LFIS223

Astronomía General

Mónica Zorotovic

Tema 6
a) Formación estelar

11/10

Formación Estelar:
Nubes Moleculares Gigantes

En nuestra galaxia existen miles de nubes moleculares gigantes, principalmente en sus brazos espirales

Nebulosa “Cabeza de Caballo” (horsehead) en el complejo de nubes moleculares gigantes de Orión

$T \sim 10\text{-}20$ K
$M \sim 10^5$ a 10^6 $M_{\odot}$
Tamaño ~ 50 pc

Las estrellas nacen en estas nubes

La observación de muchas estrellas calientes de tipo espectral O y B, especialmente en los centros calientes de nubes moleculares gigantes, es un fuerte indicador de que las estrellas nacen ahí.

- Estas estrellas son las más masivas y son tan luminosas que consumen su energía nuclear muy rápido. Su tiempo de vida se estima en solo ~ 10^6 años.

→ No pueden estar muy lejos de su lugar de formación.

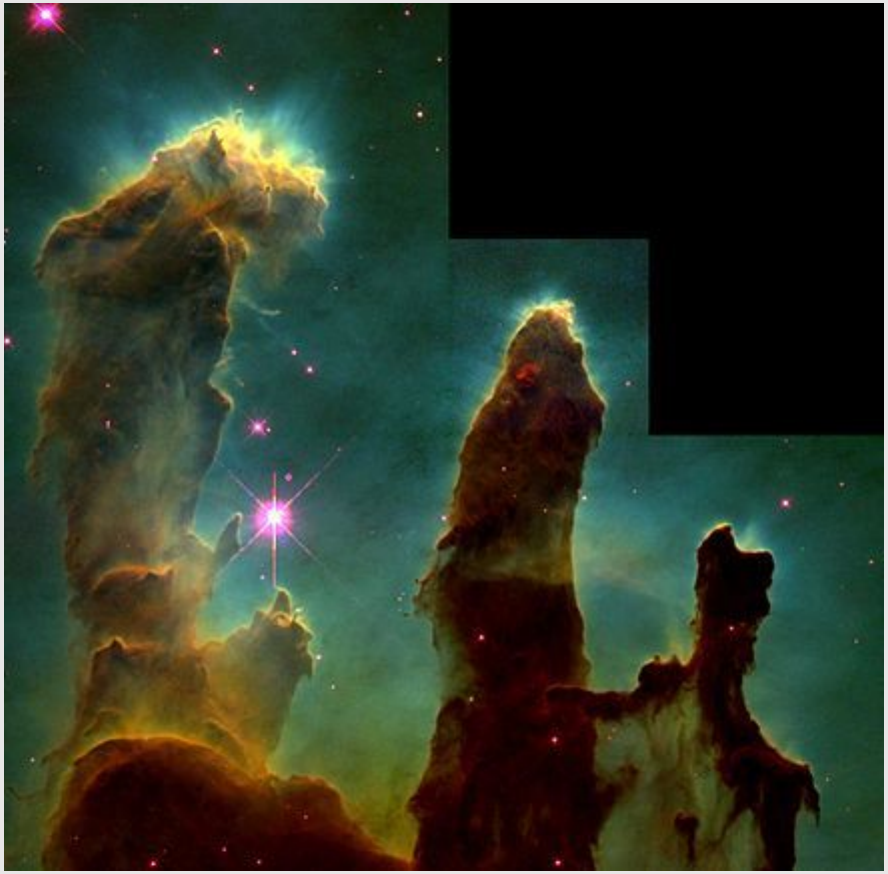


Imagen del Hubble conocida como "Pilares de Creación", donde se están formando estrellas en la nebulosa del Águila.

Las estrellas nacen en estas nubes

Además, se observan usualmente en estas nubes, estrellas **T-Tauri**: estrellas de tipo espectral F a M ($M<2M_\odot$), más luminosas y de mayor radio que estrellas de ese tipo espectral en la secuencia principal.

LH 95. Una maternidad estelar en la nube grande de Magallanes

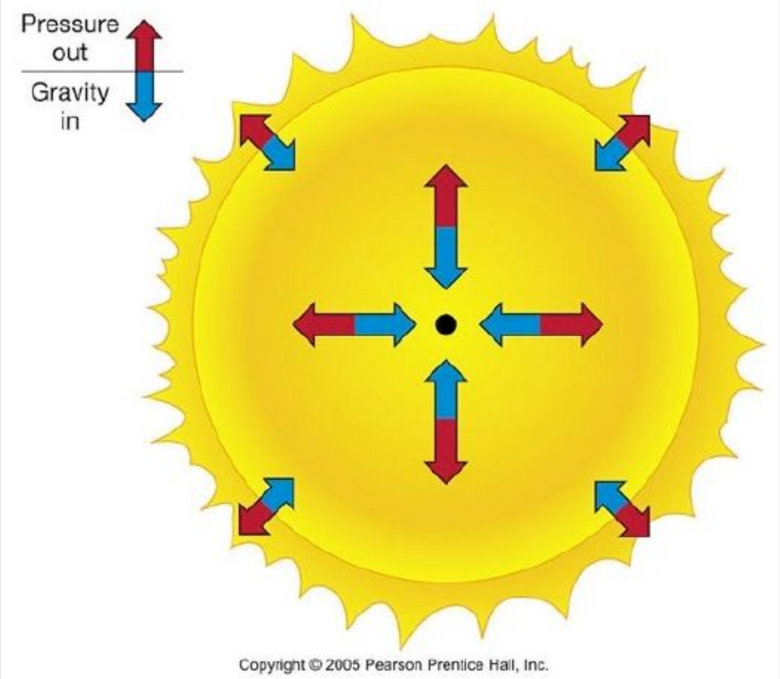
- todavía están en el proceso de contracción hacia la secuencia principal → Son muy jóvenes.

- Son menos masivas que las estrellas O y B que las acompañan, por lo cual se contraen más lento.

Condiciones para el Colapso Gravitacional

Imaginemos una nube esférica compuesta principalmente de H molecular, con radio R, masa M, y temperatura uniforme T, que consiste de N partículas de peso molecular medio μ (masa promedio de cada partícula = μm_H) .

La gravedad intenta colapsar la nube, mientras que la presión la expande



Energía gravitacional

La **energía gravitacional** tiene la forma

$$\mathbf{\Omega = - f\, GM^2/R}$$

Si la nube es esférica y de densidad uniforme, se obtiene f = ⅗ *
(y un valor más alto de f si la densidad de la nube aumenta hacia el centro).

* Puede revisar la demostración muy sencilla en la siguiente página (no lo haremos en clase por tiempo)

Energía gravitacional

Para una nube esférica:

$$\Omega = -\int_0^R \frac{Gm(r)dm}{r} = -\int_0^R \frac{Gm(r)4\pi r^2\rho}{r}dr$$

Donde $m(r) = \frac{4}{3}\pi r^3\rho$

$$\Omega = -\int_0^R 4\pi r^2\rho\frac{G4\pi r^3\rho}{3r}dr = -\frac{16}{3}\pi^2 G\int_0^R \rho^2 r^4 dr$$

suponiendo ρ constante

$$\Omega = -\frac{16}{3}\pi^2 G\rho^2\int_0^R r^4 dr = -\frac{16}{15}\pi^2 G\rho^2 R^5$$

La masa total es $M = \frac{4}{3}\pi R^3\rho$, $M^2 = \frac{16}{9}\pi^2 R^6\rho^2$

$$\Omega = -\frac{9}{15}\frac{GM^2}{R} = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}$$

Criterio de Jeans

La **energía gravitacional** tiene la forma

$$\Omega = - f\, GM^2/R$$

($f = 3/5$ si la nube es esférica y de densidad uniforme).

La **energía térmica** asumiendo gas ideal es

$$K = 3/2\, NkT$$

Teorema de Virial: un gas en equilibrio tendrá: $2K = |\Omega|$

Si $2K > |\Omega|$ o $2K < |\Omega|$, no hay equilibrio!

Criterio de Jeans

$2K > |\Omega|$ → Expansión (la presión del gas domina)

$2K < |\Omega|$ → Colapso gravitacional

La condición estática para colapsar, conocida como **inestabilidad gravitational** nos queda:

$$3NkT < f\, GM^2/R$$

Usando $N = M/\mu m_{\mathrm{H}}$ se obtiene que la nube es inestable y colapsará si tiene una masa $M > M_J$

$$M_{\mathrm{J}} \equiv \frac{3kT}{fG\mu m_{\mathrm{H}}} R$$

Masa de Jeans

Ahora reemplazando: $R = (3M/4\pi\rho)^{1/3}$

Nos queda $$M_J \equiv \left(\frac{3kT}{fG\mu m_H}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/2}$$ Colapso si $M > M_J$

Si la masa de una nube supera M_J, la presión del gas en el interior de la nube no tiene cómo sustentar su propio peso, llevando al colapso gravitatorio.

Notar que M_J es proporcional a $T^{3/2}\ \rho^{-1/2}$
→ A mayor T, mayor M puede soportar la nube sin colapsar.
→ A mayor ρ, menos M es necesaria para el colapso.

El colapso se da en nubes frías y densas

Radio de Jeans

Invirtiendo la relación $$M_J \equiv \frac{3kT}{fG\mu m_H} R$$

Obtenemos el **radio de Jeans**: $$R_J = \frac{fG\mu m_H}{3kT} M_J$$

Colapso si $R > R_J$

Toda escala mayor será inestable al colapso gravitacional y colapsará, mientras que escalas más pequeñas permanecen estables.

Reemplazando M_J obtenemos que:
→ R_J es proporcional a $T^{1/2}$ $\rho^{-1/2}$, es decir que también aumenta con T y disminuye con ρ

Densidad de Jeans

La **densidad de Jeans** es la densidad crítica sobre la cual se gatilla el colapso gravitacional

$$\rho_J = \frac{3}{4\pi M^2}\left(\frac{3kT}{f\mu m_H G}\right)^3$$

Collapso si $\rho > \rho_J$

$\rho_J \searrow$ si la masa es mayor y la temperatura es baja. Nubes frías y masivas colapsan.

El criterio de Jeans es simple porque es una condición estática, que no nos dice nada sobre la dinámica del gas.

Ignora factores potencialmente importantes que afectan a la estabilidad, como campos magnéticos, formación y vaporización de polvo, o transporte radiativo.

PERO, es un punto de partida útil para comprender cómo se forman las estrellas a partir de nubes de gas y polvo que se vuelven gravitacionalmente inestables.

Sin embargo, NO vemos estrellas demasiado masivas, con masas similares a la masa típica de las nubes moleculares.

Además, vemos que las estrellas se tienden a formar en grupos, desde binarias, hasta cúmulos que contienen cientos o miles de miembros.

→ Fragmentación de la nube que colapsa debido a inhomogeneidades iniciales en la densidad

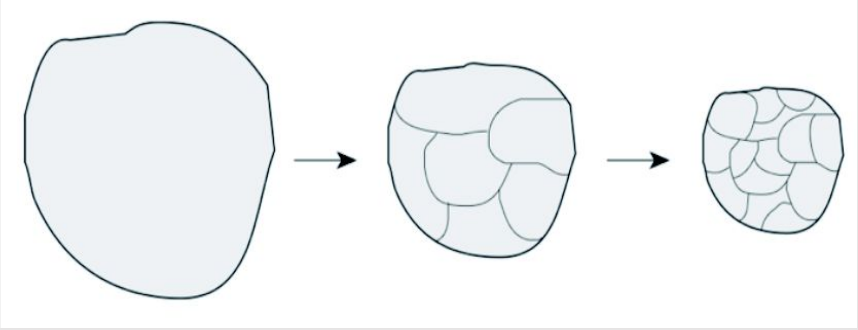
Fragmentación de la nube

El colapso inicial ocurre a temperatura aproximadamente constante. Esto se conoce como **colapso isotérmico**, y es válido mientras la nube sea **ópticamente delgada**.

→ A temperatura constante, la masa de Jeans disminuye a medida que la nube colapsa (la densidad aumenta)

$$M_J \equiv \frac{3kT}{fG\mu m_H} R = \left(\frac{3kT}{fG\mu m_H}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/2}$$

→ La nube se fragmenta en sub-nubes gravitacionalmente inestables



El criterio de Jeans asume una nube cercana al equilibrio, no una que ya está colapsando
→ Cuando una gran nube comienza a colapsar, la densidad promedio aumenta; pequeñas perturbaciones de la nube hacen que subregiones excedan antes la densidad crítica y colapsen independientemente, separándose en sub-nubes.

La misma secuencia se repite en las sub nubes, cada vez disminuyendo más M_J a medida que aumenta la densidad.
→ **Colapso en Cascada**

Por estas fragmentaciones, se obtienen cúmulos de protoestrellas con masas comparables a las observadas.

Colapso inicial: Caída Libre

Se puede asumir que el **colapso inicial** ocurre en **caída libre** e **isotérmicamente** (T no aumenta), mientras que la energía gravitacional liberada NO sea convertida en energía térmica del gas, y por lo tanto en presión.

Esta suposición es válida mientras la nube sea ópticamente delgada y la energía liberada por el colapso pueda ser radiada eficientemente fuera de la nube.

El tiempo de colapso en caída libre se calcula como:

$$t_{\mathrm{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho}$$

Colapso Homólogo

La escala de tiempo característica para el colapso en caída libre es independiente del radio de la nube que colapsa

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}}}$$

Esto implica que si la densidad es uniforme al comienzo del colapso, se mantiene uniforme (aumenta a la misma tasa en todas partes).

Esta es una suposición matemáticamente simple, y razonable para estudiar las primeras fases del colapso gravitatorio de una nube.

Ejemplo: colapso de una protoestrella

Consideremos el colapso de una protoestrella con $1M_\odot$

Usando el criterio de Jeans

$$\rho_J = \frac{3}{4\pi M^2}\left(\frac{3kT}{f\mu m_H G}\right)^3$$

Asumiendo T = 20 K, una nube esférica de $1M_\odot$ de hidrógeno puede colapsar si la densidad promedio es mayor que:

$$\rightarrow \rho_J \simeq 10^{-16}\ [\mathrm{g/cm^3}]$$

*La densidad del agua es 1 [g/cm^3]

Ejemplo: colapso de una protoestrella

Asumiendo densidad constante y simetría esférica, el tamaño inicial de la nube que colapsa es:

$\rightarrow R \sim 1.6\times10^{16}$ cm ~ 1000 AU

$1R_{\odot} = 0.00465047$AU

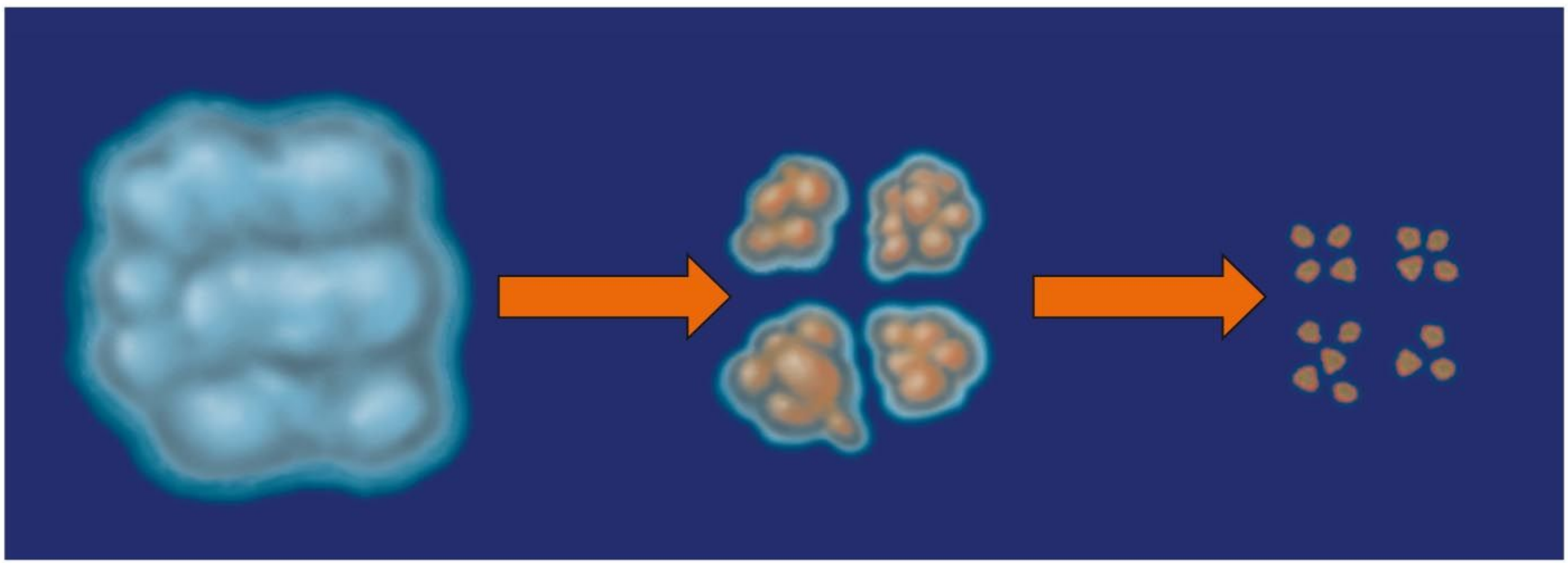
Distancia promedio del sol a plutón ~ 39.5 AU

Y su escala de tiempo de caída libre es ~7000 años

El radio inicial de la protoestrella es más de $2 \times 10^5\ R_{\odot}$ y ~25 veces el tamaño actual del Sistema Solar, y se contrae dramáticamente en caída libre en los primeros 7000 años.

Fin de la fragmentación

El colapso gravitacional de grandes nubes suele fragmentarse en sub-colapsos más pequeños, lo que explica por qué no observamos estrellas muy masivas.



$$M_{\mathrm{J}} \equiv \left(\frac{3kT}{fG\mu m_{\mathrm{H}}}\right)^{3/2}\left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/2}$$

Colapso isotérmico: $M_J \sim \rho^{-1/2}$

→ Aumentar ρ disminuye M_J

¿Por qué la fragmentación se frena cerca de 0.1–1 $M_\odot$?

Qué detiene el proceso de fragmentación?

Sabemos que el colapso no se mantiene isotérmico para siempre, porque las estrellas tienen temperaturas mucho mayores que 10-100 K (que es la temperatura inicial de la nube).

Cuando una nube que está colapsando se vuelve **ópticamente gruesa**, la energía no puede ser radiada hacia afuera tan eficientemente, aumentando la temperatura.

→ El colapso pasa de ser isotérmico a ser **adiabático**

Proceso adiabático

En termodinámica se designa como proceso adiabático a aquel en el cual el sistema termodinámico **no intercambia calor con su entorno.**

La ecuación de estado adiabática es: $TV^{\gamma-1}$ = constante, donde γ es el coeficiente adiabático del gas.
Y como $\rho \propto V^{-1}$

$$\rightarrow T \propto \rho^{\gamma-1}$$

Para el **gas ideal monoatómico γ=5/3** → $T \propto \rho^{2/3}$

La transición desde un colapso isotérmico a un colapso adiabático impone un límite inferior para la masa de Jeans, es decir, para la masa de los fragmentos que se pueden colapsar.

$$M_J \equiv \left(\frac{3kT}{fG\mu m_H}\right)^{3/2}\left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/2}$$

Para el colapso adiabático teníamos $T \propto \rho^{\gamma-1}$

→ Para nubes adiabáticas $M_J \simeq \rho^{(3\gamma-4)/2}$

Si γ = 5/3 (gas monoatómico ideal), $\mathbf{M_J \sim \rho^{1/2}}$

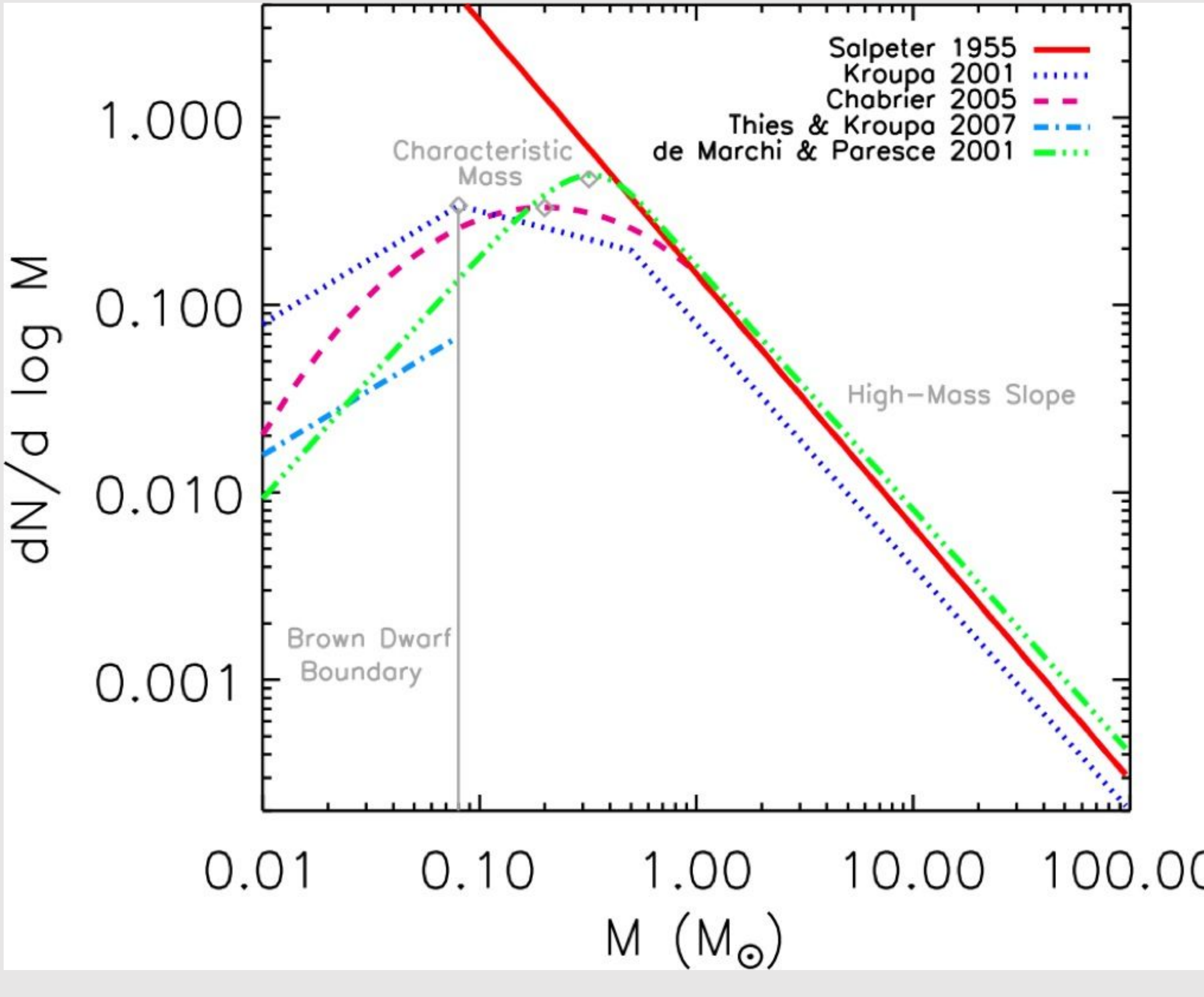
→ Al aumentar ρ **aumenta M_J**

Cálculos basados en esta aproximación muestran que la fragmentación termina cerca de ~ 1 $M_\odot$, aunque cálculos más realistas dan una masa mínima de ~0.01 $M_\odot$

Función Inicial de Masa

La función inicial de masa (IMF, en inglés) nos da el número de estrellas que se forma por intervalo de masa por unidad de volumen. Es una consecuencia del proceso de fragmentación

La IMF es incierta bajo ~ $0.1M_\odot$
(incluso bajo ~$0.5M_\odot$ su forma no está tan clara)



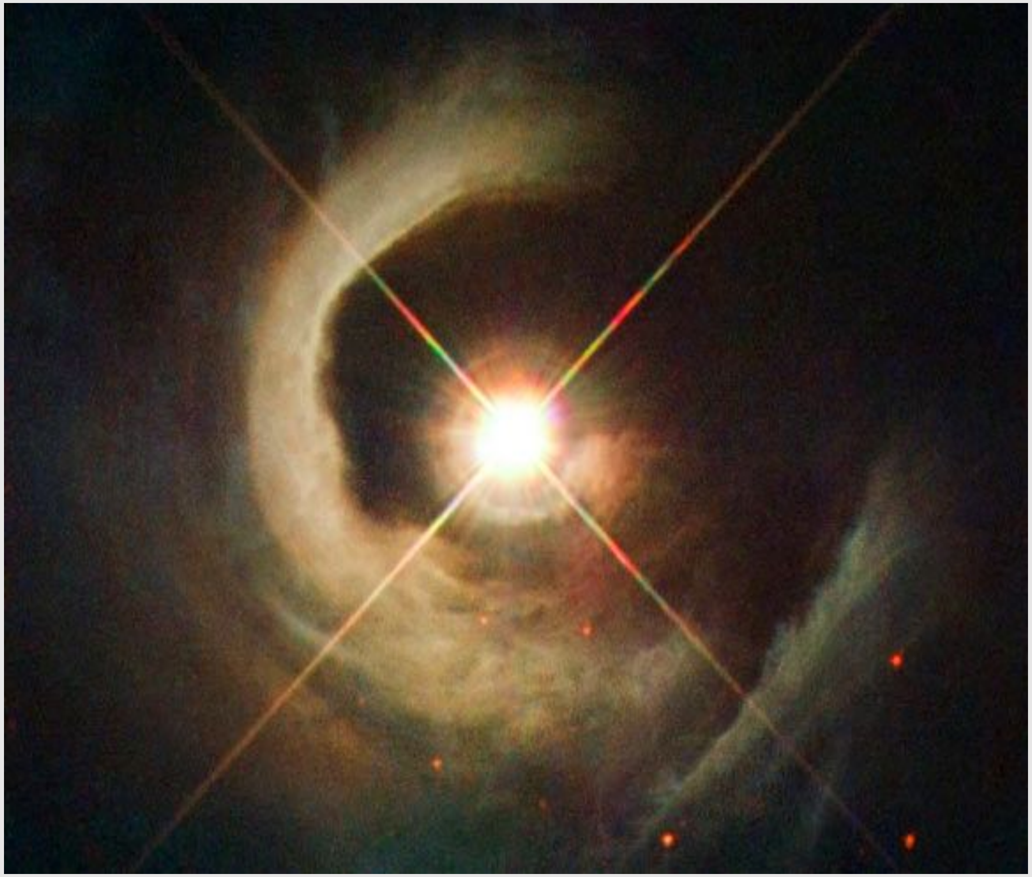
Colapso adiabático

Cuando el colapso pasa a ser adiabático, la estrella seguirá colapsando, pero mucho más lentamente (no como en el colapso inicial en caída libre), en condiciones cercanas al equilibrio hidrostático.

En esta fase podemos observar algunas estrellas jóvenes, que aún se encuentran en proceso de colapso.

T Tauri Stars

Estrellas rojas, variables e irregulares (tipo espectral F a M, $M<2M_{\odot}$), con características inusuales como emisión de líneas de de H, Ca+, y otros metales.



V1331 Cyg, en la constelación de Cygnus, tiene menos de 10 millones de años

Aún se están contrayendo hacia la secuencia principal (SP) → son más grandes → son más luminosas que estrellas de la SP de la misma masa.

Herbig Ae/Be Stars

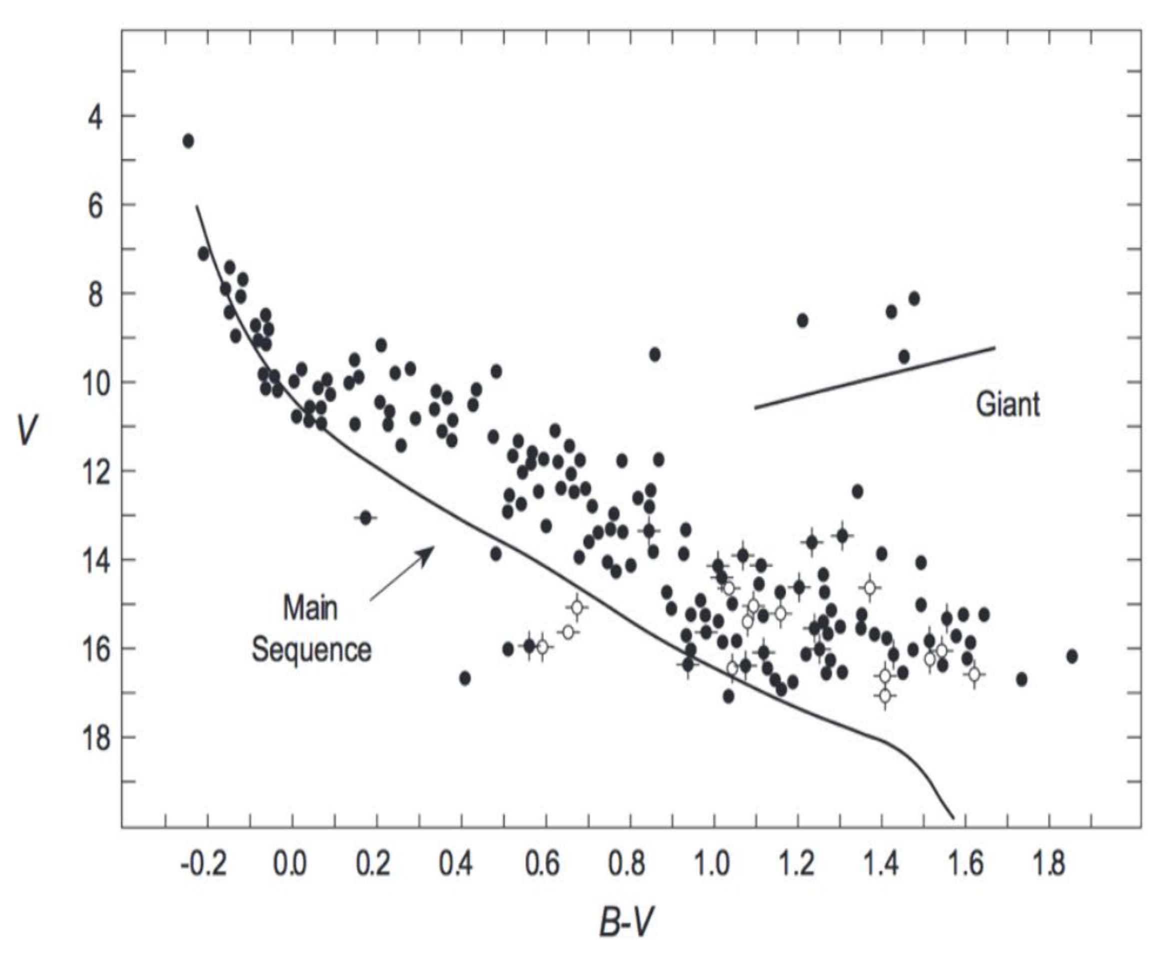
Estrellas muy jóvenes (<10Myr) pre-SP de 2-8$M_{\odot}$ (tipo espectral A o B), con líneas de emisión de H y Ca.

Herbig Ae/Be Star V1025 Tauri

Aún están rodeadas de envolturas de gas y polvo, y a veces discos circum-estelares que producen un exceso de radiación en el infrarrojo.

Se distinguieron de otras estrellas en 1960 por George Herbig

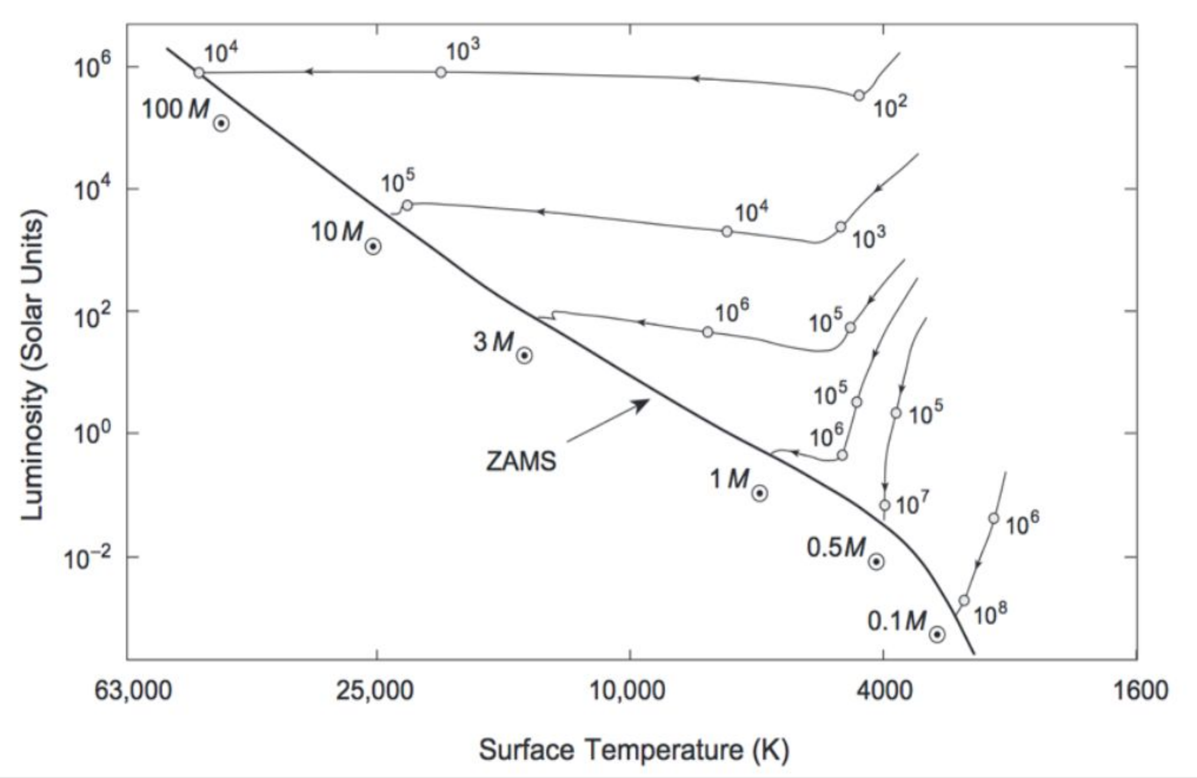
Ejemplo: El cúmulo NGC2264 (jóven)



- Las estrellas más calientes y luminosas (tipo O) ya han dejado la SP.
- Las estrellas más frías y menos masivas todavía están colapsando y no han alcanzado la SP

Evolución pre secuencia principal

Caminos evolutivos en el diagrama HR de protoestrellas de diferentes masas colapsando hacia la secuencia principal cerca del equilibrio hidrostático:



ZAMS = Zero age main sequence = SP de edad cero

Estrellas completamente convectivas

Estrellas que se están contrayendo hacia la SP:
- Deben tener temperaturas superficiales altas y son más grandes → tienen **alta luminosidad**.
- Cuando ya todo el H se ha ionizado, tienen **opacidad alta.**

La combinación de alta opacidad y alta luminosidad asegura que el **gradiente de temperatura** necesario para transportar energía de forma radiativa exceda el gradiente adiabático.

→ Estrellas que están colapsando deben ser casi completamente convectivas

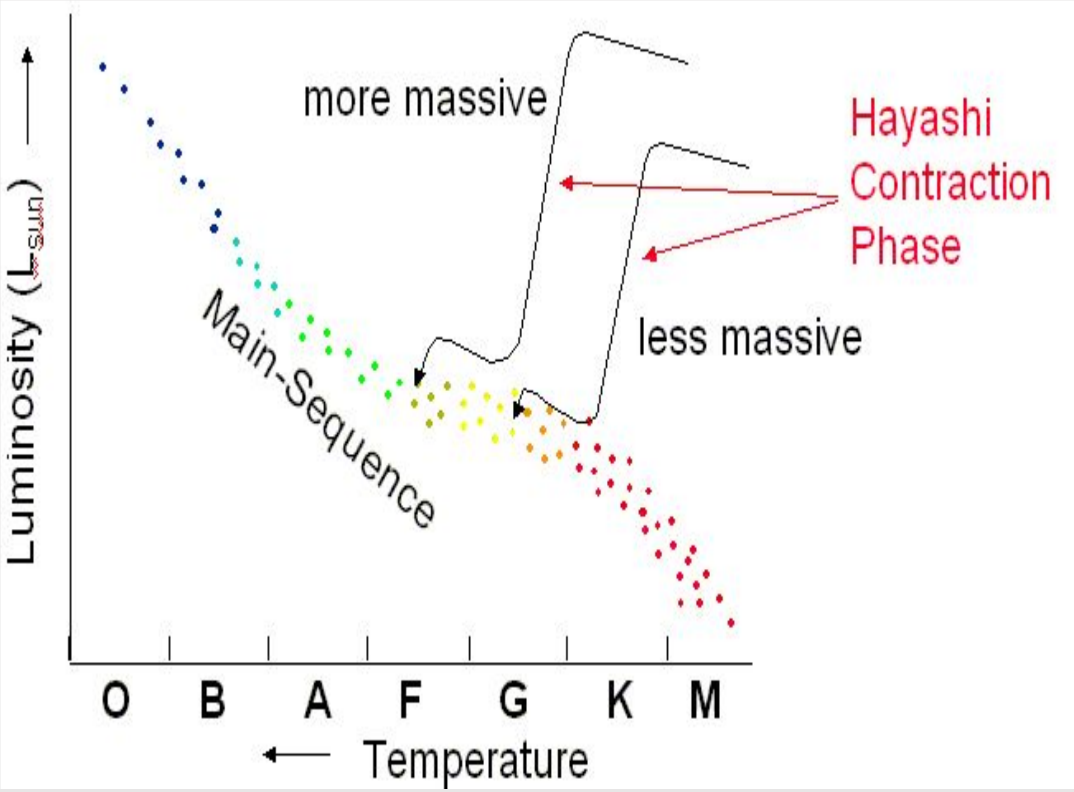
Hayashi Tracks

Al examinar estrellas casi completamente convectivas, con un delgada envoltura radiativa, Hayashi encontró que:

- Las protoestrellas se contraen siguiendo una **trayectoria casi vertical hacia abajo** en el diagrama HR, llamada trayectoria de Hayashi

- Está definida esencialmente por el borde izquierdo de la zona prohibida de Hayashi para su masa y temperatura (si la temperatura es mas baja no hay equilibrio).

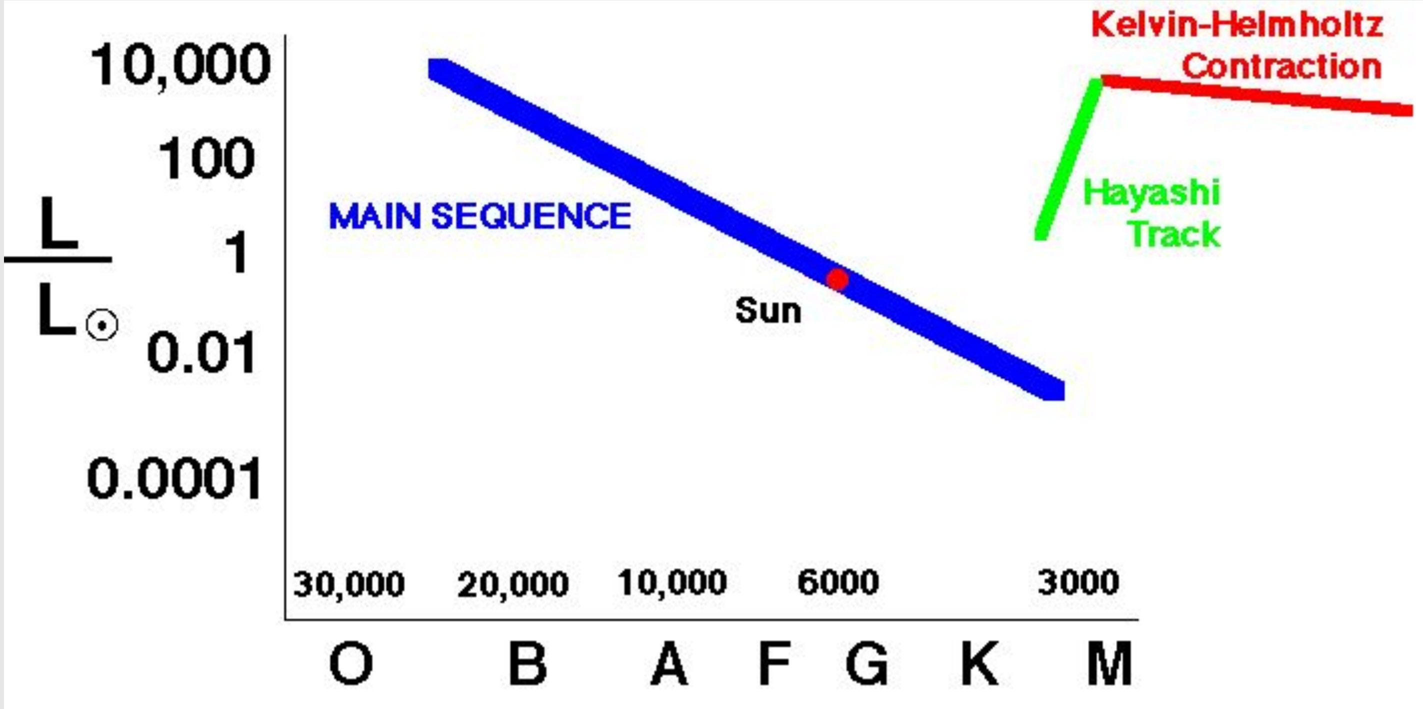
- L decrece rápidamente debido al área superficial que disminuye con la contracción



Hayashi Tracks

Una estrella en su camino de Hayashi será totalmente convectiva y radiará como cuerpo negro!

No hay otra configuración que pueda perder energía de forma más eficiente, en equilibrio hidrostático



Desarrollo del núcleo radiativo

- A medida que la estrella colapsando desciende por la trayectoria de Hayashi, su temperatura CENTRAL aumenta por la contracción gravitacional.

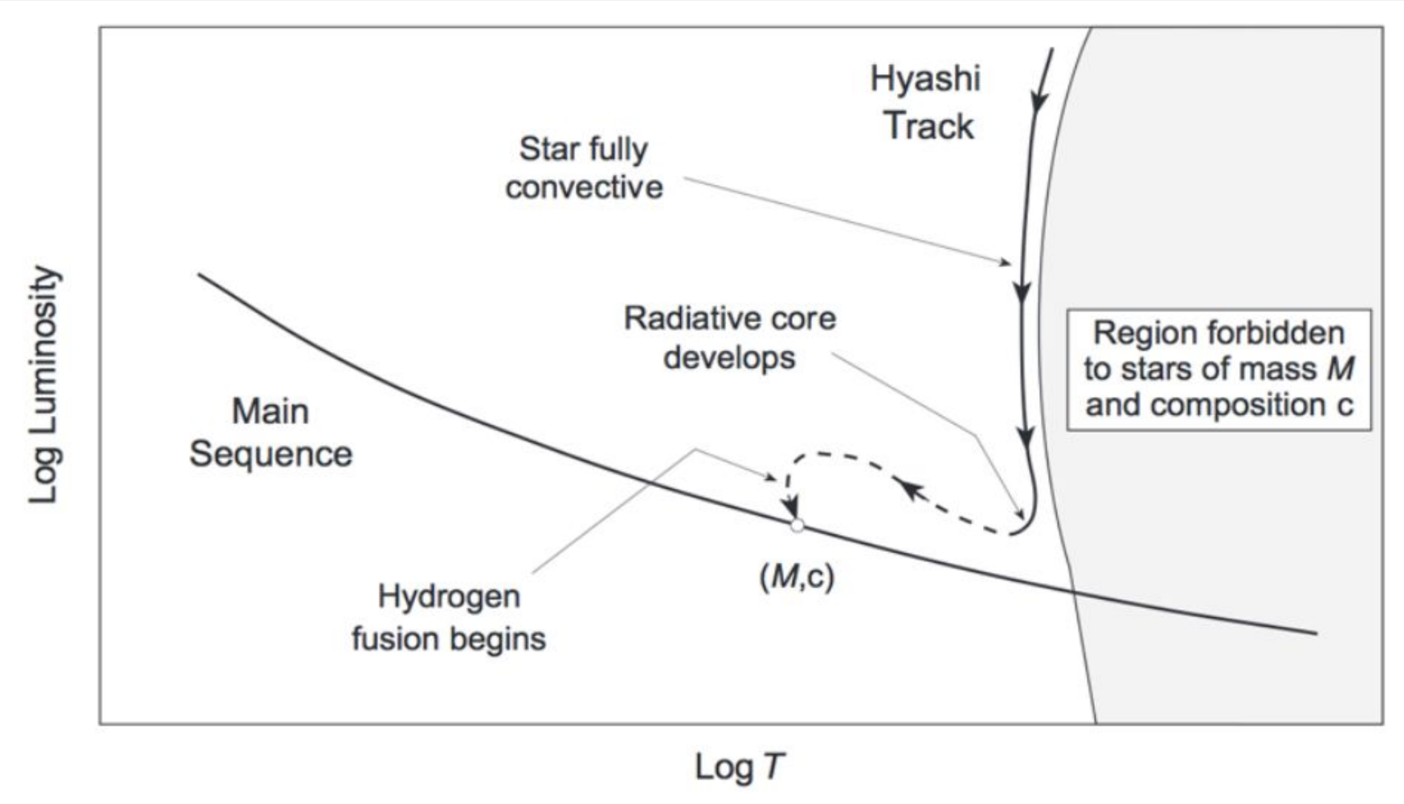
- Esto disminuye la opacidad al centro (para la opacidad de Kramer $\kappa \sim \rho T^{-3.5}$), disminuyendo así el gradiente de temperatura en la zona central, lo suficiente para que sea menor que el gradiente convectivo.

Se establece un núcleo radiativo!

Trayectoria de Henyey

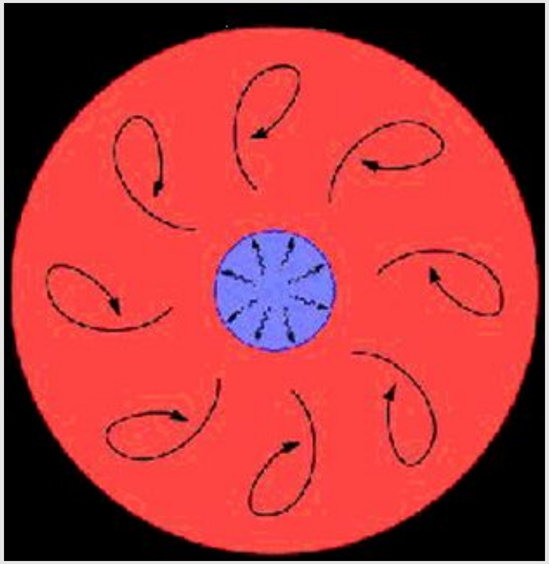
L comienza a aumentar nuevamente porque la energía puede fluir por radiación hacia la superficie.

Como la estrella se está contrayendo y su luminosidad está aumentando, la temperatura efectiva debe aumentar, lo que mueve a la estrella hacia la izquierda y levemente hacia arriba en el diagrama HR



Crecimiento de la Zona Radiativa

- La contracción continúa y la zona radiativa comienza a ser cada vez mayor (la opacidad baja más y más por el aumento de T).



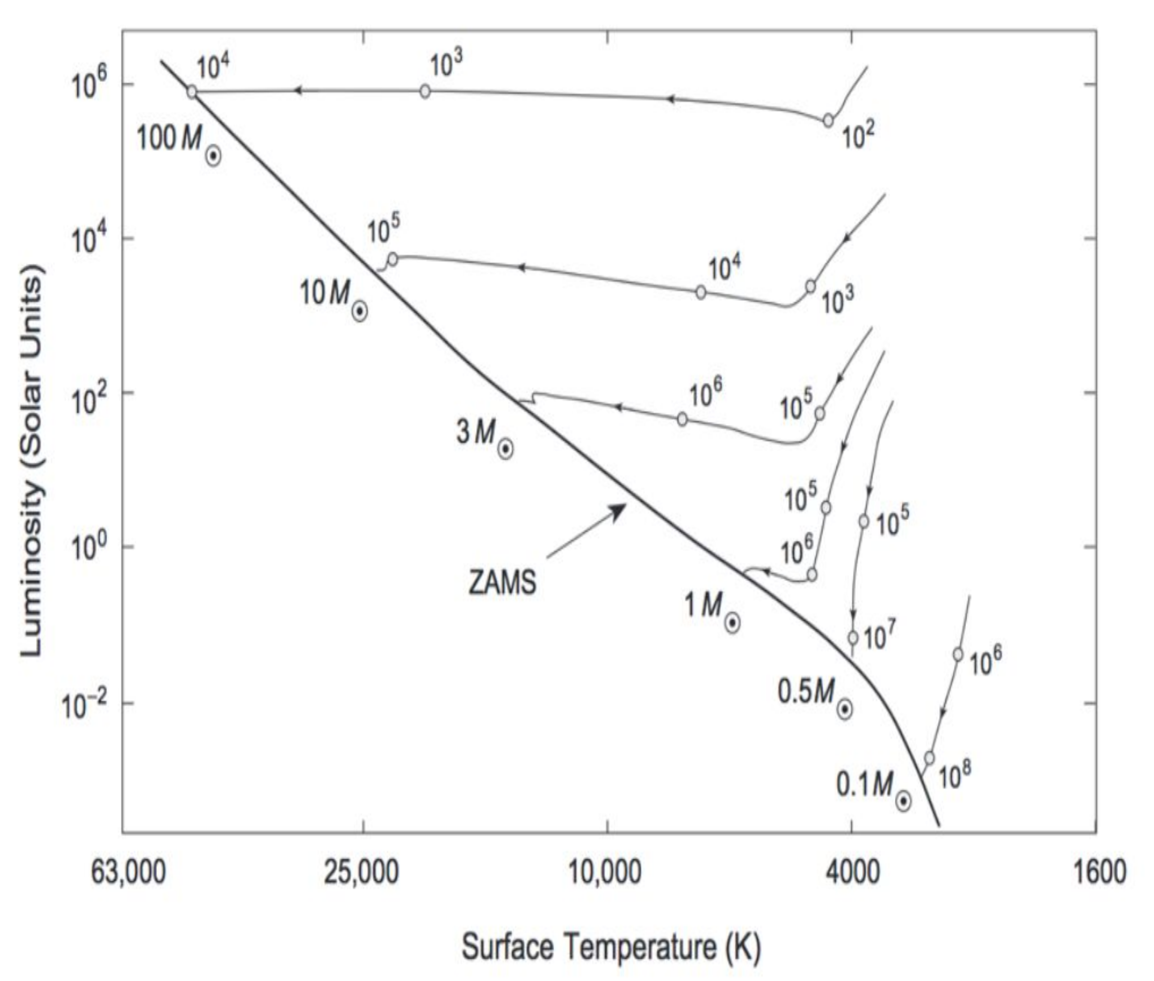
La región convectiva es empujada hacia afuera.

En estrellas como el sol, nos queda un **núcleo radiativo** y una **envoltura convectiva.**

En estrellas más masivas ($\gtrsim$1.5 $M_\odot$) la zona convectiva es completamente eliminada y tenemos una **envoltura radiativa**. Más tarde, en la SP, el **núcleo** puede pasar a ser **convectivo** si la generación de energía es suficientemente grande.

En estrellas de baja masa ($\lesssim$0.5 $M_\odot$): la temperatura central nunca aumenta tanto y la opacidad no baja lo suficiente para establecer un núcleo radiativo, incluso luego de llegar a la SP. La estrella se queda **completamente convectiva**.

La transición desde un interior convectivo a uno radiativo (y por lo tanto de la trayectoria de Hayashi a la de Henyey), es generalmente **más rápida** en estrellas **más masivas** ya que su interior se calienta más rápido a medida que colapsan
→ estrellas masivas viven menos tiempo en la secuencia de Hayashi



Estrellas masivas: Hayashi más corto que Henyey

M≲0.5M☉ no muestran trayectoria de Henyey

Del mismo modo, la temperatura para comenzar a fusionar H en el núcleo se alcanza más rápido en estrellas más masivas.

MASS (solar masses)	SPECTRAL TYPE ON THE MAIN SEQUENCE	PERIOD OF CONTRACTION TO MAIN SEQUENCE (10^6 yrs)
30	O5	0.02
15	B0	0.06
9	B2	0.2
5	B5	0.6
3	A0	3
1.5	F2	20
1.0	G2	50
0.5	M0	200
0.1	M7	500

→Hayashi + Henyey

Masa mínima de las estrellas

Una protoestrella que se contrae sólo se convertirá en estrella si la temperatura en el núcleo sube lo suficiente para iniciar la fusión de Hidrógeno.

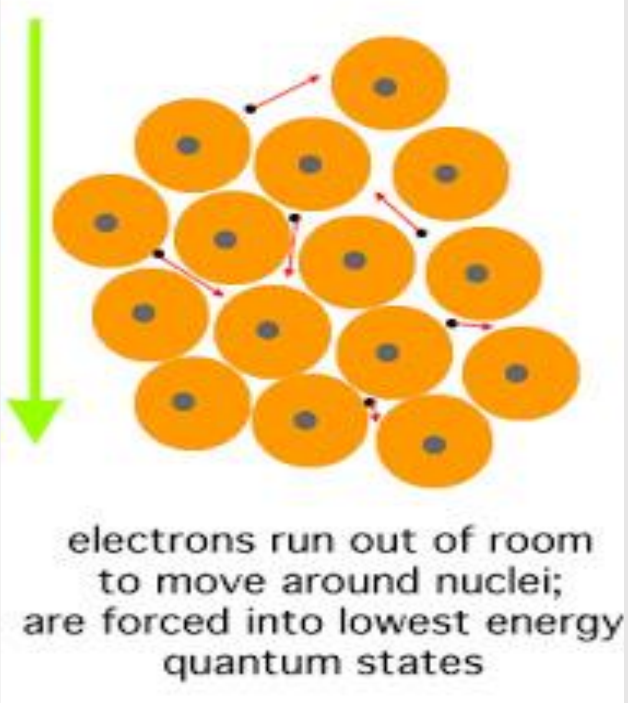
Asumiendo una estrella ideal, formada sólo de gas ideal monoatómico con temperatura y densidad constante, la temperatura se relaciona con la densidad por la ecuación:

$$T = 4.09 \times 10^6 \mu \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2/3} \rho^{1/3}$$

Pero el gas no se comporta como gas ideal para siempre a medida que aumenta la densidad.

Materia degenerada

Si el núcleo de una estrella se comprime, los átomos y los electrones se acercan unos a otros. Pero los electrones no pueden acercarse más de lo que permiten las leyes de la mecánica cuántica

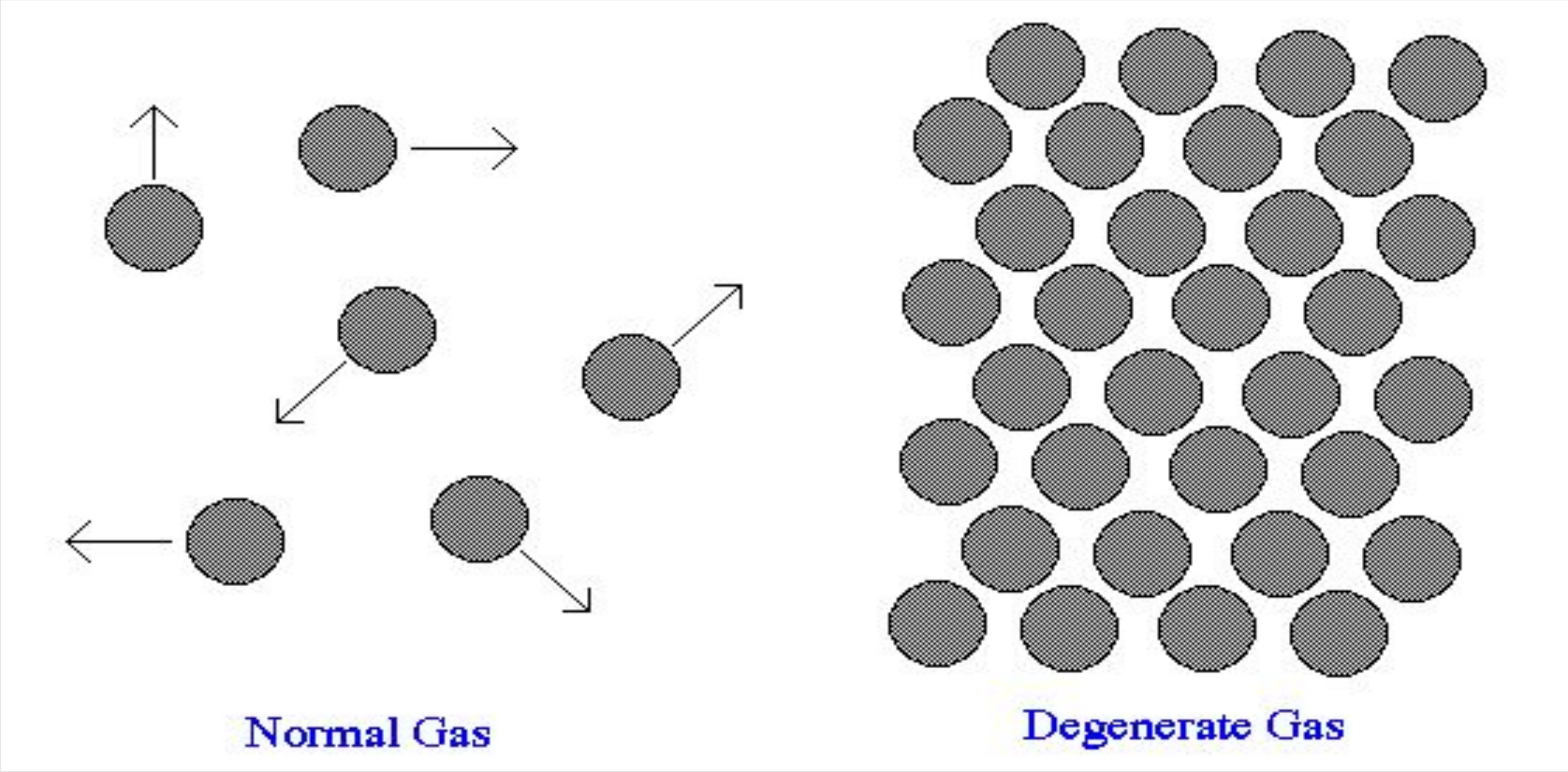


Principio de exclusión de Pauli: no es posible que dos electrones en el mismo átomo compartan el mismo estado cuántico*.

*Valido para todos los fermiones (todas las partículas con spin medio entero como electrones, protones, neutrones…).

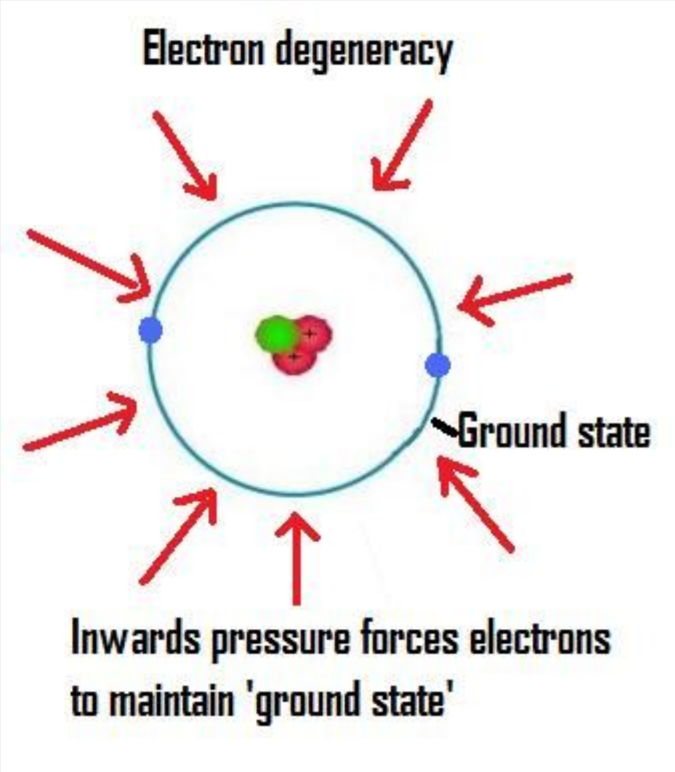
Materia degenerada

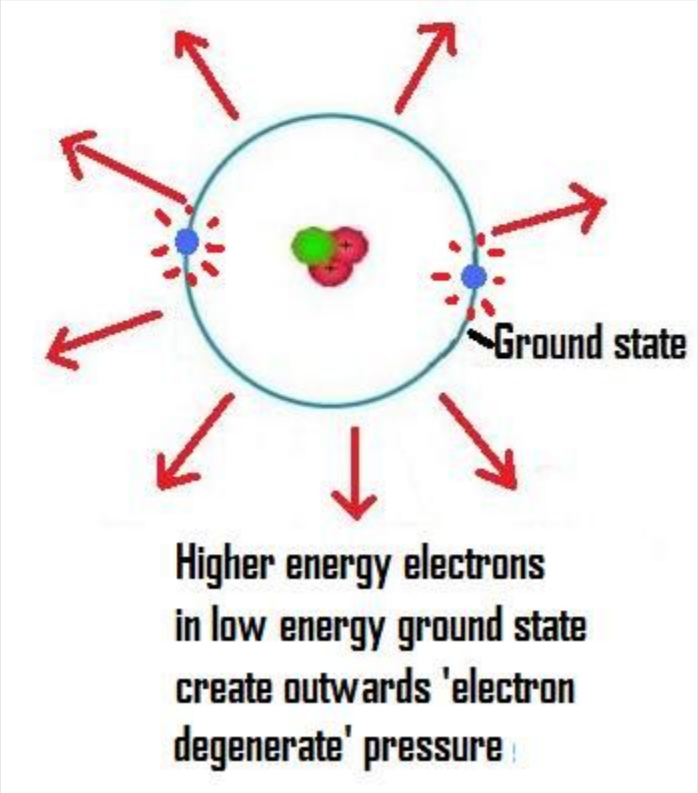
Cuando la densidad aumenta demasiado, los átomos ya no tiene la libertad para moverse, y se degeneran.



Como resultado: **PRESIÓN Y TEMPERATURA SE DESACOPLAN**

Materia degenerada





Si la materia se comprime demasiado, aparece una presión de los electrones en contra de la compresión, llamada presión de degeneración de electrones, que evita que la contracción siga, pero no aumenta T

Materia degenerada

La presión de degeneración no depende de la temperatura (y viceversa).

Aunque la presión aumente, la materia ya no se sigue comprimiendo, por el principio de exclusión de Pauli. En cambio, la velocidad con la que los electrones se mueven aumenta. De esta forma se puede seguir aumentando la presión en la materia degenerada, sin necesidad de colapsar la materia ni aumentar T.

Si el núcleo de una protoestrella se vuelve degenerado, su temperatura ya no aumentará con la contracción (la ecuación que se debe usar es la ecuación de estado de un gas degenerado).

La temperatura y densidad críticas para generar **degeneración de electrones** son:

$$\rho \simeq 6 \times 10^{-9} \mu_e T^{3/2}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$$

$$T \simeq 5.6 \times 10^{7} \mu \mu_e^{1/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2/3}$$

Para $M \sim 1 M_\odot$ y $\mu\mu_e^{1/3} \sim 1 \rightarrow T \sim 10^7 K$

Una protoestrella de $1 M_\odot$ puede producir una temperatura promedio de 10,000,000 K por contracción, antes de que los electrones en el núcleo se degeneren, parando el aumento de temperatura.
Esta temperatura es más que suficiente para la fusión de H.

Si en el mismo cálculo usamos una masa menor, eventualmente encontraremos una masa para la cual la temperatura máxima antes de que el núcleo se degenere es menor que la temperatura necesaria para fusionar H.

Cálculos detallados resultan en una masa mínima (dependiendo de la metalicidad) de

$$\mathbf{M_{min} \sim 0.072\ M_\odot}$$

¿Qué pasa si la nube que está colapsando tiene una masa menor a esta masa límite?

Cuando $M < M_{min}$

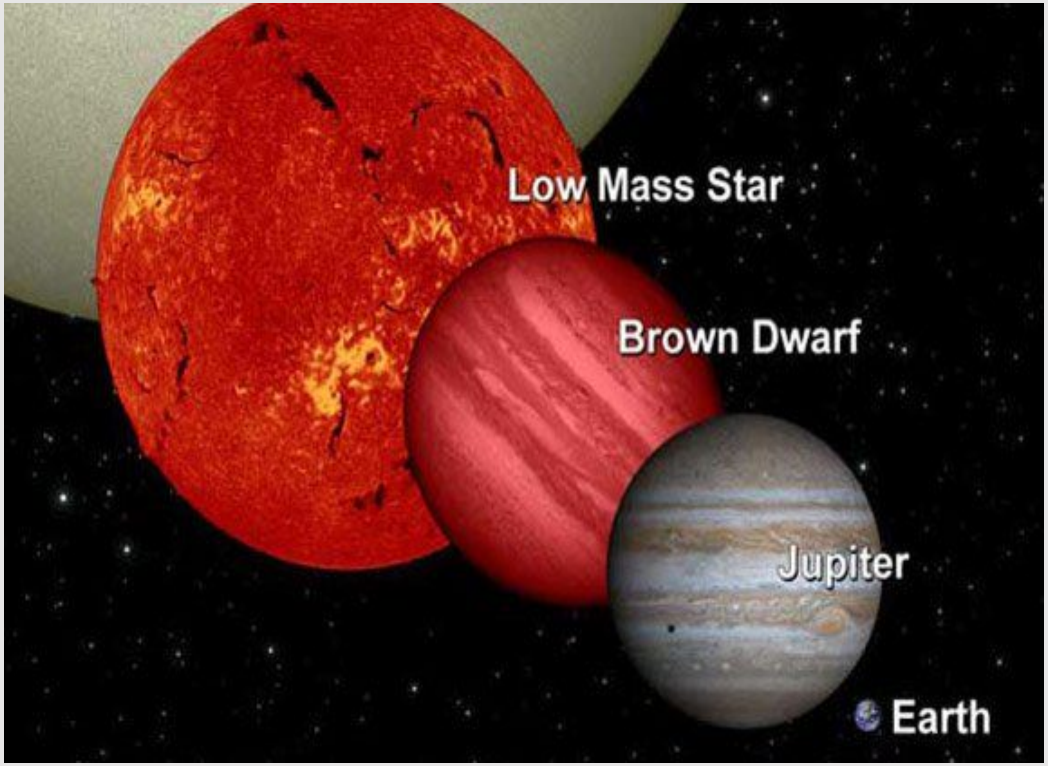
Bajo ~ 0.072 $M_{\odot}$ la temperatura necesaria para encender el H no se alcanza nunca.
Algunas reacciones nucleares pueden existir, pero no a la tasa necesaria para que la estrella entre a la SP.

$M \gtrsim 0.06\ M_{\odot} \rightarrow$ Quema de litio

$M \gtrsim 0.013\ M_{\odot}$ (~30 M_J) $\rightarrow$ Quema de Deuterio

Enanas Cafés

En el Universo existen muchos de estos objetos.
- Están soportados por la presión de electrones degenerados.
- Radían energía que les queda de la contracción gravitacional, no de fusión de H (la fusión de otros elementos no es su fuente principal de energía).



Tipo espectral
L y T

Sus masas van desde decenas de masas de Júpiter a un pequeño porcentaje de $M_{\odot}$

Estrellas, Enanas Cafés y Planetas