza cresce la struttura evolve verso temperature centrali leggermente più **basse***
- *Le stelle di massa **media** ($\gtrsim 4 M_{\odot}$) e **grande** ($\gtrsim 10 M_{\odot}$) raggiungono l'innesco delle reazioni di fusione dell'idrogeno già in regime di efficienza del ciclo CNO*
- *La fortissima dipendenza ($\propto T^{15}$) dell'efficienza del CNO dalla temperatura aumenta il gradiente termico e favorisce lo sviluppo di nuclei convettivi*
- *A differenza delle piccole masse, il raggiungimento dell'equilibrio in CNO aumenta l'abbondanza dell'elemento **meno** attivo, ^{14}N , deprimendo l'efficienza del ciclo. Di conseguenza il nucleo convettivo diminuisce leggermente e la temperatura centrale **aumenta***

EFFICIENZA DELLE CATENE p-p



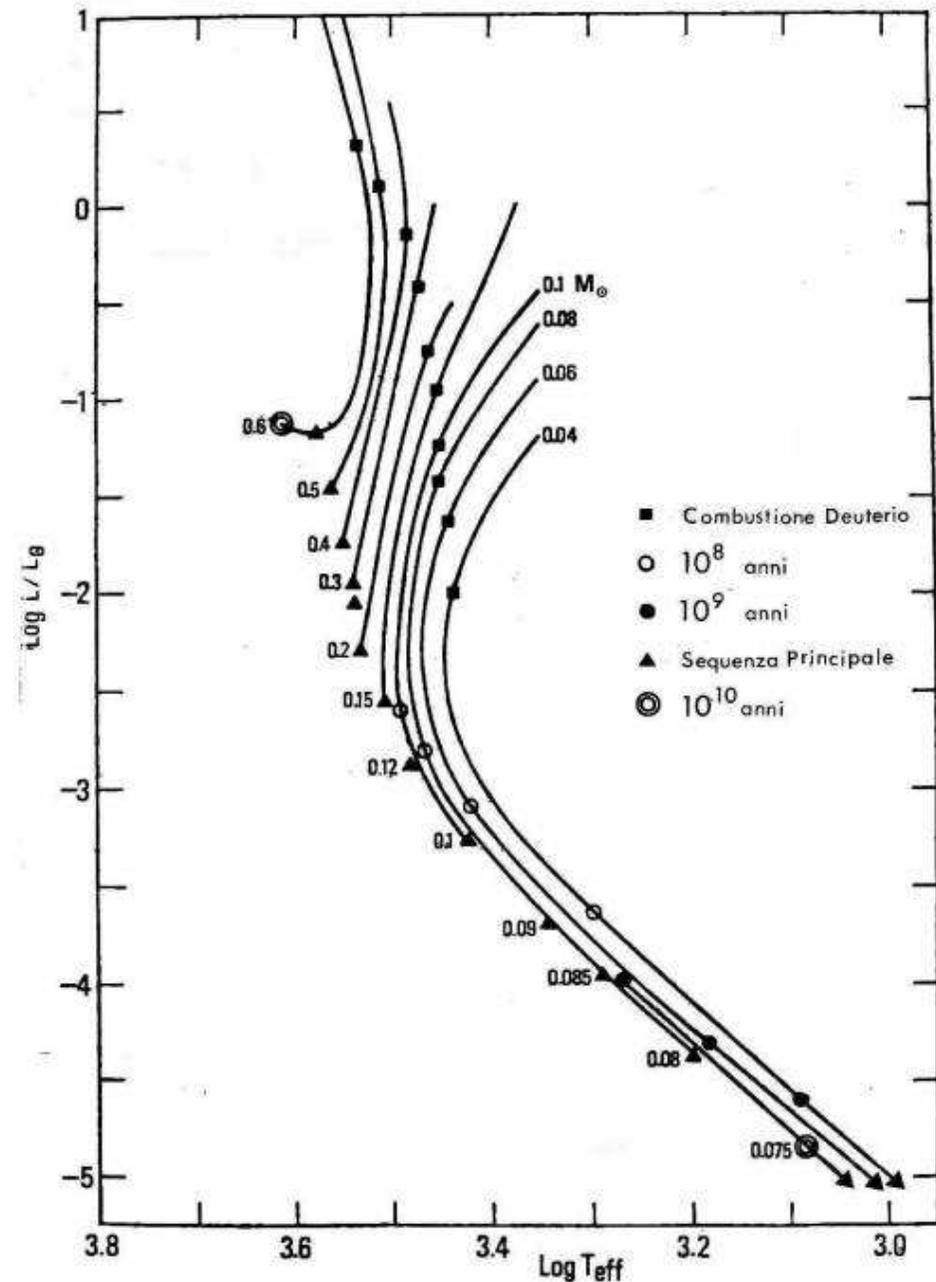
LE NANE BRUNE

Stelle di massa molto piccola arrivano con difficoltà all'innesco dell'idrogeno.

La figura mostra la contrazione di protostelle di massa $\leq 0,6 M_{\odot}$.

Oltre all'allungamento progressivo dei tempi di arrivo in sequenza, esiste un limite, teoricamente posto a $0,078 M_{\odot}$, al di sotto del quale la struttura consegue un grado di degenerazione tanto elevato da non riuscire a raggiungere la temperatura minima richiesta per l'innesco.

*Questo canale evolutivo porta alla formazione delle **NANE BRUNE**.*

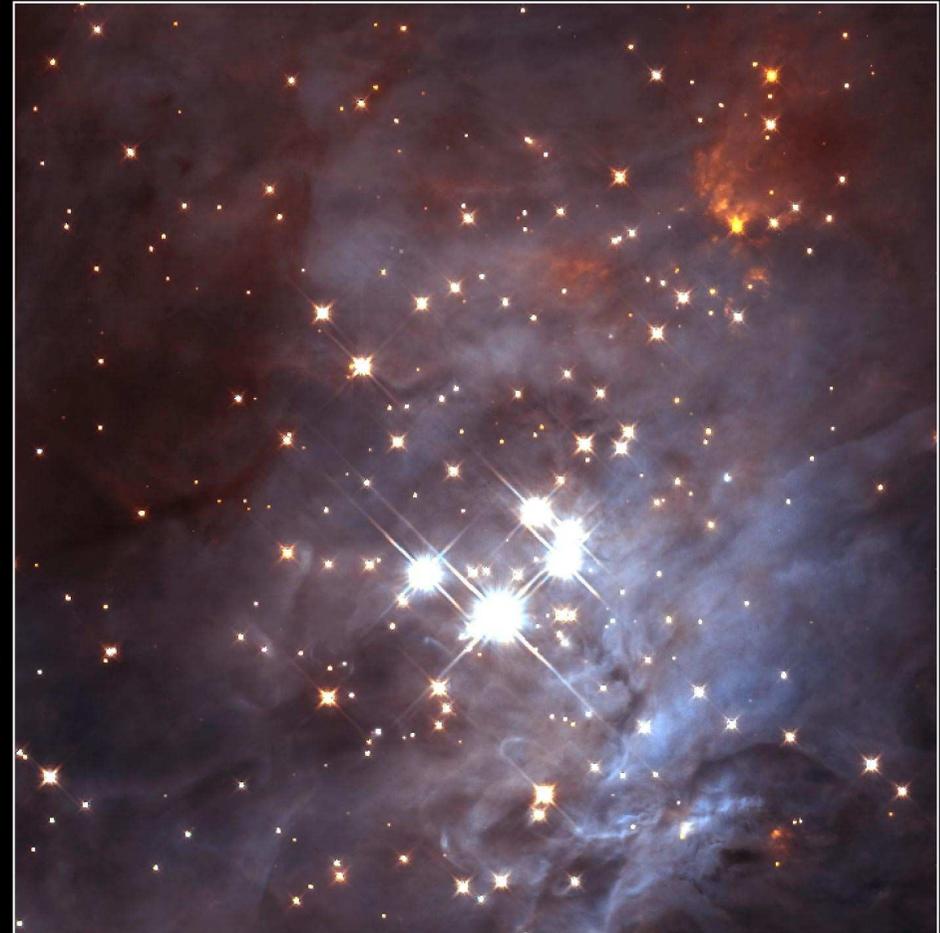


ESTREMI I – LE NANE BRUNE

Visible • WFPC2

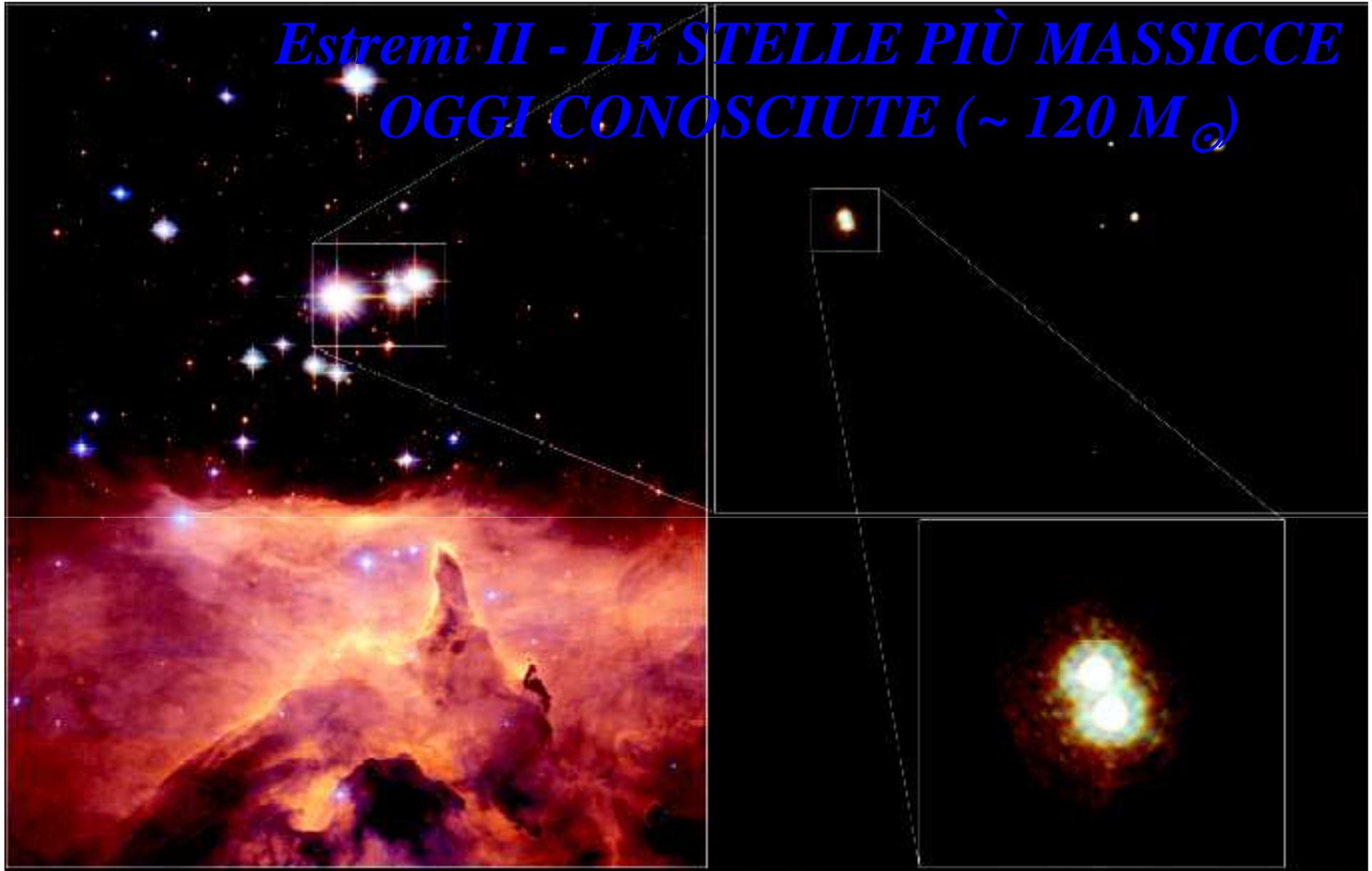


Infrared • NICMOS



Nell'ammasso del Trapezio, nell'infrarosso, il telescopio spaziale Hubble ha visto circa 50 nane brune molto giovani (1 milione di anni) con massa tra 0,0095 e 0,076 M_{\odot} .

*Estremi II - LE STELLE PIÙ MASSICCE
OGGI CONOSCIUTE (~ 120 M_☉)*



Supermassive Star System Pismis 24
Hubble Space Telescope • WFPC2 • ACS

LA SEQUENZA PRINCIPALE - 3

La diversa risposta dei cicli p-p e CNO al rilassamento di equilibrio già descritto si riflette sulla collocazione nel diagramma H-R delle sequenze principali omogenee di equilibrio.

*La transizione dalle stelle dominate dal ciclo p-p da quelle dominate dal CNO **dipende dalla composizione chimica**. L'aumento di Z e quello di Y **favoriscono** entrambi il CNO, sia direttamente (aumentando la presenza di C, N e O) sia indirettamente (accrescendo la temperatura centrale).*

$Y; Z$	$0,1; 10^{-3}$	$0,24; 0,02$	$0,3; 0,1$
M_t/M_{\odot}	$1,75$	$1,5$	1

*Non va dimenticato che le variazioni di Y e Z **spostano** la posizione della sequenza principale.*

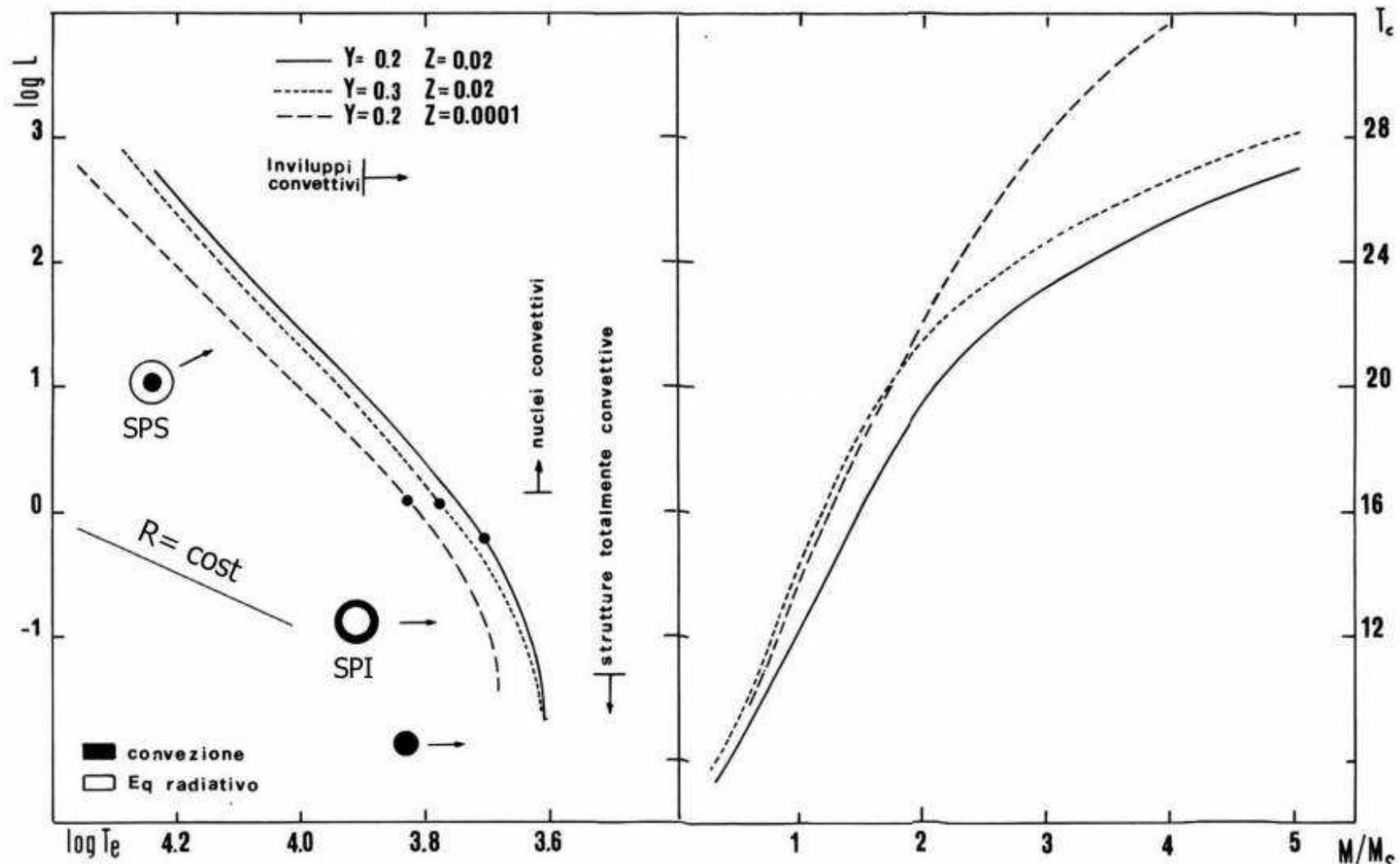
LA SEQUENZA PRINCIPALE - 4

*Il tempo di permanenza in sequenza principale dipende soprattutto dalla **massa**, poi anche dalla **composizione chimica**.*

*Una formula approssimata per la stima della durata di questa fase (che è comunque la più **lunga** nella vita di ogni stella) è, espressa in **anni**:*

$$t_{\text{SP}} \approx 10^{11} qX \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right), \text{ dove } qX \text{ rappresenta la frazione della}$$

massa di idrogeno della stella che si converte in elio. Per masse solari si ottiene $t_{\text{SP}} \approx 10^{10}$ anni. Per stelle di 0,1 masse solari questo tempo può salire a 10^{12} anni (e quindi queste piccole stelle dovrebbero essere tranquillamente ancora in sequenza principale fin dalla prima generazione), mentre per 100 masse solari il tempo decresce fino a 10^6 anni.



A sinistra: distribuzione nel diagramma HR di strutture di sequenza principale per le composizioni chimiche indicate. Il punto lungo le sequenze segnala la collocazione dei modelli di massa pari a quella del Sole.

A destra: andamento delle temperature centrali (in milioni di gradi) al variare della massa negli stessi modelli.