

Evolution des étoiles

SPAT0045

Marc-Antoine Dupret
 Chargé de Cours
 email: ma.dupret@ulg.ac.be
 tel: 04 3669732
 Bât. B5c, 1^{er} étage

Formation des étoiles



Gaseous Pillars - M16 HST - WFPC2
PHOTON 246 - ST Sc OPO - November 2, 1995
 J. Heester and P. Scowen (DC State Univ), NASA


Contraction gravifique

Formation des étoiles



3 grands types de nuages interstellaires :

- 1) Nuages moléculaires**
 H_2 majoritairement
 • Masse : $\sim 10^4 - 10^6 M_\odot$ • Taille : $\sim 1 - 50$ pc
 • Température : $\sim 10 - 15$ K° • Densité en nombre : $\sim 10^8 - 10^{10} m^{-3}$
- 2) Nuages atomiques : régions HI**
 H atomique majoritairement Les plus abondantes mais aussi les plus difficiles à détecter (voix à 21 cm)
 • Température : $\sim 30 - 80$ K° • Densité en nombre : $\sim 10^7 - 10^9 m^{-3}$
- 3) Nuages ionisés : régions HII**
 H^+ majoritairement
 • Température : ~ 8000 K° • Densité en nombre : $\sim 10^2 - 10^6 m^{-3}$ $10^{-25} \rho_{air}$



Formation des étoiles

Nuages moléculaires

• Si la densité du nuage interstellaire est suffisante ($10^{21} m^{-3}$), les atomes peuvent s'associer et former des molécules.

➡ Nous avons un **nuage moléculaire**.

• Molécule la plus abondante : H_2 .

Problème : pas très détectable!

➡ Ondes radio provenant de la molécule CO.

• La plupart des molécules sont organiques.

• Masse : $\sim 50\,000 M_\odot$

• Taille : ~ 40 a.l.

Contraction gravifique

Instabilité du nuage proto-stellaire (H_2)

Critère de Jeans : le nuage est instable si

Longueur d'onde de la perturbation $\lambda \geq \lambda_J = \left(\frac{\pi}{G\rho}\right)^{1/2} v_s \approx \tau_{ff} \sqrt{v_s}$ Vitesse du son isotherme $v_s^2 = P/\rho = R T/\mu$

Si $\tau_{ff} v_s < \lambda$, le milieu n'a pas le temps de contrebalancer la perturbation sur l'échelle de temps de chute libre τ_{ff} → effondrement

Approche plus rigoureuse :
 Comment un nuage homogène initial réagit à une perturbation sous forme d'onde plane ? $\rho = \rho_0 + \delta\rho \exp(i(kx - \omega t))$

Relation de dispersion : $\omega^2 = k^2 v_s^2 - 4\pi G\rho_0$ $\omega^2 < 0$: instable
 $\omega^2 > 0$: stable

Contraction gravifique

Effondrement du nuage

• Les nuages ne s'effondrent pas car il existe :

- une force due au champ magnétique interstellaire.
- un gradient de pression interne.
- une force centrifuge.

Mais ce n'est pas une véritable éternité!!!

Remarqué en 1968, un problème de bloc gravité de gaz est de préserver les forces de gravité. Si les atomes sont encore en équilibre, mais le nuage risque à tout moment son effondrement.

Facteurs pouvant rompre l'équilibre :

- passage dans une **zone de haute densité**
- **onde de choc** due à l'explosion d'une supernovae.



Contraction gravifique

Instabilité du nuage proto-stellaire (H_2)

Critère de Jeans : le nuage est instable si

Longueur d'onde de la perturbation $\lambda \geq \lambda_J = \left(\frac{\pi R}{G\mu}\right)^{1/2} T^{3/2} \rho^{-1/2}$ Vitesse du son isotherme $v_s^2 = P/\rho = R T/\mu$

Si $\tau_{ff} v_s < \lambda$, le milieu n'a pas le temps de contrebalancer la perturbation sur l'échelle de temps de chute libre τ_{ff} → effondrement

$M \geq M_J = \left(\frac{\pi R}{G\mu}\right)^{3/2} T^{3/2} \rho^{-1/2}$

$\rho \sim 10^{24} g/cm^3, T \sim 10$ K, $\mu=2 \rightarrow M_J \sim 1000 M_\odot$

Fragmentation

Contraction gravifique

Etape 1 : Effondrement gravifique ~ isotherme

Temps de chute libre $\sim (G\rho)^{-1/2} \sim 10^8$ ans \searrow **Effondrement ~ isotherme**
 $>$
 Temps d'ajustement thermique

$$\tau_{th} \approx \frac{GM_J^2}{\lambda_J L} \quad \lambda_J \propto (T/\rho)^{1/2}$$

$$\propto T^{-5/2} \rho^{1/2} \quad L \approx \sigma \lambda_J^2 T^4$$

L'effondrement isotherme prend fin quand $\tau_{ff} \sim \tau_{th}$
 $\Leftrightarrow \rho = k_1 T^{5/2} \Leftrightarrow M_J \approx 0.06 M_\odot T^{1/4} \approx M_\odot$

Contraction gravifique

Etape 2 : Effondrement gravifique ~ adiabatique

Quand $T_c \sim 2000$ K \rightarrow **Dissociation : $H_2 \rightarrow H + H$**
 Réaction endothermique $\rightarrow \Gamma_1 = \partial \ln P / \ln P \searrow$
 \rightarrow Instabilité dynamique
 \rightarrow **Nouvel effondrement**

Apparition d'un **2^{ème} front d'onde de choc**
 Nouvel équilibre hydrostatique en dessous

Contraction gravifique

Etape 1 : Effondrement gravifique ~ isotherme

Fragmentations

Etape 2 : Effondrement gravifique ~ adiabatique

Quand $M \sim 1 M_\odot$, temps de chute libre \sim temps d'ajustement thermique :
 Contraction adiabatique $\rightarrow T_c, \rho_c \nearrow$

Vitesse d'effondrement **supersonique** près du centre
 Apparition d'un **front d'onde de choc**
 Equilibre hydrostatique en-dessous

Contraction gravifique

Contraction adiabatique

Dissociation : $H_2 \rightarrow H + H$
 $\rightarrow \Gamma_1 = \partial \ln P / \ln P \searrow$
 \rightarrow Instabilité dynamique
 \rightarrow **Nouvel effondrement**

Apparition d'un **2^{ème} front d'onde de choc**
 Nouvel équilibre hydrostatique en dessous

La séquence de Hayashi : modèles entièrement convectifs

3 équations différentielles :

$$\frac{dr}{dm} = \frac{1}{4\pi\rho(T,P)r^2} \quad \frac{dP}{dm} = -\frac{Gm}{4\pi r^2} \quad \frac{dT}{dm} = -\nabla_{ad} \frac{GmT}{4\pi r^2 P}$$

3 conditions aux limites (dont 2 à la photosphère):
 $r(0) = 0 \quad T(M) = T_{eff} \quad P(M) = P(T_{eff}, \log g) = f(L, R, M)$
 $= (L / (4\pi\sigma R^2))^{1/4} \quad = \int_0^{2/3} (g/\kappa) dr \approx (2/3)g/\kappa$

3 fonctions inconnues : $r(m), P(m), T(m)$
 2 paramètres à fixer : M et L
 Pour M et L fixés \rightarrow une solution \rightarrow 1 point dans le diag. HR
 M fixé, L variable \rightarrow famille de solutions \rightarrow courbe ds le diag. HR

C'est la séquence de Hayashi de masse M .

A droite et à gauche de la séquence de Hayashi

Même question mathématique mais avec $\frac{d \ln T}{d \ln P} \neq \nabla_{ad}$:

Région permise : $\frac{d \ln T}{d \ln P} < \nabla_{ad}$
 modèle partiellement radiatif

Région interdite : $\frac{d \ln T}{d \ln P} > \nabla_{ad}$
 Convection trop violente

La séquence de Hayashi : modèles entièrement convectifs

Définition générale :
 La séquence de Hayashi de masse M est le lieu des points dans le diagramme HR correspondant à des modèles d'étoile de masse M entièrement convectifs à l'équilibre hydrostatatique (mais pas nécessairement thermique)

Séquences de Hayashi de différentes masses

Evolution initiale dans le diagramme HR

1) Etoile cachée par le disque d'accrétion

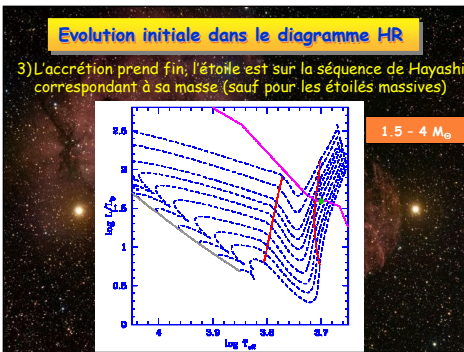
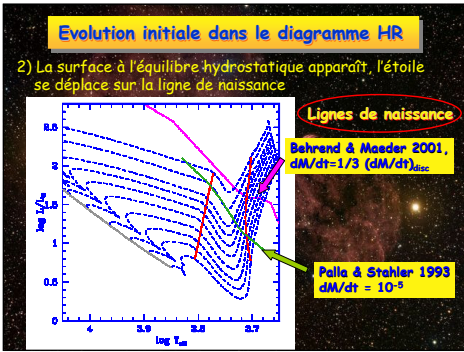
1. A protostar assembles from a collapsing cloud fragment. It is concealed behind a shroud of dusty gas.

2. Protostar shrinks and heats as gravitational potential energy is converted into thermal energy.

3. Surface temperature rises when radiation becomes the dominant mode of energy flow within the protostar.

4. The fusion rate increases until it balances the energy radiated from the star's surface.

L'énergie cinétique de la matière accrétée est convertie en rayonnement infrarouge
 $L \sim 2\pi R \dot{M} v_{acc}$



9

Etape 3 : Contraction gravifique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique

Théorème du Viriel

Equilibre hydrostatique: $\frac{\partial P}{\partial m} = \frac{Gm}{4\pi r^2}$ Masse: $\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}$

Intégration par partie: $\int_0^M 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} dm = [4\pi r^3 P]_0^M - \int_0^M 12\pi r \frac{\partial r}{\partial m} P dm$

$E_g = - \int_0^M \frac{Gm}{r} dm$ $E_i = \int_0^M \frac{2}{3} u dm$

Energie potentielle gravifique total: $E_g = -2 E_i$

Energie interne totale: $E_i = \int_0^M \frac{2}{3} u dm$

Gaz parfait ionisé dégénéré ou non, non-relativiste: $\frac{P}{\rho} = \frac{2}{3} u$

Etape 3 : Contraction gravifique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique

Théorème du Viriel

$\int_0^M \frac{Gm}{r} dm = 3 \int_0^M \frac{P}{\rho} dm$ $E_g = -2 E_i$ (Gaz parfait)

Energie totale: $E_{tot} = E_i + E_g$

Conservation de l'énergie globale sans production interne: $L = -dE_{tot}/dt = -dE_i/dt - dE_g/dt = dE_i/dt = -(1/2)dE_g/dt$

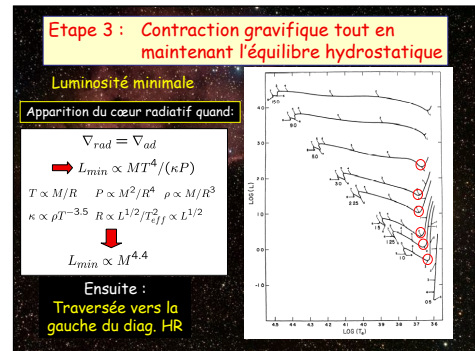
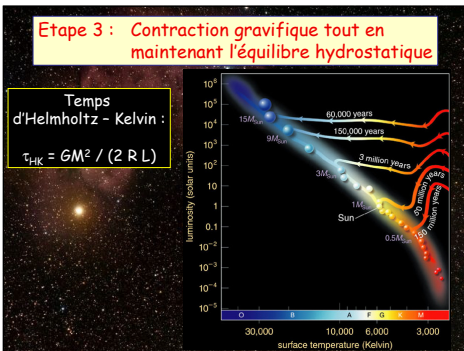
Si réactions nucléaires, remplacer L par $L + \epsilon dm$

Pas de réactions nucléaires!

La moitié de l'énergie potentielle gravifique libérée lors de la contraction de l'étoile conduit à une augmentation de son énergie interne, l'autre moitié est rayonnée.

Temps d'Helmholtz - Kelvin: $\tau_{HK} \approx GM^2 / (2RL)$

10



Etape 3 : Contraction gravifique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique

Tant que l'étoile est entièrement convective: descente le long de la séquence de Hayashi

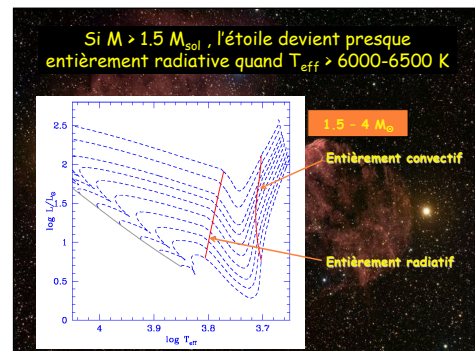
Luminosité minimale lors de la descente, pourquoi?

$\kappa \sim \kappa_0 \rho T^{-3.5}$ (Kramers) et $T_c \uparrow$

$\kappa_c \downarrow$ → $\nabla_{rad} = \frac{3\kappa PL}{16\pi ac GM T^4}$

$\nabla_{rad} \leq \nabla_{ad}$

Apparition d'un cœur radiatif



11

12

Naissance ou non des réactions nucléaires ?

Rôle de la dégénérescence

Question : lors de la contraction gravifique, T_c augmente-t-elle toujours ?

Théorème du Viriel $\Rightarrow P/\rho$ augmente
 Pour un gaz parfait : $P/\rho \propto T \rightarrow$ oui pour un gaz parfait non-dégénéré
Mais ... ce n'est plus le cas pour un gaz dégénéré.

Contraction homologue

$r \rightarrow r' = x r = r + dr = (1+dr/r) r \quad dr/r = x-1 = \text{cst}$
 $\rho \rightarrow \rho' = \rho/x^3 \rightarrow dp/\rho = \rho'(m)/\rho(m) - 1 = 1/(1+dr/r)^3 - 1 = -3 dr/r$

$P = \text{Poids} \rightarrow P' = \text{Poids}' \rightarrow dP/P = P'(m)/P(m) - 1 = 1/(1+dr/r)^4 - 1 = -4 dr/r$

Naissance ou non des réactions nucléaires ?

Rôle de la dégénérescence

Contraction homologue

$r \rightarrow r' = x r = r + dr = (1+dr/r) r \quad dr/r = x-1 = \text{cst}$
 $\rho \rightarrow \rho' = \rho/x^3 \rightarrow dp/\rho = \rho'(m)/\rho(m) - 1 = 1/(1+dr/r)^3 - 1 = -3 dr/r$

$P \rightarrow P' = P/x^4 \rightarrow dP/P = P'(m)/P(m) - 1 = 1/(1+dr/r)^4 - 1 = -4 dr/r$
 $\rightarrow dP/P = (4/3) dp/\rho$

Equation d'état générale : $dp/\rho = \alpha dP/P - \delta dT/T$
 $\rightarrow dT/T = (\alpha/\delta) dP/P - (1/\delta) dp/\rho = (4\alpha-3)/(3\delta) dp/\rho$

Naissance ou non des réactions nucléaires ?

Rôle de la dégénérescence

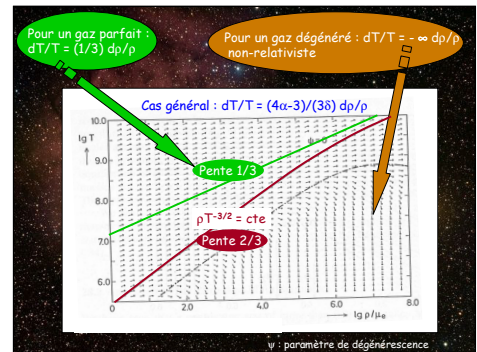
$dp/\rho = \alpha dP/P - \delta dT/T$

$dT/T = (4\alpha-3)/(3\delta) dp/\rho$

Pour un gaz parfait : $\alpha = 1, \delta = 1 \rightarrow dT/T = (1/3) dp/\rho$
 non-dégénéré $T \nearrow$

Pour un gaz dégénéré : $\alpha = 3/5, \delta = 0 \rightarrow dT/T = -\infty dp/\rho$
 non-relativiste $T \searrow$

L'énergie gravifique libérée lors de la contraction n'est pas suffisante pour accélérer les électrons dégénérés (énergie de Fermi \mathcal{E}). L'énergie manquante est puisée dans l'énergie cinétique des ions non-dégénérés de sorte que la température diminue.



Naissance ou non des réactions nucléaires ?

Dilatation homologue avec changement de masse

$r \rightarrow r' = x r = r + dr = (1+dr/r) r$
 $m(r) \rightarrow m'(r') = q m(r) = (1+dm/m) m(r)$

$\rho = dm/(4\pi r^2 dr) \rightarrow \rho' = dm'/dr' (1/(4\pi r'^2)) = (q/x) dm/dr (1/(4\pi x^2 r^2)) = (q/x^3) \rho$
 $\rightarrow dp/\rho = (1+dm/m)/(1+dr/r)^3 - 1 = dm/m - 3 dr/r$

$P = \int_0^M Gm/(4\pi r^4) dm \rightarrow P' = \int_0^{qM} Gm/(4\pi r'^4) dm' = (q^2/x^4) P$
 $\rightarrow dP/P = (1+dm/m)^2/(1+dr/r)^4 - 1 = 2 dm/m - 4 dr/r$

A densité fixée : $dp/\rho = 0 \rightarrow dr/r = 1/3 dm/m \rightarrow dP/P = 2/3 dm/m$

Pour un gaz parfait : $dT/T = dP/P - dp/\rho = dP/P = 2/3 dm/m$
 Plus la masse est élevée, plus la température centrale est élevée (à densité fixée)

Naissance ou non des réactions nucléaires ?

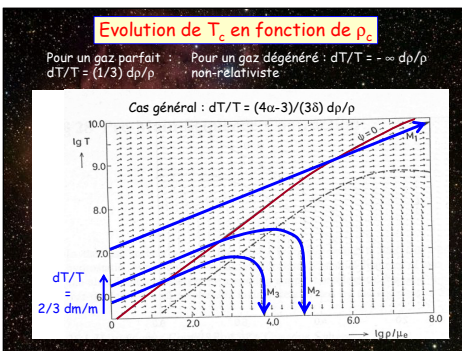
Effet de la masse sur la trajectoire (ρ_c, T_c)

Température requise pour la combustion de l'hydrogène : $T_c \sim 10^7 \text{ K}$

Masse critique : $M = 0.08 M_\odot$

Si $M < 0.08 M_\odot$, l'étoile n'atteint jamais la température requise pour initier la combustion de l'hydrogène (à cause de la dégénérescence)

\rightarrow Naine brune



Refroidissement des naines brunes et blanches

Théorème du Viriel $\int_0^M \frac{Gm}{r} dm = 3 \int_0^M \frac{P}{\rho} dm$

$E_g := - \int_0^M \frac{Gm}{r} dm \quad u_c = \frac{1}{\rho} \int_0^R E(\rho) \delta^2 \delta \rho = \frac{1}{\rho} \frac{8\pi^2}{15} \frac{R^5}{\delta^3} = \frac{3}{2} \frac{P}{\rho}$

Energie potentielle gravifique totale $E_g = - \int_0^M \frac{Gm}{r} dm$

Energie interne totale $E_i = \int_0^M u dm = 3/2 \int_0^M (P/\rho) dm$

$E_g = -2 E_i, \text{ tot}$

$-1/2 dE_g/dt = L = dE_i/dt$

L'énergie interne totale augmente lors de la contraction !!

Refroidissement des naines brunes et blanches

Théorème du Viriel classique

$-1/2 \delta E_g = \delta E_{tot}$ E_{tot} : Energie interne totale (ions + électrons)
 E_g : Energie potentielle gravifique
 E_e : Energie interne des électrons

$E_e = \frac{3}{2} \int_0^M \frac{P_e}{\rho} dm = \frac{3}{2} N \int_0^M \rho^{2/3} dm$ $\frac{\delta P_e / P_e}{\delta \rho / \rho} = \frac{2}{3}$
 $\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{2}{3} \frac{\delta \rho}{\rho}$

$E_g = - \int_0^M \frac{Gm}{r} dm$ $\frac{\delta E_g}{E_g} = - \frac{\delta r}{r} = - \frac{1}{3} \frac{\delta \rho}{\rho}$ $\frac{\delta E_g}{E_g} = 2 \frac{\delta E_e}{E_e}$

$E_g = -2 E_{e,tot}$ $\delta E_e = - \frac{E_e}{E_{e,tot}} \delta E_g \approx - \delta E_g$ $E_{ions} \ll E_e$

Toute l'énergie gravifique libérée augmente l'énergie cinétique des électrons

Refroidissement des naines brunes et blanches

Toute l'énergie rayonnée est puisée dans l'énergie cinétique des ions

Cœur quasi isotherme (conduction électronique très efficace)

$E_{ions} = \int_0^M u_{ions} dm = c_v T_0 M$

$L = - d E_{ions} / dt = - c_v M dT_0 / dt$

La température diminue lentement

Refroidissement des naines brunes et blanches

$dE_e/dt \approx -dE_g/dt$

Toute l'énergie gravifique libérée augmente l'énergie cinétique des électrons

$L = - dE_{tot}/dt = - d E_{ions}/dt - d E_e/dt - d E_g/dt = - d E_{ions}/dt$

Toute l'énergie rayonnée est puisée dans l'énergie cinétique des ions → La température diminue.

Découplage

Hydrostatique, gravité : Gaz d'électrons

Thermique : Gaz d'ions

Comment réagit l'étoile à l'apparition des réactions nucléaires ?

Chaleur spécifique gravito-thermique Je fournis de la chaleur à l'étoile et veux savoir comment elle va réagir

Contraction ou dilatation homologue, maintien de l'éq. hydrostatique Eq. d'état: $d\rho/\rho = \alpha dP/P - \delta dT/T$

$dT/T = (4\alpha - 3)/(3\delta) d\rho/\rho$ → Gaz parfait : $dT/T = (1/3) d\rho/\rho$

$dQ = T ds = du + P dv = c_v dT + (\partial u / \partial \rho)_T - P/\rho^2 d\rho$
 $= c_v dT - c_v T (\Gamma_3 - 1) d\rho/\rho$
 $= c_v T \left(\frac{4\alpha - 3}{3\delta} - (\Gamma_3 - 1) \right) \frac{d\rho}{\rho}$ $\Gamma_3 - 1 = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho}$
 $= c_v \left(1 - \frac{3\delta(\Gamma_3 - 1)}{4\alpha - 3} \right) dT = c^* dT$

Gaz parfait complètement ionisé : $dQ = - c_v dT$!!!

Gaz dégénéré : contraction bloquée : $dQ = c_v dT$

Comment réagit l'étoile à l'apparition des réactions nucléaires ?

Chaleur spécifique gravito-thermique

Contraction ou dilatation homologue, maintien de l'éq. hydrostatique

Gaz parfait complètement ionisé : $dQ = - c_v dT$!!!

Quand on fournit de la chaleur, la température diminue ! Pourquoi ?

La chaleur fournie conduit à un travail de dilatation double (pour maintenir l'équilibre hydrostatique).

Le reste de l'énergie nécessaire pour produire ce travail est puisée dans le réservoir d'énergie interne

La température diminue

Pendant local du théorème du Viriel

Comment réagit l'étoile à l'apparition des réactions nucléaires ?

1) Contraction → $u \uparrow$ → $T \uparrow$

2) $dQ > 0$ (réactions nucléaires) $T \uparrow$ → $P \uparrow$ → dilatation

3) $P dv > dQ$ → $du < 0$ → $T \downarrow$

4) $e \downarrow$ → $dQ < 0$ → contraction

5) Equilibre thermique

Comment réagit l'étoile à l'apparition des réactions nucléaires ?

Chaleur spécifique gravito-thermique

Contraction ou dilatation homologue, maintien de l'éq. hydrostatique

Gaz dégénéré, étoile figée : $dQ = c_v dT$

Pourquoi ?

Les gaz d'ions et d'électrons sont découplés.

Le gaz d'électrons dégénérés bloque toute modification du rayon (en vertu de la stabilité de la relation masse-rayon).

La chaleur fournie augmente l'énergie cinétique des ions

La température augmente

Comment réagit l'étoile à l'apparition des réactions nucléaires ?

Dilatation du cœur

$T_c \searrow$ → $|dT/dm| \searrow$ → $-1/2 dE/dt = L - \int e dm$

L

L'apparition des réactions nucléaires conduit à une dilatation du cœur, une diminution de la température centrale et de la luminosité, et une diminution du rayon total de l'étoile

Comment réagit des réactions

L'apparition des réactions nucléaires conduit à une dilatation du cœur, une diminution de la température centrale et de la luminosité

Si $M > 1.2 M_{\odot}$, 2 étapes :

- 1) $C_{12}, O_{16} \rightarrow N_{14}$
- 2) Cycle arrive à l'équilibre

2 crochets dans le diag. HR

Séquence de Heneyy

Vers l'équilibre CNO
Combustion $C_{12}, O_{16} \rightarrow N_{14}$
Vers l'équilibre P-P

Exemple réel : Evolution pré-séquence principale d'une étoile de $2 M_{\odot}$

Lorsque le cœur devient radiatif, $T ds/dt = -dQ/dt = -du/dt + P dv/dt = -dL/dm < 0$

- sa contraction est accélérée et $L \uparrow$
- Par contre, la contraction de l'enveloppe est arrêtée

Exemple réel : Evolution pré-séquence principale d'une étoile de $2 M_{\odot}$

Réactions nucléaires (CNO) → Apparition d'un cœur convectif et chute de L , 2 crochets dans diag. HR

Exemple réel : Evolution pré-séquence principale d'une étoile de $2 M_{\odot}$

$\epsilon_g = -T ds/dt = -dQ/dt = -du/dt + P dv/dt = dL/dm - \epsilon_{nucl}$

$\epsilon_g < 0$ → travail de dilatation, $\epsilon_g > 0$ → contraction (énergie gravifique libérée)

2 exemples observationnels :

Etoiles T Tauri

- Faibles masses ($< 2-3 M_{\odot}$)
- Sur la séquence de Hayashi
- Très variables et actives (X, radio), vents
- Disque d'accrétion (1 fois sur 2)

Etoiles Herbig Ae/Be

- Masses plus élevées ($1.5 - 8 M_{\odot}$)
- Sur la séquence de Heneyy
- Gaz circumstellaire → raies en émission

L'apparition des réactions nucléaires est un processus thermiquement stable ?

Stabilité séculaire : On brise l'équilibre thermique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique et on regarde si on revient au point de départ

$$\frac{d(\delta T/T)}{dt} = \frac{L}{\int_0^M c_p T dm} \left(\epsilon_T + \frac{3\delta}{4\alpha - 3} \epsilon_p - \epsilon + \epsilon_T + \frac{\delta}{4\alpha - 3} (\epsilon + 3\epsilon_p) \right) \frac{\delta T}{T}$$

Gaz parfait non-dégénéré : $c^* = -c_v$ (Stable)

Gaz dégénéré : $c^* = c_v$ (Instable)

$\kappa_T \sim 1$, $\kappa_p \sim -3.5$ (Kramers) → $\epsilon_T \sim 5$ (p-p), $\epsilon_p \sim 15$ (CNO), $\epsilon_p \sim 1$ (conduction)

L'apparition des réactions nucléaires est un processus thermiquement stable ?

Stabilité séculaire : On brise l'équilibre thermique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique et on regarde si on revient au point de départ

A l'équilibre thermique : $dQ/dt = 0, dT/dt = 0, \int \delta dm = L$

Hors équilibre thermique (petite perturbation % équilibre) :

Perturbation homologue : $d(X/Y)/dt = 0 : (X, T, \rho, L, \kappa, \epsilon, \dots)$

$$\frac{d(\delta T/T)}{dt} \int_0^M c_p T dm = \int_0^M c_p \frac{d\delta T}{dt} dm = \int_0^M c_p \frac{d\delta T'}{dt} dm = \frac{dQ}{dt}$$

$$= \int_0^M c_p' dm - L' = \int_0^M \delta c_p dm - \delta L = L \left(\frac{\delta c_p}{c_p} - \frac{\delta L}{L} \right)$$

$$\frac{\delta c_p}{c_p} = \kappa_T \frac{\delta T}{T} + \kappa_p \frac{\delta \rho}{\rho} + \epsilon_T \frac{\delta T}{T} + \epsilon_p \frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\delta T}{T} \left(\kappa_T + \epsilon_T \right) + \frac{\delta \rho}{\rho} \left(\kappa_p + \epsilon_p \right)$$

$$L \left(\frac{\delta c_p}{c_p} - \frac{\delta L}{L} \right) = L \left(\left(\kappa_T + \epsilon_T \right) \frac{\delta T}{T} + \left(\kappa_p + \epsilon_p \right) \frac{\delta \rho}{\rho} - \frac{\delta L}{L} \right)$$

$$= L \left(\epsilon_T + \frac{3\delta}{4\alpha - 3} \epsilon_p - \epsilon + \kappa_T + \frac{\delta}{4\alpha - 3} (\epsilon + 3\epsilon_p) \right) \frac{\delta T}{T}$$

La séquence principale d'âge 0 (ZAMS)

Lieu des modèles à l'équilibre thermique pour la combustion de l'H, ayant une composition chimique fixée

A partir de ce moment, l'évolution de l'étoile est dictée par la modification de sa composition chimique (μ essentiellement)

Durée de séjour sur la séquence principale :

$$\tau \sim (Q_{pp}/4) N_{av} (M/10) / L$$

$$\sim 10 \times 10^9 \text{ ans (soleil)}$$

$$\gg \tau_{HK} = 6 M^2 / (2RL)$$

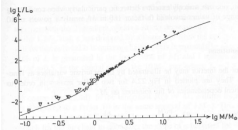
$Q_{pp} \sim 25 \text{ Mev}$ Equilibre thermique

La séquence principale d'âge 0 (ZAMS)

Relation Masse-Luminosité

$$L = -\frac{16\pi^2 a c T^3}{3\kappa\rho} \frac{\partial T}{\partial r} \propto \frac{RT^4}{\kappa\rho}$$

$$P \propto \frac{M^2}{R^4} \quad \rho \propto \frac{M}{R^3} \quad T \propto \frac{P}{\rho} \propto \frac{M}{R}$$



Faibles masses

$$\kappa \propto \rho T^{-3.5} \rightarrow L \propto \frac{M^{5.5}}{R^{0.5}} \propto M^{5.5}$$

Masses intermédiaires

$$\kappa \approx \text{cste.} \rightarrow L \propto \frac{RT^4}{\rho} \propto M^3$$

Très grandes masses

$$\kappa \approx \text{cste.} \rightarrow L \propto M$$

$$P \propto \frac{M^2}{R^4} \propto T^4$$

La séquence principale d'âge 0 (ZAMS)

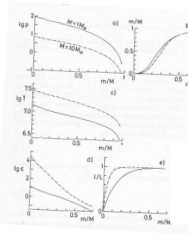
Relation Masse-Luminosité, conséquences :

- 1) $M \rightarrow L$
- 2) $M \rightarrow \text{Durée de vie}$

M/M_\odot	0.5	1	2	10	70
L/L_\odot	0.04	1	15	10^4	10^6
Age (ans)	50×10^9	10×10^9	10^9	20×10^6	3×10^6

La séquence principale d'âge 0 (ZAMS)

Structures internes typiques



$$L = \int_0^M \epsilon dm \propto \epsilon M \propto \rho T^\nu M \propto \frac{M^{\nu+2}}{R^{\nu+3}}$$

$$L \propto \frac{RT^4}{\rho} \propto M^3 \rightarrow R \propto M^{\frac{\nu-1}{\nu+3}}$$

Le rayon augmente avec M

$$T \propto \frac{M}{R} \propto M^{\frac{\nu+3}{\nu-1}} \rightarrow 0$$

La température augmente peu avec M

$$\rho \propto \frac{M}{R^3} \propto M^{\frac{3(\nu-1)}{\nu-1}} \rightarrow \infty$$

La densité diminue avec M

$$\log L = \frac{12}{3-2\frac{\nu-1}{\nu+3}} \log T_{\text{eff}} + \text{cste.}$$

Pente de la séquence principale

Evolution: Phase de séquence principale

Evolution des paramètres globaux

$P = \frac{3\rho T}{\mu}$ $\rightarrow \mu$ augmente \rightarrow Modification de la structure

Pour μ augmentant partout \rightarrow modification homologue

$$P \propto \frac{M^2}{R^4} \quad \rho \propto \frac{M}{R^3} \quad T \propto \frac{P}{\rho} \propto \frac{M}{R}$$

$$\kappa \approx \text{cste.} \quad L \propto \frac{RT^4}{\kappa\rho} \propto M^3 \mu^4$$

La luminosité augmente au cours de l'évolution

$$L = \int_0^M \epsilon dm \propto \epsilon M \propto \rho T^\nu M \propto \frac{M^{\nu+2}}{R^{\nu+3}}$$

$$R \propto M^{\frac{\nu-1}{\nu+3}} \mu^{\frac{\nu-4}{\nu+3}} \rightarrow 0$$

Le contrôle par les réactions nucléaires impose R / pour que T et donc L n'augmentent pas trop

Evolution: Phase de séquence principale

Evolution des paramètres globaux

$P = \frac{3\rho T}{\mu}$ Mais en réalité, μ n'augmente qu'au cœur

Le cœur doit se contracter, mais sans que la pression et donc la température centrale n'augmentent trop

$$P_c = \int_0^M \frac{Gm}{4\pi r^4} dm = \int_0^{m_1} \frac{Gm}{4\pi r^4} dm + \int_{m_1}^M \frac{Gm}{4\pi r^4} dm$$

Contraction : Poids /

Dilatation : Poids \

Solution : contraction du cœur et dilatation de l'enveloppe

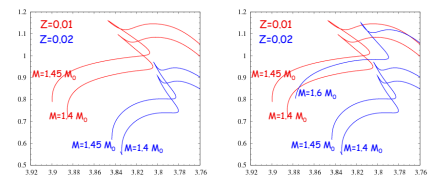
Evolution: Phase de séquence principale

Sensibilité à la métallicité

$$L = -\frac{64\pi^2 a c T^3}{3\kappa} \frac{\partial T}{\partial r}$$

$Z \nearrow \rightarrow \kappa \nearrow$ dans l'enveloppe, cœur inchangé

$\rightarrow |dT/dm| \nearrow \rightarrow T_{\text{eff}} \searrow$



Evolution: Phase de séquence principale

Evolution des paramètres globaux

μ augmente au cœur \rightarrow contraction du cœur et dilatation de l'enveloppe

Faibles masses, p-p ($M < 1.2 M_\odot$)

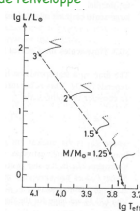
$$\nu \sim 6, \epsilon \sim X^2 p T^8$$

$$L \nearrow, R \nearrow, T_{\text{eff}} \nearrow \searrow$$

Grandes masses, CNO ($M > 1.2 M_\odot$)

$$\nu \sim 15, \epsilon \sim X p T^{15}$$

$$L \nearrow, R \nearrow, T_{\text{eff}} \searrow$$



Evolution: Phase de séquence principale

Enveloppes convectives (faibles masses)

Difficulté : Modélisation de la zone super-adiabatique ($\nabla > \nabla_{\text{ad}}$)

Théorie de la longueur de mélange

$$F_c = \rho c_p \bar{V}_c \Delta T \quad (\text{flux d'enthalpie})$$

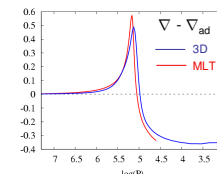
$$\sim \rho c_p T (P/\rho)^{1/2} \alpha^2 (\nabla - \nabla_{\text{ad}})^{3/2}$$

$$| = \alpha H_p \quad \alpha = \text{paramètre de longueur de mélange}$$

$$H_p = |dr/dln P|$$

$$\alpha \nearrow \rightarrow |dT/dm| \nearrow \rightarrow T_{\text{eff}} \nearrow$$

A la base de la ZC : $T \sim \text{cst.} \rightarrow$ Taille de la zone convective / ΔM_{ZC} / $\rightarrow \Delta T_{ZC} \sim \text{cst.}$





Transfert de l'énergie

Convection 3D

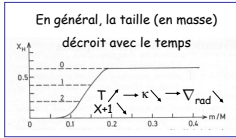
Evolution: Phase de séquence principale

Cœurs convectifs (grandes masses)

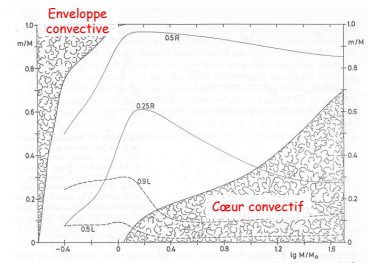
$F_c \propto \rho^2 c_p T (\nabla - \nabla_{ad})^{3/2} \quad c_p T / \nabla \simeq \nabla_{ad}$ Convection très efficace

La taille initiale du cœur convectif croît avec la masse

Evolution de la taille du cœur convectif: $\nabla_{rad} \equiv \frac{3 \kappa P L}{16 \pi a c G m T^4}$



Cœurs et enveloppes convectives

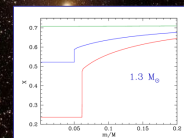


Evolution: Phase de séquence principale

Cœurs convectifs (grandes masses)

Si le cœur convectif croît avec le temps (ex: apparition du cycle CNO ou étoiles massives) $\nabla_{ad} \searrow$ car $P_c \searrow$: lors de la contraction, une partie de l'énergie est pompée par le gaz de photons

$1-X_c \rightarrow 1-X_c \rightarrow \kappa_c \rightarrow \kappa_c$



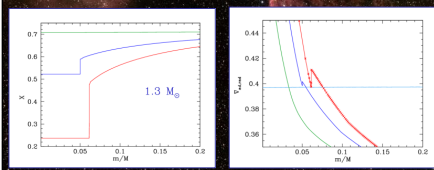
Evolution: Phase de séquence principale

Cœurs convectifs (grandes masses)

Si le cœur convectif croît avec le temps (début cycle CNO ou étoile massive) \rightarrow Discontinuité de X

$1-X_c \rightarrow 1-X_c \rightarrow \kappa_c \rightarrow \kappa_c \rightarrow \nabla_{rad} > \nabla_{ad}$ Semi-convection

Mélange partiel

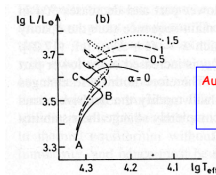


Evolution: Phase de séquence principale

Pénétration (overshooting) au dessus des cœurs convectifs

Paramétrisation simple: $\Delta r_{ov} = \alpha_{ov} H_p$ α_{ov} : paramètre d'overshooting

Valeurs typiques: $\alpha_{ov} = 0.1 - 0.2$



Augmente: - Durée de la phase de séquence principale
- Luminosité

Très bien contraint par l'astérosismologie

Evolution: Phase de séquence principale

Cœurs convectifs (grandes masses)

Pénétration convective Zone frontière des cœurs convectifs mal connue ...

Lors de l'arrivée dans la zone radiative: $\nabla < \nabla_{ad} \rightarrow$ Décélération, pas arrêt brusque!

Zone de pénétration convective où: $\Delta T < 0 \rightarrow F_c < 0$
Refroidissement $\rightarrow \nabla < \nabla_{ad}$

Extension de la zone de mélange et de gradient adiabatique

Effet de la rotation différentielle

Turbulence (cisaillement) Extension de la zone de mélange

La Rotation

Les étoiles peuvent tourner vite \Rightarrow force centrifuge:

$\nabla P / \rho = -\nabla \phi + \Omega^2 r \sin \theta \vec{e}_s \Rightarrow$ Déformation de l'étoile

\Rightarrow Toutes les grandeurs (T, P, rho, F, ...) dépendent de 2 dimensions spatiales (r, theta) \Rightarrow bcp. plus lourd à résoudre

Vitesse critique: si $V_{eq} = \Omega r > V_{crit} \approx (GM/R)^{1/2}$,

la force centrifuge dépasse la gravité \Rightarrow enveloppe éjectée
Pour certaines étoiles (étoiles Be, ...), on n'en est pas loin!

Influence de la rotation

Affecte la structure et l'évolution de l'étoile:
- Structure 2D
- Processus de transports

Affecte les observables spectro- et photométriques (T_{eff}, \dots), car à la photosphère: $F(\theta), g_s(\theta)$



La Rotation

La baroclinité: $r \sin\theta \vec{e}_r = (1/2) \nabla(r^2 \sin^2\theta)$

Rotational de l'équation d'équilibre $\nabla P/\rho = -\nabla\phi + \Omega^2 r \sin\theta \vec{e}_r^*$
 $\nabla \times (\nabla P/\rho) = -(1/\rho^2) \nabla\rho \times \nabla P = (1/2) \nabla(\Omega^2) \times \nabla(r^2 \sin^2\theta)$

➔ Pour une rotation solide ou cylindrique ($\Omega(r \sin\theta)$): $\nabla\rho \times \nabla P = 0$
 ➔ Isobares = Iso-densité = Isothermes: $P(\Psi), \rho(\Psi), T(\Psi), \dots$
 $\Psi = \text{Potentiel total} = \phi - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \sin^2\theta$ (Rot. solide)

Sinon (rotation différentielle plus complexe):
 Isobares \neq Iso-densité \neq Isothermes
 ➔ **Baroclinité**

La Rotation

Le paradoxe de Von Zeipel:
 Considérons la zone radiative d'une étoile en rotation solide ➔ $P(\Psi), \rho(\Psi), T(\Psi), \dots$

$\vec{F}_{rad} = -\chi \vec{\nabla} T = -\left(\chi \frac{dT}{d\Psi} \frac{d\Psi}{d\vec{r}}\right) \vec{\nabla} \Psi$
 $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{rad} = -\chi \frac{dT}{d\Psi} \nabla^2 \Psi - \vec{\nabla} \left(\chi \frac{dT}{d\Psi}\right) \cdot \vec{\nabla} \Psi$
 $= -\chi \frac{dT}{d\Psi} [4\pi G \rho - 2\Omega^2] - \frac{d}{d\Psi} \left(\chi \frac{dT}{d\Psi}\right) \vec{\nabla} \Psi \cdot \vec{\nabla} \Psi$ ➔ Non-constant sur les équipotentielles

Quel que soit $T(\Psi)$, il est impossible d'avoir $\nabla \cdot (\vec{F}_{rad}) = 0$ partout!
 ➔ Déséquilibre thermique: $\rho T [\partial_t S + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} S] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{rad} + p \epsilon \neq 0$

Cas stationnaire: $\vec{v} \cdot \nabla S \neq 0$ ➔ **Circulation méridienne**

La Rotation

Circulation méridienne

Mécanisme de transport à grande échelle:

- 1) Transport du moment cinétique
- 2) Transport des éléments chimiques

Temps caractéristique associé à son établissement:
 temps d'Eddington-Sweet: $t_{ES} = \frac{R}{U} \approx t_{HK} \frac{g}{\Omega^2 R}$

Ensuite, la circulation s'adapte pour assurer le transport du moment angulaire requis par les conditions aux limites (vents, accrétion, effet de marée dans les binaires proches, ...)

Evolution: Phase de séquence principale

La rotation différentielle dans les étoiles

- Rompt la symétrie sphérique
- Varie en fonction de la profondeur
- Crée un déséquilibre thermique ➔ Circulation méridienne

Si conservation du moment angulaire:

Globale: $J = \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Omega(r, \theta) r^2 \sin^2\theta \rho 2\pi r \sin\theta r d\theta dr$
 $= \frac{2}{3} \int_0^R \Omega(r) r^2 dm = \text{const. Si } \Omega \text{ ne dépend pas de } \theta$

Locale: $\Omega(m) r^2(m) = \frac{\Omega(m, t_1) r^2(m, t_1)}{\Omega(m, t_2) r^2(m, t_2)}$
 est constant avec le temps

Evolution: Phase de séquence principale

La rotation interne dans les étoiles

Conservation locale du moment angulaire

Mais en réalité, il existe de nombreux mécanismes de transports et pertes de moment angulaire (champs magnétique, circulation méridienne, turbulence, ondes internes...)

L'astérosismologie nous permettra d'en savoir plus!

Processus non-standards: Diffusion microscopique

1) Les forces entrant en jeu

1.1 Les collisions
 Pression partielle sur les particules: $P_i = P c_i = n_i k_B T$ $c_i = n_i/n \ll 1$
 Force moyenne exercée sur la particule i par collisions: $f_{c,i} = \frac{\partial P_i}{\partial r} \frac{1}{n_i} = \frac{\partial n_i}{\partial r} k_B T$
 ➔ En l'absence de ∇P , évolution vers l'homogénéisation $= \left(\frac{\partial \ln P}{\partial r} - \frac{\partial \ln c_i}{\partial r}\right) k_B T$

1.2 La gravité
 Force exercée sur la particule i par l'attraction gravifique: $f_{g,i} = -m_i g$

Gravité + collisions ➔ $f_{c,i} + f_{g,i} = \left(\frac{\rho g}{P} - \frac{\partial \ln c_i}{\partial r}\right) k_B T - m_i g = \frac{k_B T \rho}{\mu m_a}$
 $= (\mu m_a - m_i) g - \frac{\partial \ln c_i}{\partial r} k_B T$ $P = \frac{k_B T \rho}{\mu m_a}$

➔ Les particules les plus lourdes sombrent, les plus légères flottent.

Evolution: Phase de séquence principale

Pénétration convective et mélange rotationnel

Mélange rotationnel
 Turbulence (cisaillement) + ... dans la zone radiative
 ↓
 Mélange partiel ~ processus diffusif
 ↓
 Dépend de la vitesse de rotation

Pénétration convective
 Inertie des éléments convectifs
 ↓
 Extension de la zone de mélange et de la zone de gradient adiabatique
 ↓
 Indépendant de la rotation

Processus non-standards: Diffusion microscopique

1) Les forces entrant en jeu

1.3 Forces radiatives
 Impulsion fournie / u. de vol., de fréq. et de temps par les photons sur les ions i:

$\kappa_{\nu,i} \rho F_\nu / c = \sigma_{\nu,i} n_i F_\nu / c$ $\kappa_\nu = \sum \kappa_{\nu,i}$

« Accélération » (force / u. de masse) de la particule i:

$a_{R,i} = \int \frac{\kappa_{\nu,i} F_\nu}{c X_i \rho} d\nu = \frac{4\pi \nabla T}{3c X_i \rho} \int \frac{\kappa_{\nu,i} \partial B_\nu}{\kappa_\nu \partial T} d\nu$ $F_\nu = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \nabla T$
 $= \frac{4\pi \nabla T}{3c X_i \rho} \int \kappa_{\nu,i} P(u) du$ $\frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu = \frac{ac T^3}{\pi} P(u) du$
 $= \frac{F_R \kappa_R}{c X_i} \int \kappa_{\nu,i} P(u) du$ $P(u) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{u^4 e^{-u}}{(e^u - 1)^2}$
 $u = h\nu / (k_B T)$

$m_i a_{R,i} - \mu \sigma_{R,i} = \frac{F_R \kappa_R \mu}{c} \int \left(\frac{\kappa_{\nu,i} n_i}{\kappa_\nu} - 1\right) P(u) du = \frac{F_R \kappa_R \mu}{c} \int \left(\frac{\sigma_{\nu,i}}{\sigma_\nu} - 1\right) P(u) du$
 $\vec{F}_R = \sum X_i n_{R,i}$

Processus non-standards: Diffusion microscopique

1) Les forces entrant en jeu

Contribution de toutes les forces sur la particule i :

$$f_i = f_{c,i} + f_{g,i} + f_{r,i} = -\frac{\partial \ln c_i}{\partial r} k_B T + (\mu - m_i)g + m_i a_{R,i} - \mu \bar{a}_R$$

2) Vitesses de diffusion

$$V_{diff,i} \approx \frac{f_i}{m_i} \delta t = \frac{f_i}{m_i} \frac{\Lambda}{v_T} \rightarrow \text{Libre parcours moyen } \Lambda = (\sigma n)^{-1} \quad m_i v_T^2 = 3 k_B T$$

$$= -D_{at} \left[\frac{\partial \ln c_i}{\partial r} + \frac{(\mu - m_i)g + m_i a_{R,i} - \mu \bar{a}_R}{k_B T} \right] \quad D_{at} \approx \Lambda v_T / 3$$

3) Evolution des abondances

Si élément minoritaire ($c_i \ll 1$)

Conservation des particules i :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 V_{diff,i} c_i)}{\partial r}$$

Processus non-standards: Diffusion microscopique

4) Diffusion et gradients de température

Le libre parcours moyen dépend de la température car $\sigma \propto T^{-2}$ (ions), $v_T \propto T^{1/2}$

→ augmente avec T → déplacement des régions chaudes vers les régions froides

$$V_{T,i} = \frac{\Lambda}{3\sigma} \nabla(v_T \sigma) \approx -\frac{1}{2} D_{at} \nabla \ln T$$

Très approximatif, le signe peut être opposé dans certains cas !

Le soleil

Températures centrales ~ 15 10⁸ K

Chaîne proton-proton

La chaîne pp₁ domine, pp_{II} négligeable

Le soleil

Très bien contraint grâce à l'héliosismologie

Vitesse du son : $c^2 = P / \Gamma_1 / \rho$

Rotation : Enveloppe convective : différentielle en θ

Coeur radiatif : solide !! Grâce au transport par les ondes internes

Le soleil

Le problème des neutrinos solaires

Différentes énergies perdus par les neutrinos :

- pp1 $H + H \rightarrow He + e + \nu$, $E_\nu = 0.263 \text{ MeV}$
- ppII $Be + e \rightarrow Li + \nu$, $E_\nu = 0.8 \text{ MeV}$
- ppIII $B + e \rightarrow Be + e + \nu$, $E_\nu = 7.2 \text{ MeV}$

Le flux de neutrinos et surtout leurs énergies respectives sont un excellent indicateur de la température centrale du soleil !

Exercice : Calculer la quantité d'hydrogène consommé en une seconde

$$L_\odot = 3.9 \cdot 10^{33} \text{ erg/s} = \Delta M c^2$$

$$\Delta M = 3.9 \cdot 10^{33} / (3 \cdot 10^{10})^2 = 4.33 \cdot 10^{12} \text{ g}$$

Chaque seconde, 4.33 10⁶ tonnes de matière disparaît

$$\Delta m = m(4p) - m(He) = (4.031280 - 4.002603) \text{ uma} = 0.028677 \text{ uma} = 7.1136\% \text{ de } m(4p)$$

La masse de 4.33 10⁶ tonnes représente donc 7.1136% de la masse d'hydrogène transformée

→ Masse totale d'hydrogène transformée par seconde

609 millions de tonnes

Exercice : Calculer le nombre de neutrinos reçus sur Terre (par cm² et par seconde)

Chaque seconde, 609 millions de tonnes d'hydrogène sont transformées en hélium

→ Nombre de protons = 6.09 10¹⁴ / 1.66 10⁻²⁴

$$N_p = 3.67 \cdot 10^{38}$$

Chaque fois que 4 protons sont transformés, 2 neutrinos sont émis

→ Nombre de neutrinos = $N_p / 2 = 1.83 \cdot 10^{38} / s$

Surface de la sphère à la distance d de la Terre = 4πd² (d = 150 10⁶ km) = 2.83 10²⁷ cm²

→ Nombre de neutrinos par seconde et par cm²

65 milliards Un être humain 5-0.5 m² 360 mille milliards par seconde

Détection sur terre des neutrinos

Homestake (R. Davis, 1968-...)

380 000 l C₂Cl₄ 2 km sous terre

$^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e$

$^{37}\text{Ar} + e \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e$

$^{37}\text{Cl}^* \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \text{photon}$

$\tau_{^{37}\text{Ar}} = 35 \text{ jours}$

$E_\nu > 0.814 \text{ MeV}$

1 ν_e / 2.5 jours !

Détection sur terre des neutrinos

Homestake (R. Davis, 1968-...)

$^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e$
 $^{37}\text{Ar} + e \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e$
 $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \text{photon}$
 $\tau_{^{37}\text{Ar}} = 35 \text{ jours}$

$E_\nu > 0.814 \text{ MeV}$

1 ν_e / 2.5 jours !

1 SNU = 10^{-36} captures / sec. / atome de Cl

Modèles théoriques prédisent: 8-10 SNU

Résultats de l'expérience: 4 SNU

SuperKamiokande (M. Koshiba 1996-...)

$\nu_e + e \rightarrow \nu'_e + e'$

$E_\nu > 6 \text{ MeV}$

Effet Čerenkov
Directionnel
Temps réel

25 ν_e / jour !

50 000 m³ eau très pure
Diamètre 40 m - Hauteur 40 m
11 000 photodétecteurs (50 cm)

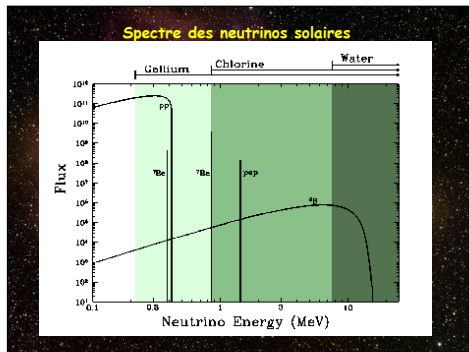
Détection sur terre des neutrinos

Galex (1992-...)

$^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e$
 $^{71}\text{Ge} + e \rightarrow ^{71}\text{Ga} + \nu_e$
 $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ga} + \text{photon}$
 $\tau_{^{71}\text{Ge}} = 11.5 \text{ jours}$

$E_\nu > 0.233 \text{ MeV}$

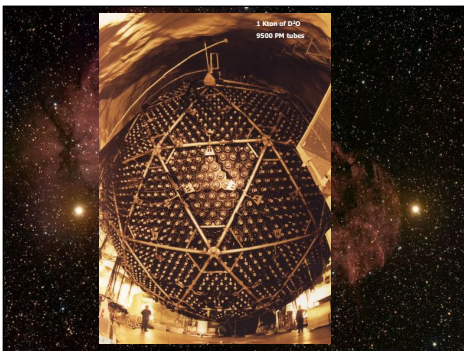
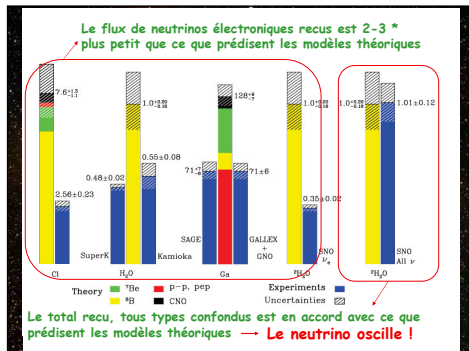
Tous les neutrinos pp, ^7Be , ^8B



Sudbury Neutrino Observatory (1998-...)

1000 tonnes D₂O
12 m diameter Acrylic Vessel
18 m diameter support structure; 9500 PMTs (~60% photocathode coverage)
1700 tonnes inner shielding H₂O
5300 tonnes outer shielding H₂O

Tous types de neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ



Evolution : phase de séquence principale

Evolution de la composition chimique

Faibles masse : Chaîne P-P

La majorité des éléments « minoritaires » : D, Li, B₂, B est brûlée au cœur lors de la phase pré-séquence principale

$T_{Li} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ K}$, $T_{Be} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ K}$, $T_B \sim 5 \cdot 10^8 \text{ K}$

Valeurs d'équilibre (suffisamment profond)

$\text{Be} + e \rightarrow \text{Li} + \nu$
 $\text{Li} + \text{H} \rightarrow \text{Be} + \gamma$
 $\text{Be} + \text{H} \rightarrow \text{B} + \gamma$

Evolution de la composition chimique

Chaîne proton-proton ($T > 10^8$ K)

Combustion du deutérium

$${}^2_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$$

Temps de réaction très court : $\tau_{pd} \approx 1$ sec.

$$0 \approx \frac{dD}{dt} = \langle \sigma v \rangle_{pp} \frac{H^2}{2} - \langle \sigma v \rangle_{pd} HD$$

$$\rightarrow \left(\frac{D}{H}\right)_{eq} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{pp}}{2 \langle \sigma v \rangle_{pd}} = \frac{\tau_D}{2\tau_H} \approx 10^{-17}$$

Sur terre : $D/H = 1.5 \times 10^{-4}$

Première phase de combustion du Deutérium initial, puis équilibre. Phénomène de spallation

Evolution de la composition chimique

Chaîne proton-proton ($T > 10^8$ K)

Combustion $\text{He}_3 + \text{He}_3$

$${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{H}$$

Deutérium à l'équilibre

$$\frac{d\text{He}^3}{dt} = \langle \sigma v \rangle_{pp} \frac{H^2}{2} - \langle \sigma v \rangle_{33} (\text{He}^3)^2$$

Au début, réaction très lente !!

$$\left(\frac{\text{He}^3}{H}\right)_{eq} = \sqrt{\frac{\langle \sigma v \rangle_{pp}}{2 \langle \sigma v \rangle_{33}}}$$

Pour T trop petit, He^3 n'a jamais le temps d'atteindre sa valeur d'équilibre, donc bosse. Décroit quand T ↑

Evolution de la composition chimique

1. Chaîne proton-proton

Combustion $\text{He}_3 + \text{He}_3$

$${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{H}$$

Temps de réaction τ_{eq} (années)

Soleil

$\left(\frac{\text{He}^3}{H}\right)_{eq} = \sqrt{\frac{\langle \sigma v \rangle_{pp}}{2 \langle \sigma v \rangle_{33}}}$
Décroit quand T ↑

Evolution de la composition chimique

1. Chaîne proton-proton

Problème du Lithium

${}^6_3\text{Li} + \text{H} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \gamma$
 $T_{Li} \sim 2 \cdot 10^8$ K

L'abondance de Lithium à la surface du Soleil est 140 * plus petite que sa valeur initiale

L'étude d'amas jeunes (Hyades, ...) montre que l'abondance en surface diminue au cours du temps

Mécanismes hydrodynamiques non-standard de transport des régions profondes vers la surface : diffusion, circulation méridienne, ondes internes, ...

Evolution de la composition chimique

2. Cycle CNO $T > 15 \cdot 10^8$ K

1. $C^{12} \rightarrow N^{14}$
 $O^{16} \rightarrow N^{14}$ (beaucoup plus lent)

Au départ : $C^{12} : N^{14} : O^{16} = 5.5 : 1 : 9.5$
A l'équilibre (typiquement) : $C^{12} : N^{14} : O^{16} = 0.15 : 15 : 0.3$

2. Evolution complexe car :

- Présence d'un cœur convectif qui homogénéise et dont la taille change
- Certains constituants n'atteignent jamais la valeur d'équilibre

$${}^{12}_6\text{C} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$$

$${}^{13}_7\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{14}_8\text{O} + \gamma$$

$${}^{14}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$$

$${}^{15}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{16}_9\text{F} + \gamma$$

$${}^{16}_9\text{F} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{17}_9\text{F} + \gamma$$

$${}^{17}_9\text{F} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{18}_9\text{F} + \gamma$$

$${}^{18}_9\text{F} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{19}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{19}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{20}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{20}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{21}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{21}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{22}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{23}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{23}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{24}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{24}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{25}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{25}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{26}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{26}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{27}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{27}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{28}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{28}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{29}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{29}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{30}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{30}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{31}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{31}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{32}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{32}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{33}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{33}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{34}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{34}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{35}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{35}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{36}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{36}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{37}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{37}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{38}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{38}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{39}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{39}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{40}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{40}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{41}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{41}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{42}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{42}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{43}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{43}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{44}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{44}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{45}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{45}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{46}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{46}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{47}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{47}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{48}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{48}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{49}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{49}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{50}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{50}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{51}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{51}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{52}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{52}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{53}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{53}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{54}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{54}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{55}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{55}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{56}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{56}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{57}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{57}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{58}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{58}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{59}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{59}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{60}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{60}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{61}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{61}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{62}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{62}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{63}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{63}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{64}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{64}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{65}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{65}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{66}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{66}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{67}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{67}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{68}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{68}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{69}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{69}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{70}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{70}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{71}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{71}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{72}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{72}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{73}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{73}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{74}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{74}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{75}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{75}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{76}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{76}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{77}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{77}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{78}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{78}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{79}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{79}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{80}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{80}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{81}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{81}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{82}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{82}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{83}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{83}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{84}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{84}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{85}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{85}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{86}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{86}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{87}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{87}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{88}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{88}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{89}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{89}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{90}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{90}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{91}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{91}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{92}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{92}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{93}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{93}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{94}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

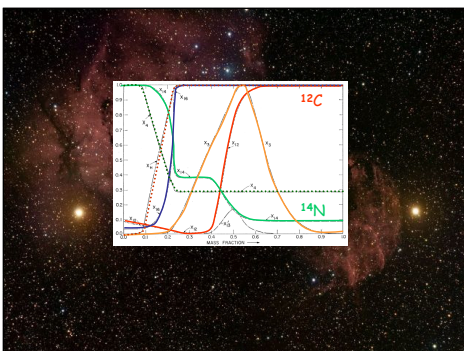
$${}^{94}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{95}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{95}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{96}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{96}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{97}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{97}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{98}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{98}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{99}_{10}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{99}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{100}_{10}\text{Ne} + \gamma$$


Evolution post-séquence principale : Evolution du cœur d'hélium

Supposons que le cœur d'hélium soit à l'équilibre thermique. Il n'y a pas de production d'énergie en-dessous de la shell de combustion de H.

$dL/dm = \epsilon = 0$ et $L(0) = 0 \rightarrow L = 0 \rightarrow dT/dr = 0$

Question : le cœur d'hélium est-il capable de soutenir l'enveloppe au-dessus ?

Le cœur d'hélium est isotherme

Je fixe la masse M_c du cœur isotherme et varie son rayon R_c . Pour chaque R_c j'ai une solution et donc une valeur de la pression P_0 au sommet du cœur. La courbe $P_0(R_c)$ a l'allure suivante avec un maximum :

En effet : $P_0 = \text{balance entre tendances à l'expansion et à l'effondrement}$

Si $R_c \searrow \rightarrow G M_c^2/R_c^4 \nearrow \rightarrow \text{tendance à l'effondrement} \nearrow \rightarrow P_0 \searrow$
Si $R_c \nearrow \rightarrow \text{petite gravité et } \rho \searrow \rightarrow P_0 \searrow$
(Tendances à l'effondrement et à l'expansion \searrow)

Evolution post-séquence principale

Le cœur d'hélium : rapport de masse limite de Schönberg - Chandrasekhar, démonstration rigoureuse

Théorème du Viriel pour le cœur d'hélium ($P > 0$ au sommet du cœur) :

$$\int_0^M 4\pi r^3 \frac{\partial P}{\partial m} dm = [4\pi r^3 P]_0^M - \int_0^M 12\pi r^2 \frac{\partial r}{\partial m} P dm$$

Cœur d'hélium isotherme

$$4\pi R_c^3 P_0 = 3 \int_0^{M_c} \frac{P}{\rho} dm - \int_0^{M_c} \frac{G M_c}{r} dm$$

$$P_0 = \frac{3R_c}{4\pi \mu H} \frac{M_c^3}{R_c^3} - \frac{3}{4\pi R_c^3} \frac{G M_c^2}{R_c}$$

Le cœur $H-He$ envelope

$$P_0 = \frac{3R_c}{4\pi \mu H} \frac{M_c^3}{R_c^3} - \frac{3}{4\pi R_c^3} \frac{G M_c^2}{R_c}$$

$$R_{c,max} = C_1 \mu H \frac{M_c}{T_c}$$

$$P_{0,max} = C_2 \left(\frac{T_c}{\mu H}\right)^4 \frac{1}{M_c^2}$$

Évolution: post-séquence principale

Le cœur d'hélium : rapport de masse limite de Schönberg - Chandrasekhar

Cœur d'hélium isotherme

$$M_{c,max} = C_1 \mu H_c \frac{M_c}{T_c}$$

$$P_{0,max} = C_2 \left(\frac{T_c}{\mu H_c} \right)^4 \frac{1}{M_c^2}$$

Enveloppe

$$P_c \propto \frac{M^2}{R^4}, T_c \propto \frac{M \mu_c}{R}$$

$$P_c = C_3 \frac{T_c^4}{\mu_c^4 R^2}$$

Le cœur isotherme n'est pas toujours capable de soutenir l'enveloppe !!

Pour qu'il en soit capable il faut:

$$P_{0,max} = C_2 \left(\frac{T_c}{\mu H_c} \right)^4 \frac{1}{M_c^2} > P_c = C_3 \left(\frac{T_c}{\mu_c} \right)^4 \frac{1}{M^2}$$

$$\frac{M_c}{M} < 0.37 \left(\frac{\mu_c}{\mu H_c} \right)^2 \approx 0.1$$

Rapport de masse limite de Schönberg - Chandrasekhar

Évolution du cœur d'hélium : Rapport de masse limite de Schönberg - Chandrasekhar

La courbe $P_0(R_c)$ a l'allure suivante avec un maximum :

En effet :

P_0 = balance entre tendances à l'expansion et à l'effondrement

Si $R_c \searrow \rightarrow G M_c^2/R_c^4 \nearrow \rightarrow$ tendance à l'effondrement $\nearrow P_0 \searrow$

Si $R_c \nearrow$: petite gravité et $T_c \rho \searrow \rightarrow P_0 \searrow$
(tendances à l'effondrement et à l'expansion \searrow)

Si $P_{0,max} >$ Poids de l'enveloppe (P_e), il existe une solution R_c telle que $P_0(R_c) = P_e$
C'est le cas quand $M_c / M_{tot} < q_{sc} \sim 0.1$

Si $P_{0,max} <$ Poids de l'enveloppe (P_e), il n'existe pas de solution quel que soit R_c
C'est le cas quand $M_c / M_{tot} > q_{sc} \sim 0.1$

$q_{sc} \sim 0.1$ est donc un rapport de masse limite au-delà duquel un cœur isotherme ne peut plus supporter l'enveloppe au-dessus. Que se passe-t-il dans ce cas ?
Le cœur ne peut pas être à l'équilibre thermique : $dT/dr > 0$ et contraction rapide du cœur

Évolution: post-séquence principale

L'emballage thermique de l'enveloppe (résumé qualitatif)

Considérons une perturbation $\delta T < 0$ du système

Maintien de l'équilibre hydrostatique \leftrightarrow Expansion

$\kappa \sim \rho T^{3.5}$ (Kramers) $\rightarrow \kappa \nearrow$

$\rightarrow dQ/dt > 0$ (L'énergie peut rentrer mais ne peut pas sortir)

Quand on fournit de la chaleur : travail de dilatation double et chute de la température ($c' = -c_v$) : $d \delta T / dt < 0$

L'expansion de l'enveloppe s'accélère (le système est thermiquement instable)

Emballage thermique

Évolution: post-séquence principale

Expansion rapide de l'enveloppe

$$\frac{\delta \kappa}{\kappa} = \kappa \left(\frac{\delta T}{T} + \frac{\delta \rho}{\rho} \right)$$

$$\frac{\delta L}{L} \approx 4 \frac{\delta r}{r} + 4 \frac{\delta T}{T} - \frac{\delta \kappa}{\kappa}$$

$$\frac{\delta P}{P} = -4 \frac{\delta r}{r}$$

Au lieu de : $\frac{\delta r}{r} = \frac{4\alpha - 3\beta}{3\beta}$ je suppose (cl) $\frac{\delta r}{r} = -A \frac{\delta P}{P} \approx -A \frac{\delta T}{T}$

$$\Delta m c' \frac{d\delta T}{dt} = \frac{d\delta Q}{dt} = \delta L_i - \delta L_s$$

$$\approx L [4(1-A) + A \kappa_{T,i} + (4-A) \kappa_{p,s}] \frac{1}{A} \frac{\delta T}{T}$$

$$c' \approx -c_v - I [4(1-A) + A \kappa_{T,i} + (4-A) \kappa_{p,s}] \frac{1}{A} \frac{\delta T}{T}$$

$$< 0 \approx L [\kappa_{T,i} + 3\kappa_{p,s} - (\kappa_{T,i} + 3\kappa_{p,i})] \frac{\delta T}{T}$$

Emballage thermique de l'enveloppe

Évolution: post-séquence principale

Expansion rapide et emballage thermique de l'enveloppe

Traversée rapide du diagramme HR

$R \nearrow, T_{eff} \searrow$

Temps de traversée
 \ll
Phase séquence principale

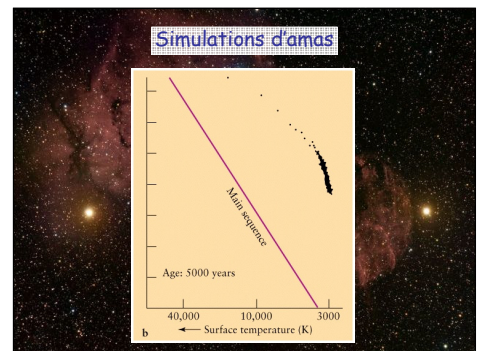
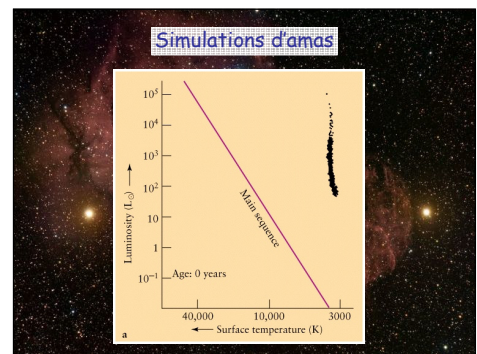
La géante rouge

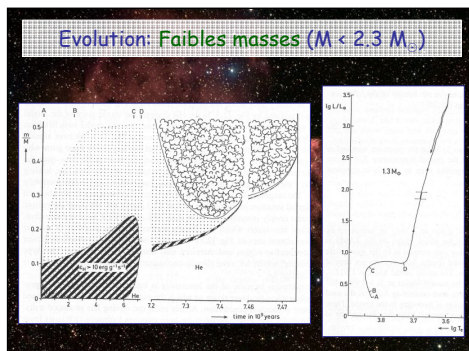
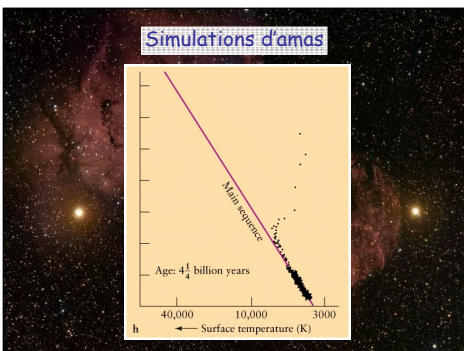
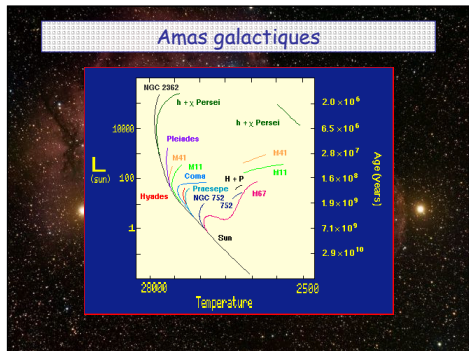
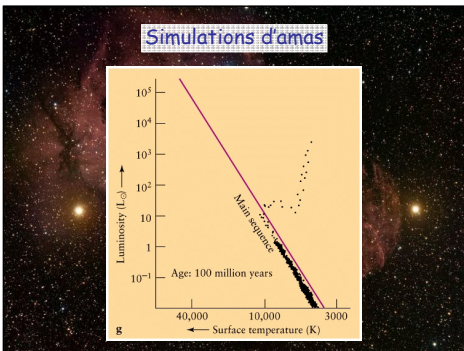
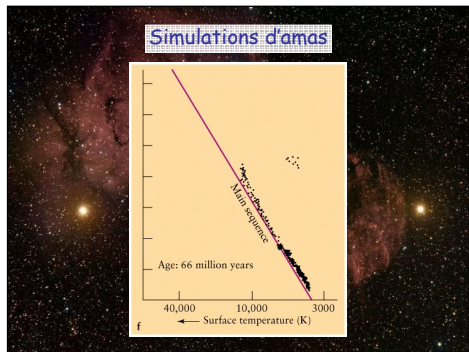
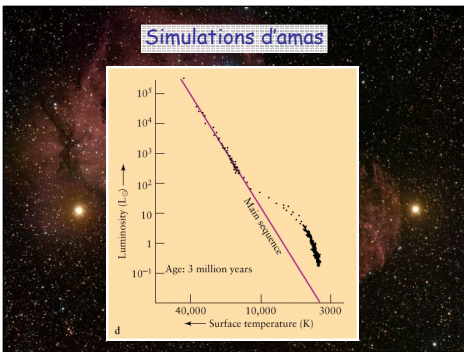
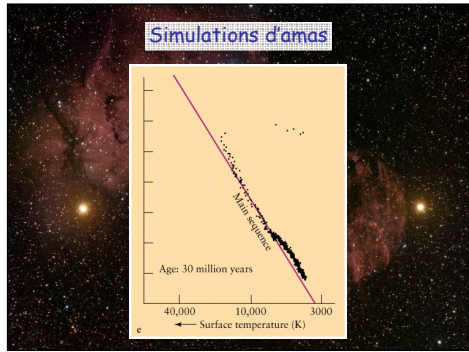
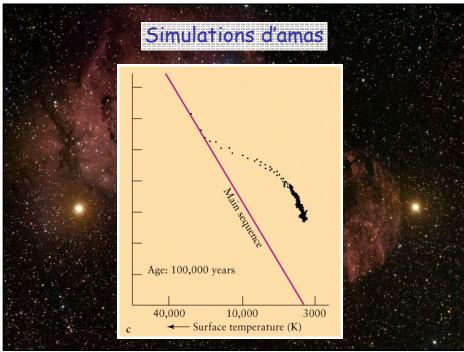
La température des couches superficielles diminue

L'enveloppe devient convective et l'étoile rejoint la séquence de Hayashi

Enveloppe convective
Température effective \approx constante
 $R \nearrow, L \nearrow$

L'étoile devient une géante rouge





Evolution de la composition chimique

2. Cycle CNO $T > 15 \cdot 10^6$ K

1. $C^{12} \rightarrow N^{14}$
 $O^{16} \rightarrow N^{14}$ (beaucoup plus lent)
 Au départ : $C^{12} : N^{14} : O^{16} = 5,5 : 1 : 9,5$
 A l'équilibre (typiquement) : $C^{12} : N^{14} : O^{16} = 0,15 : 15 : 0,3$

2. Evolution complexe car :

- Présence d'un cœur convectif qui homogénéise et dont la taille change
- Certains constituants n'atteignent jamais la valeur d'équilibre

$$\begin{matrix} {}^{12}\text{C} + \text{H} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma \\ {}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu \\ {}^{13}\text{C} + \text{H} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma \\ {}^{14}\text{N} + \text{H} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma \\ {}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu \\ {}^{15}\text{N} + \text{H} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{He} \\ \text{---} \\ {}^{16}\text{O} + \text{H} \rightarrow {}^{17}\text{F} + \gamma \\ {}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+ + \nu \\ {}^{18}\text{O} + \text{H} \rightarrow {}^{19}\text{F} + \gamma \\ {}^{19}\text{F} + \text{H} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma \\ {}^{20}\text{Ne} + \text{H} \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \text{He} \end{matrix}$$

1er dragage convectif

Changement de composition en surface

L'enveloppe convective croît et atteint région où H a été brûlé

- He : ${}^3\text{He} \uparrow$ puis \downarrow
- CNO : ${}^{14}\text{N} \uparrow$, ${}^{12}\text{C} \downarrow$, ${}^{16}\text{O} \downarrow$
 $-X_{14} \times 2-2,7$
 $-X_{12} \times 0,6-0,7$
- Li Be B : - brûlés à $T_{Li} = 2 \times 10^6$ K, $T_{Be} = 3 \times 10^6$ K, $T_B = 5 \times 10^6$ K
 - abondance \downarrow en surface

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$) Montée lente de la séquence de Hayashi

Evolution des conditions centrales

La dégénérescence va jouer un rôle important mais, différent phase de contraction gravifique car :

- Contraction du cœur et dilatation de l'enveloppe (pas homologues)
- Equilibre thermique et variation de la composition chimique suite à la combustion d'hydrogène en couche

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$) Montée lente de la séquence de Hayashi

Evolution des conditions dans la shell de combustion d'H

Structure très particulière de l'étoile:

- Cœur d'hélium très dense
- Enveloppe très diluée
- Entre les 2, fine shell de combustion de l'H

L'enveloppe (masse M et rayons R totaux) n'influe pas la shell car son poids est négligeable

Influence du cœur (masse M_c et rayon R_c): détermine la gravité dans la shell d'H
 $\rightarrow T_c, L_c, P_c, \rho_c$

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$) Montée lente de la séquence de Hayashi

Evolution des conditions dans la shell de combustion d'H

Je suppose :

$T(r) = t(r/R_c) T_c(M_c, R_c)$, $P(r) = p(r/R_c) P_c(M_c, R_c)$...

Equilibre hydrostatique r_2 : sommet de la shell

$P(r) = P(r_2) - \int_{r_2}^r \frac{G M_c}{R_c^2} \rho(y) dy$ ($y = R_c/r$)

Equation d'état $T(r) = \frac{P}{\rho} = \frac{G M_c}{R_c} \frac{\rho(r)}{\rho} \frac{dy}{R_c} = t(r/R_c) \left(\frac{M_c}{R_c} \right)$

Energie $L(r) = 4\pi \int_{r_2}^r \epsilon(r) r^2 dr = t(r/R_c) R_c^2 T_c^4 \rho_c^4 = t(r/R_c) (M_c \mu)^4 R_c^{2-4\nu} \rho_c^{4\nu}$

Transfert $L(r) = t(r/R_c) \frac{R_c T_c^4}{\rho_c} = \frac{(M_c \mu)^4}{\rho_c R_c^2} t(r/R_c)$ $\epsilon \propto \rho T^\nu$

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$) Montée lente de la séquence de Hayashi

Evolution de la shell de combustion d'H (résumé qualitatif)

$M_c \nearrow$ et $R_c \searrow$ (relation masse-rayon) $\rightarrow g_{shell} \nearrow \rightarrow T_{shell} \sim M_c/R_c \nearrow$

$\rightarrow L \sim \epsilon M_{shell} \sim P_{shell} T_{shell}^{13} M_{shell} \nearrow$

Mais contrôlé par les réactions nucléaires : L ne peut pas augmenter trop.

$P_{shell} \searrow \rightarrow$ la masse (et la taille) de la shell \searrow

Cœur d'hélium \sim isotherme \rightarrow même T que la shell
 $T_c \sim M_c/R_c = T_c(M_c) = 10^8$ K quand $M_c \sim 0,47 M_{\odot}$

Quelle que soit la masse totale, la combustion de l'hélium débute quand la masse du cœur d'He $\sim 0,47 M_{\odot}$

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$) Montée lente de la séquence de Hayashi

Evolution des conditions dans la shell de combustion d'H

Energie $L = 4\pi \int_{R_c}^r \epsilon(r) r^2 dr = t(r/R_c) R_c^2 T_c^4 \rho_c^4 = t(r/R_c) (M_c \mu)^4 R_c^{2-4\nu} \rho_c^{4\nu}$

Transfert $L(r) = t(r/R_c) \frac{R_c T_c^4}{\rho_c} = \frac{(M_c \mu)^4}{\rho_c R_c^2} t(r/R_c) \rightarrow \rho_c(M_c, R_c) = (M_c \mu)^{4/3} R_c^{10/3}$

$L \propto (M_c \mu)^{4+4/3} R_c^{2-3} \propto (M_c \mu)^7 R_c^{-16/3}$ $\nu \approx 13$

Cœur d'hélium - naine blanche

relation rayon-masse, gaz complètement dégénéré non-relativiste : $R_c \propto M_c^{1/3}$

$L \propto M_c^9$, $T \propto M_c^{2/3}$ $\frac{dM_c}{dt} = \frac{L}{X_{He} E_H} = K M_c^9$

Au début montée lente puis s'accélère

Evolution: Faibles masses ($M < 2,3 M_{\odot}$)

Quand $M_c \sim 0,47 M_{\odot}$ (indépendamment de M), $T_c \sim 10^8$ K

Combustion de l'hélium: réaction 3 α

$He_4 + He_4 \rightleftharpoons Be_8^+$ Temps de vie $\sim 10^{-16}$ s ($(Be_8^+/He_4) \sim 10^{-9}$)

$He_4 + Be_8^+ \rightarrow C_{12} + \gamma$ $C_{12} + He_4 \rightarrow O_{16} + \gamma$ $O_{16} + He_4 \rightarrow Ne_{20}$ (Négligeable)

Réaction résonnante \rightarrow très sensible à T $\propto \rho^2 T^{-3} e^{-44/T_8} \propto \rho^2 T^{40}$ ($T = 10^8$ K)

$E_{3\alpha} = \Delta M_{3\alpha} - 3 \Delta M_{He4} = 7,375$ Mev

$\ll 26,7$ Mev (pp)

1) $He_4 + Be_8^+ \rightarrow C_{12}$ / $C_{12} + He_4 \rightarrow O_{16}$ négligeable

2) $C_{12} + He_4 \rightarrow O_{16}$ $\rightarrow C_{12} \searrow$

Finallyment : $C_{12} \sim O_{16}$

Combustion de l'hélium

3. Processus trois alphas ($T > 100 \text{ } 10^8 \text{ K}$)

$${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$$

$${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$$

$${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$$

$${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma$$

$${}^{20}\text{Ne} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \gamma$$

$${}^{14}\text{N} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+ + e^- + \nu$$

$${}^{18}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{22}\text{Ne} + \gamma$$

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Le flash de l'hélium

La réaction 3α apparaît dans un cœur dégénéré!

$$m c v \frac{dT}{dt} = L(c_T + \kappa_T - 4) \frac{\delta T}{T} \quad \epsilon_T \sim 30 - 40 \quad \kappa_T \sim 2 \text{ (conduction)}$$

Augmentation de T sans dilatation \rightarrow pas de contrôle par la pression ($P = K \rho^{5/3} \rightarrow P$ constant)

$\frac{T}{\epsilon} \rightarrow \frac{\epsilon}{T}$

Emballement thermique
 Durant quelques secondes $L_{\text{He}} \sim 10^{11} L_{\odot}$
 Energie entièrement absorbée par l'enveloppe \rightarrow dilatation et perte de masse

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Le flash de l'hélium

- Emballlement thermique
- La dégénérescence est levée quand :

$$m c v \frac{dT}{dt} = L(\kappa_T + 3\kappa_p + \epsilon_T + 3\epsilon_p) \frac{\delta T}{T}$$

Pertes par neutrinos $L < 0 \rightarrow dT/dr > 0$ dans le cœur d'hélium

Flash en couche

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Après le flash : Branche Horizontale (ZAHB)

$M_c \sim 0.47 M_{\odot}$ fixe, M variable

Pour $M_{\text{int}} = M_{\text{ext}} \rightarrow M_c/M_{\text{int}} \rightarrow 1$ (vers la gauche (T_{eff})) (vers la séquence principale d'Helium)

Dépend aussi de Z (CNO)

Cœur convectif, difficulté : semi-convection

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Branche Horizontale Extrême : les sous-naines de type B (sdB)

Figure 2.3: Coupe schématisée de la structure d'une sdB durant la dernière phase de He III. Le cœur central est en phase de réactions nucléaires impliquant l'hélium (He). La partie restante du cœur est en phase d'hydrogène (H). L'enveloppe externe est en phase d'hydrogène (H). L'enveloppe externe est en phase d'hydrogène (H). L'enveloppe externe est en phase d'hydrogène (H).

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

2 shells de combustion, nez dans le diag. HR

Shell de combustion 3α \rightarrow shell de combustion de H

- La shell He s'allume \rightarrow elle se dilate
 - La shell d'H se refroidit
 - Contraction de l'enveloppe
 - Blue nose
- La shell H redémarre \rightarrow elle se dilate
 - L'enveloppe se dilate à nouveau
 - Retour vers la branche des géantes rouges

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Après le flash : Branche Horizontale (ZAHB)

- Combustion 3α au cœur + shell de combustion de H
 - Equilibre thermique, étoile proche de la ZAHB
- Fin de la combustion 3α centrale
 - Contraction rapide du cœur et dilatation de l'enveloppe hors équilibre
- Shell de combustion 3α + shell de combustion de H à l'équilibre

Cette partie de l'évolution est sensible au traitement des frontières des zones convectives : semi-convection. Elle dépend aussi fort de la composition chimique (Z_{CNO})

Evolution: Faibles masses ($M < 2.3 M_{\odot}$)

Après le flash : Branche Horizontale (ZAHB)

Shell de combustion 3α \rightarrow shell de combustion de H

Condition nécessaire pour un blue nose : $M_c < 0.06 M_{\odot}$ Si $M_c < 0.02 M_{\odot}$

Pas de retour vers les géantes rouges

Traversées de la bande d'instabilité ($\log T_{\text{eff}} \sim 3.85$) \rightarrow étoiles variables RR Lyrae

Mécanisme : α zone d'ionisation partielle de l'He II

Evolution: Masses + élevées ($M > 2.3 M_{\odot}$)

- Traversée rapide du diagramme HR
Dilatation rapide de l'enveloppe et contraction rapide du cœur
→ la température centrale augmente très vite
- Début de la combustion 3α dès l'arrivée sur la séquence de Hayashi dans un cœur non-dégénéré → tranquille, pas de flash
→ boucle dans le diagramme HR

Evolution: Masses + élevées ($M > 2.3 M_{\odot}$)

Début de la combustion 3α peu après l'arrivée sur la séquence de Hayashi
→ boucle dans le diagramme HR

L'ampleur de la boucle croît avec la masse, elle dépend essentiellement de:

- $M_{\text{cœur}} / R_{\text{cœur}}$
- Profil de X_{H} au dessus de la shell d'H
- dépend fort de l'overshooting.

Traversée de la bande d'instabilité (suffisamment lente car réaction 3α)
→ étoiles variables: **Céphéïdes**
Mécanisme x. zone d'ionisation part. de l'He₁

Branche asymptotique des géantes rouges

Après la combustion centrale de l'Helium,
Combustion de l'Helium en couche

L'étoile grimpe le long de la séquence de Hayashi sur la **branche asymptotique des géantes** et devient une **supergéante rouge**, c'est la phase E-AGB

La masse de la shell d'H devient négligeable et elle finit par disparaître
La température chute là où elle se trouvait
→ L'enveloppe convective peut descendre en-dessous

2^{ème} dragage convectif

2^{ème} dragage convectif

Après la combustion centrale de He, He commence à brûler en couche → retour vers la **branche des géantes**

→ Phase E-AGB

L'enveloppe convective pénètre car:

- décroissance de T
- croissance de x
- croissance de L → ∇_{rad}

$M < 4.6 M_{\odot}$: la combustion de H reprend avant le début du dragage

$M > 4.6 M_{\odot}$: l'enveloppe convective dépasse la discontinuité H-He

2^{ème} dragage convectif (E-AGB)

Changement de composition en surface

- Enrichissement en:
 - ^4He : dû à la combustion de H en couche ($X \times 1-1.5$)
 - ^{14}N : produit par cycle CNO à l'équilibre ($X_{14} \times 2.5-4.8$)
- Déplétion en:
 - ^1H : dû à la combustion de H en couche ($X \times 0.85-1$)
 - ^{12}C : cycle CNO à l'équilibre ($X_{12} \times 0.4-0.6$)
 - ^{16}O : cycle CNO à l'équilibre ($X_{16} \times 0.8-0.1$)
- Enrichissement possible en ^{18}O

Pulses thermiques, phase TP-AGB

Instabilité thermique dans les shell de combustion

$$\frac{\delta p}{\rho} = \frac{\delta V}{V} = -2 \frac{\delta r}{r} - \frac{\delta D}{D} \approx -\frac{\delta D}{D} \approx -\frac{\delta r}{r} \approx \frac{r}{4D} \frac{\delta p}{p}$$

Eq. d'état: $\delta p / p \approx \alpha \delta P / P - \delta \delta T / T$ Poids: $\delta P / P \approx -4 \delta r / r$

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{4\alpha D / r - 1}{\delta} \frac{\delta p}{\rho}$$

× 0 si D/r petit !!!

$$\delta Q = \delta u + P \delta v = c_p \delta T \left(1 - \frac{\delta}{4\alpha D / r - 1} (\Gamma_3 - 1) \right)$$

Si D/r négligeable: $\delta Q = c_p \delta T$

La dilatation ne s'accompagne pas d'un changement de la pression (poids de l'enveloppe constant)

Emballement thermique jusqu'à ce que le poids des couches diminue, c'est D/r suffisamment grand

Pulses thermiques, phase TP-AGB

Instabilité thermique dans les shell de combustion, pourquoi?

Si on fournit de la chaleur à un gaz parfait tout en maintenant l'équilibre hydrostatique, il doit se dilater.

Si c'est une sphère, son rayon augmente de façon significative et la température diminue → stable

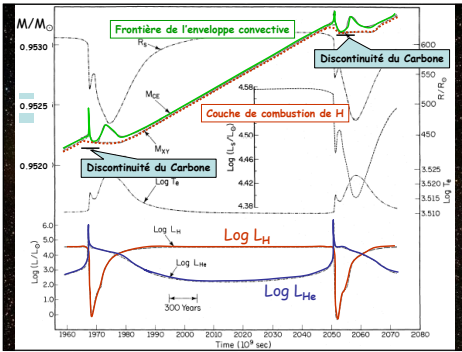
Si c'est une fine coquille (shell), son épaisseur (D) ↗ mais son rayon change peu.

- Le poids des couches change peu.
- Chaleur fournie à pression constante: $\delta Q = c_p \delta T$
- $T \uparrow \Rightarrow \epsilon \uparrow \Rightarrow D \uparrow \Rightarrow T \uparrow \Rightarrow \epsilon \uparrow$

Emballement thermique

Pulses thermiques, phase TP-AGB

- Combustion de He en shell, → la température augmente → elle se rapproche de la shell H qui se rallume et se dilate → Elle refroidit les couche voisines → $T_{\text{He}} \sim T_{\text{H}} \sim L_{12} / L_{14} \sim 0.01$
→ **Phase la plus longue: 90%**
- La couche de combustion de H se déplace vers la surface → $T \sim M/R_c$ augmente en-dessous, quand $\Delta M \sim 100 M_{\odot}$
→ La couche He se rallume violemment, s'est le 1^{er} pulse
→ L_{12} multiplié par 1000 - 10000 ($L_{12} \sim 10^{5-6} L_{\odot}$)
→ Travail de dilatation immense → T_{12} , L_{12} chutent
→ Quand déplacement suffisant, $P_{12} \searrow$ d'où T_{12} , $L_{12} \searrow$
→ Combustion lente d'He



Pulses thermiques : production de neutrons

Processus s

Dans la shell He : $M_{env} < 0.95 M_{\odot}$

Possible car T^{\dagger} lors du pulse

Capture 1n par $^{22}Ne, ^{23}Mg, ^{26}Fe \rightarrow$ processus s

Distribution exponentielle d'expositions aux neutrons:

- Une fraction $r < 1$ de la zone convective est exposée aux 1n
- Au $N^{\text{ème}}$ pulse: une fraction r^N a subi N expositions

$r^N = \exp(N \log r) = \exp(-N |\log r|)$

Ceci permet de reproduire la composition chimique (éléments s) solaire

Pulses thermiques phase TP-AGB

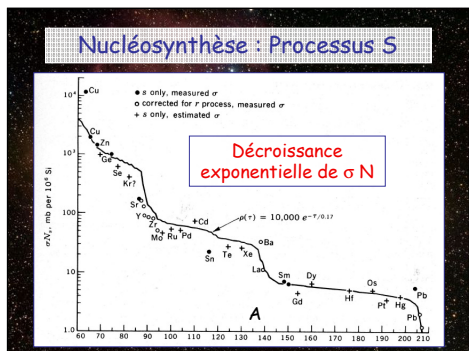
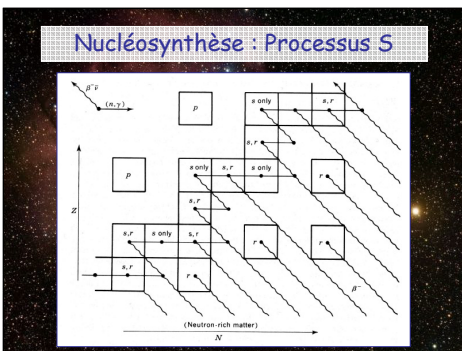
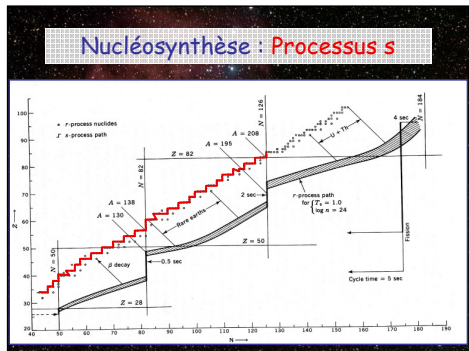
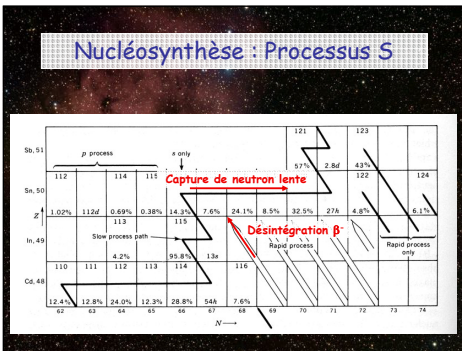
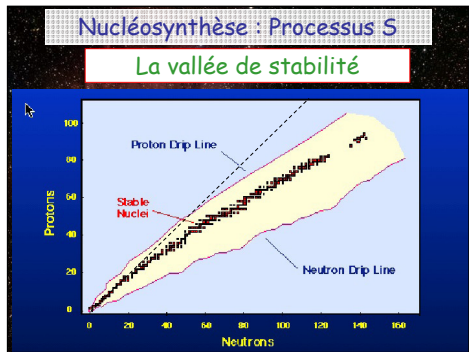
Nombre de pulses:
 Etoiles massives : ~ 8000 - 10000
 Faibles masses : ~ 10

Durée des pulses:
 Au début ($M_{CO} \sim 0.5 M_{\odot}$) : ~ 10⁵ ans
 A la fin ($M_{CO} \sim 1.4 M_{\odot}$) : ~ 10 ans
 Fin quand $M_{env} \sim M_{env}/1000 \rightarrow$ Masse de Chandrasekhar
 Pertes de masse

Séquence:

- 90% du temps : combustion H
- flash He en couche
- forte dilatation \rightarrow extinction H
- 10% du temps : combustion He
- la température augmente
- H redevient la source principale

Tant que la masse de l'enveloppe est significative, les pulses ne conduisent pas à de grandes variations de la luminosité, les flux variables sont absorbés par l'enveloppe et convertis en travail.

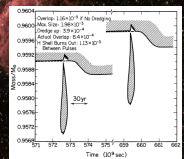


Les zones convectives durant les pulsés

Enveloppe convective :
Ne franchit pas la shell H quand elle est allumée
(T grand → κ petit et L/m pas assez grand)

Zone convective autour de la shell d'He (pulse):
Vient du L₁₄/m immense lors du pulse,
pique vers l'enveloppe convective mais ne peut l'atteindre, car :

Barrière d'entropie



Les zones convectives durant les pulsés

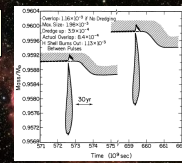
Barrière d'entropie

Les deux couches convectives ne peuvent pas fusionner

$$T dS = dU + P dV$$

$$P = \frac{k \rho T}{\mu m_p} \quad \text{et} \quad U = \frac{3}{2} P$$

T et ρ/μ continus, mais μ discontinu
⇒ S discontinu



$$S = \frac{k}{\mu m_p} \ln \left(\frac{T^3}{\rho \mu^2} \right)$$

Les zones convectives durant les pulsés

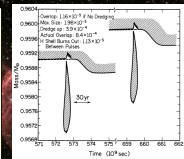
Barrière d'entropie

Les deux couches convectives ne peuvent pas fusionner car :

Dans la shell d'H,
μ ↓ vers l'extérieur et ρ ~ (P/T) μ

Les éléments convectifs venant du bas qui tentent d'y pénétrer sont plus lourds que l'environnement et retombent

Les éléments convectifs venant du haut qui tentent d'y pénétrer sont plus légers que l'environnement et remontent



Les zones convectives durant les pulsés

Barrière d'entropie

On réécrit $dS = \frac{k}{\mu m_p} \frac{5}{2} d \ln P \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} - \nabla_{ad} - \frac{3}{5} \frac{d \ln \mu}{d \ln P} \right)$ avec $\nabla_{ad} = 2/5$

- zone convective: $\nabla = \nabla_{ad}$ et $d \ln \mu = 0$ d'où $dS = 0$
- zone radiative: $\nabla < \nabla_{ad}$ et $d \ln \mu / d \ln P > 0$ d'où $dS/dm > 0$

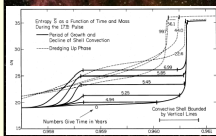
Dilatation pdt la phase convective:

$$dL/dm = \epsilon - T dS/dt = \epsilon + \epsilon_{grav}$$

$$\epsilon_{grav} < 0 \Rightarrow dS/dt > 0$$

Mais la température diminue et la couche He s'éteint.

La redistribution de S (zone radiative) oblige l'enveloppe à pénétrer légèrement pour assurer la continuité de S.

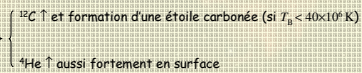


3^{ème} dragage convectif

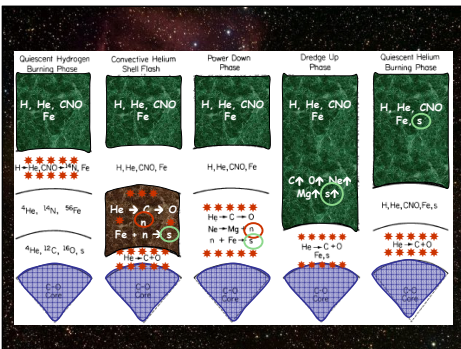
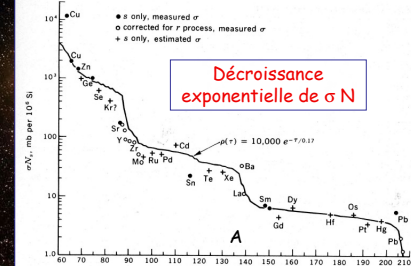
Pénétration convective

La base de l'enveloppe atteint des couches où He a brûlé

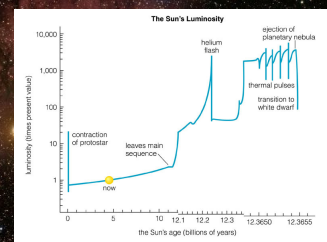
Une matière enrichie en carbone est draguée



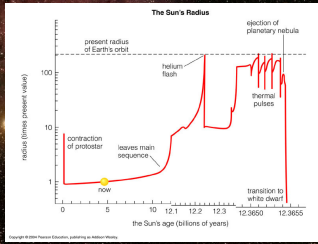
Nucléosynthèse : Processus S



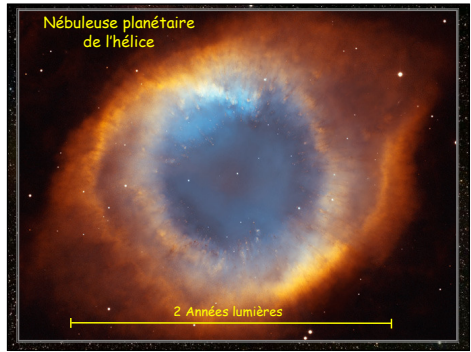
Variation de la luminosité du Soleil



Variation du rayon du Soleil



Nébuleuse planétaire de l'hélice



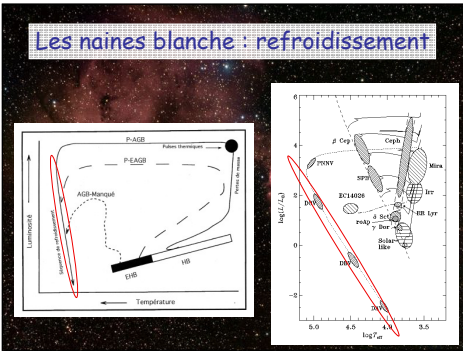
Nébuleuses planétaires



Détail nébuleuse planétaire de l'hélice (zoom)



Les naines blanche : refroidissement



Les naines blanche : refroidissement

$E_g = -2 E_{i, tot}$ $E_{i, tot}$: Energie interne totale (ions + électrons)

$-1/2 dE_g/dt = L = dE_i/dt$ Théorème du Viriel classique

$E_e = \frac{3}{2} \int_0^M \frac{P_e}{\rho} dm = \frac{3}{2} K \int_0^M \rho^{2/3} dm$ E_e : Energie interne des électrons

$\frac{dE_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dP_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dE_g}{dt}$ $\frac{dE_g/dt}{E_g} = \frac{1}{3} \frac{d\rho/dt}{\rho}$

$dE_e/dt = -\frac{E_e}{E_{i, tot}} dE_g/dt \approx -dE_g/dt$ $E_{ions} \ll E_e$

Toute l'énergie gravifique libérée augmente l'énergie cinétique des électrons

Les naines blanche : refroidissement

Théorème du Viriel $\int_0^M \frac{Gm}{r} dm = 3 \int_0^M \frac{P}{\rho} dm$ $P_e = \frac{8\pi^2}{15} \frac{P_e^2}{m_e}$

$E_g = -\int_0^M \frac{Gm}{r} dm$ $u_e = \frac{1}{\rho} \int_0^{\rho} E(\rho) \cdot 8\pi r^2 dr = \frac{1}{\rho} \frac{8\pi r^2}{10^3 m_e} = \frac{3}{2} \frac{P_e}{\rho}$

Energie potentielle gravifique totale $E_{i, tot} = \int_0^M u dm = 3/2 \int_0^M (P/\rho) dm$

$E_g = -2 E_{i, tot}$ Energie interne totale

$-1/2 dE_g/dt = L = dE_i/dt$

Les naines blanche : refroidissement

$dE_e/dt = -\frac{E_e}{E_{i, tot}} dE_g/dt \approx -dE_g/dt$ $E_{ions} \ll E_e$

Toute l'énergie gravifique libérée augmente l'énergie cinétique des électrons

$L = -dE_{tot}/dt = -dE_{ions}/dt - dE_e/dt - dE_g/dt = -dE_{ions}/dt$

Toute l'énergie rayonnée est puisée dans l'énergie cinétique des ions

Découplage

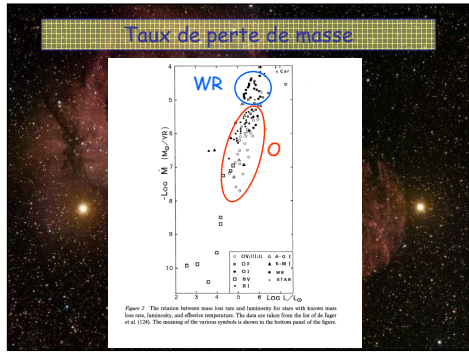
- Hydrostatique, gravité : Gaz d'électrons
- Thermique : Gaz d'ions

Les naines blanche : refroidissement

Toute l'énergie rayonnée est puisée dans l'énergie cinétique des ions

Cœur quasi isotherme (conduction électronique très efficace)

$$E_{ions} = \int_0^M u_{ions} dm = c_V T_0 M$$

$$L = -dE_{ions}/dt = -c_V M dT_0/dt$$


Evolution masses élevées : Perte de Masse

Différents régimes

- Perte de masse**
 - Grand changement relatif de la masse totale lors de l'évolution: $\Delta M/M \sim 20 - 50\%$
 - Affecte fortement l'évolution
 - Géantes rouges: $M \approx 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot} / \text{an}$
 - Flash de He, pulsés, Mira, Super-vents, Aidés par la faible gravité
- Vent stellaire**
 - Changement de masse négligeable. Ex: Soleil: $\Delta M/M \sim 0.02\%$
 - $V \sim 400 - 700 \text{ km/s}$
 - $dM/dt \sim 10^{-14} M_{\odot} / \text{an}$
- Masses élevées**
 - $dM/dt \sim 10^{-8} - 10^{-5} M_{\odot} / \text{an}$
 - $V \sim 3000 \text{ km/s}$
 - A la sortie de la séquence principale, $M \sim (3/4) M_{\odot}$

Evolution masses élevées : Perte de Masse

Vent stationnaire à symétrie sphérique

Mouvement: $V \frac{dV}{dr} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + g_{rad}$

Conservation de la masse: $4\pi r^2 \rho V = \dot{M}$

Chaleur fournie / cm³ / s: $Q = \frac{P dv}{\rho dt} = \frac{PV}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$ Variation d'énergie interne négligeable $\rightarrow dq = P dv$

Intégration par partie (mouvement - énergie $\times 4\pi r^2 / \dot{M}$):

$$\frac{V^2(r) - V^2(R)}{2} + \frac{GM}{R} - \frac{GM}{r} = \frac{1}{|\dot{M}|} \int_R^r Q 4\pi r^2 dt + \int_R^r g_{rad} dt$$

Vitesse d'échappement: $V_{ech} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$

Facilite les pertes pour les supergéantes rouges (R₁)

Apports d'énergie au vent:

- Energie radiative
- Ondes de Alfvén (champs magnétique - ions)
- Ondes acoustiques...

Travail des forces radiatives

Evolution masses élevées : Perte de Masse

Vents accélérés par les forces radiatives

Les photons transmettent leur impulsion au vent

$$g_{rad} = \int \kappa_{\nu} F_{\nu} / c dv$$

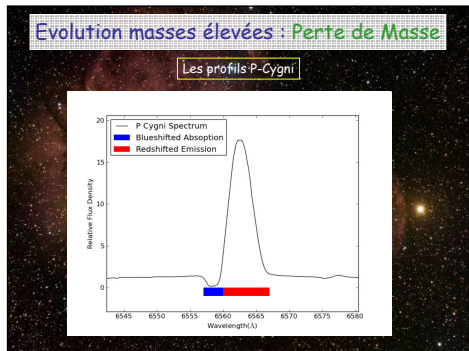
Diffusion des e⁻ libres | Diffusion sur les raies de résonance | Transitions lié - lié et lié - libre

$\kappa_e = 0.02(1+X) \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$

Limite d'Eddington: $\frac{GM}{r^2} = g_{rad} = \frac{\kappa_e L}{4\pi r^2 c}$

Si $\frac{L}{M} > \frac{4\pi GM}{\kappa_e}$ c'est à dire $\Gamma_e = \frac{\kappa_e L}{4\pi GMc} > 1$ toute l'étoile est soufflée

Soleil: $\Gamma_e = 2 \cdot 10^{-5}$ | Etoiles très massives: $\Gamma_e \sim 0.5$



Evolution masses élevées : Perte de Masse

Vents accélérés par les forces radiatives

Les photons transmettent leur impulsion au vent

$$g_{rad} = \int \kappa_{\nu} F_{\nu} / c dv$$

Diffusion des e⁻ libres | Diffusion sur les raies de résonance | Transitions lié - lié et lié - libre

- 1) photon d'énergie $h\nu = \Delta E$ entre en résonance avec un électron lié
- 2) Il repart dans une autre direction (collision élastique)
- 2) Il est absorbé

Dans les 2 cas, de l'impulsion est transmise dans la direction radiale

C'est le processus principal dans les étoiles très massives ($L/M \nearrow$)

Evolution masses élevées

Modèles sans perte de masse, séquence principale

Plus $M \nearrow$, plus $T_c \nearrow \rightarrow P_{rad} \nearrow$

$P_{rad} = 0 \Rightarrow \Gamma_2 = 5/3$ | $P_{rad} = P_{tot} \Rightarrow \Gamma_2 = 4/3$

$\nabla_{ad} = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2}$ | $0.4 \rightarrow 0.25$

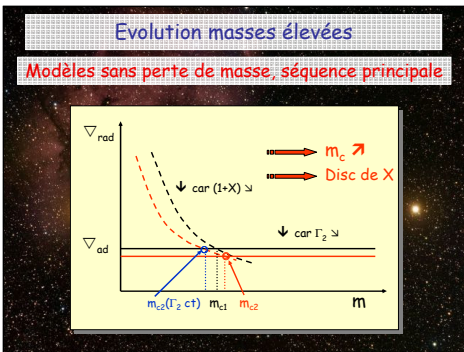
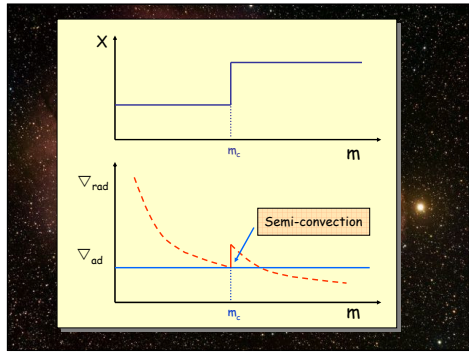
Evolution masses élevées

Modèles sans perte de masse, séquence principale

- ❖ ZAMS ⇒ La masse du noyau convectif ↗ avec M
- ❖ Combustion de H
 - 1. $\kappa \sim (1+X) \searrow \Rightarrow \nabla_{rad} \searrow$
 - 2. $\nabla_{ad} \searrow$

La masse du noyau convectif augmente au cours du temps

Une discontinuité de X apparaît à la limite du noyau convectif



Evolution masses élevées

Modèles sans perte de masse, séquence principale

Différents critères possibles dans la zone de semi-convection

- 1: $d \ln T / d \ln P = \alpha \ln T / \alpha \ln P$
- 2: $d \ln \rho / d \ln P = \alpha \ln \rho / \alpha \ln P$ (critère de Ledoux)

Gas parfait: $d \ln T = d \ln P - d \ln \rho + d \ln \mu$

Incertitude sur la taille et la stratification de la zone semi-convective

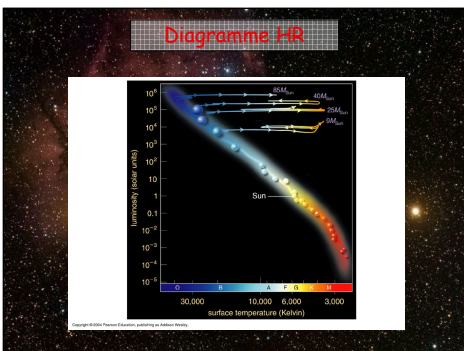
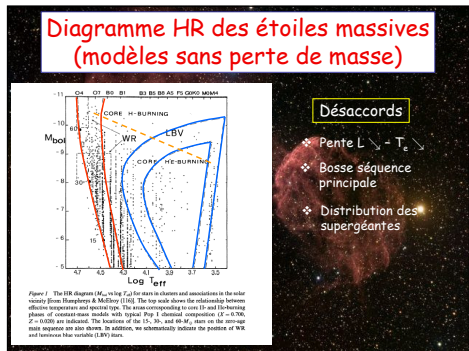
Au cours de l'évolution: Contraction du cœur et dilatation de l'enveloppe

- D'autant plus que M ↗
- Élargissement de la séquence principale théorique

Evolution masses élevées

Modèles sans perte de masse, combustion de He

- ❖ Contraction du cœur et dilatation rapide de l'enveloppe
 - Traversée rapide du diagramme HR
- ❖ Combustion de l'H en couche
- ❖ $\nabla = d \ln T / d \ln P$ ↗ au-dessus
 - Si critère I: $\nabla > \nabla_{ad}$
 - Une zone convective intermédiaire apparaît
 - Homogénéisation, effet miroir
- ❖ Combustion centrale de l'hélium dès l'arrivée sur la branche des géantes rouges
 - Boucle
 - L'étoile reste du côté bleu de la boucle



Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, séquence principale

$T_c \sim P_c / \rho_c$ augmente moins car poids de l'enveloppe diminue

- ❖ M_{conv} augmente moins (mais M_{conv} / M augmente plus)
- ❖ L augmente moins (mais $L(M_1=cst) < L(M_0 \rightarrow M_1) < L(M_0=cst)$)
- ❖ Zone semi-convective moins étendue
- ❖ Comme $L \searrow$, séjour plus long sur la séquence principale
 - change les isochrones
- ❖ Si \dot{M} très grand, enveloppe complètement « pelée »
 - rétrécissement de la séquence principale (en haut)

Evolution masses élevées

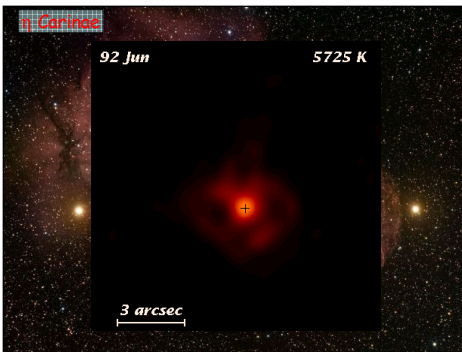
Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$M_0 > 60 M_\odot$

\dot{M} très grand ($> 10^{-5} M_\odot/\text{an}$), instabilités dynamiques dans l'enveloppe, éruptions récurrentes

- 1) L'étoile passe par une phase **LBV** (Luminous Blue Variable)
- 2) L'enveloppe riche en H est **complètement pelée**
 - elle devient une étoile WR (**Wolf-Rayet**)
 - matière processée par les réac. nuc. → surface
 - $T_{\text{eff}} \nearrow$, **pas de phase de super-géante rouge**

L'étoile se trouve à gauche de la séquence principale durant la phase de combustion de l'hélium



Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$M_0 > 60 M_\odot$

- 1) L'étoile passe par une phase **LBV** (Luminous Blue Variable)
- 2) L'enveloppe riche en H est **complètement pelée**
 - $T_{\text{eff}} \nearrow$, **pas de phase de super-géante rouge**

Rend bien mieux compte des observations :

- ❖ Pente $L \searrow - T_e \searrow$
- ❖ Aucune supergéante rouge observée au-delà de $M_{\text{bol}} \sim -10, -9$

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$M_0 > 60 M_\odot$

- ❖ Pente $L \searrow - T_e \searrow$
- ❖ Pas de supergéante rouge au-delà de $M_{\text{bol}} \sim -9, -10$

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$25 M_\odot < M_0 < 60 M_\odot$

Il reste une partie de l'enveloppe à la sortie de la séquence principale

- L'étoile traverse le diag. HR et devient une super-géante rouge
 - 1) Elle reste du côté rouge lors de la combustion de l'He car
 - a) Peu ou pas de ZC intermédiaire
 - b) Dans un 1^{er} temps, $M_{\text{He}}/M \nearrow$ → vers le rouge

Accord avec le grand nombre observé de super-géantes rouges

- 2) Au-delà d'un M_{He}/M critique, toute l'enveloppe est pelée
 - traversée vers le bleu irréversible

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$25 M_\odot < M_0 < 60 M_\odot$

Beaucoup de supergéantes rouges en-dessous de $M_{\text{bol}} \sim -9$

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

$25 M_\odot < M_0 < 60 M_\odot$

- 2) Au-delà d'un M_{He}/M critique, toute l'enveloppe est pelée
 - Si \dot{M} suffisant, valeur critique atteinte et **Traversée vers le bleu irréversible**
 - si \dot{M} insuffisant, valeur critique non-atteinte et **Boucle rouge - bleu - rouge**

La présence d'une ZC intermédiaire facilite ce scénario

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

M modéré, boucles

M élevé, vers le bleu définitif

Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse, combustion de l'He

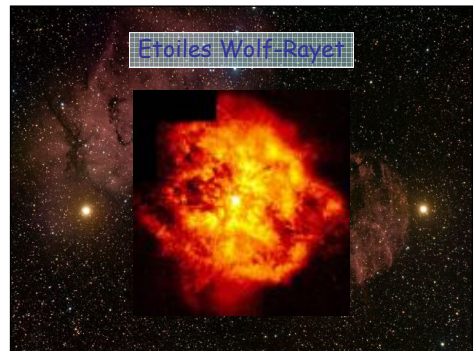
$M_0 < 25 M_\odot$

L'évolution est similaire au cas sans pertes de masses:

- 1) Traversée rapide bleu → rouge du diagramme HR
- 2) Boucle rouge - bleu - rouge durant la combustion de l'He
L'extension bleue de la boucle est moins prononcée que sans perte de masse

Synthèse : La perte de masse explique :

- ❖ L'existence ou non de super-géantes rouges
- ❖ Le rétrécissement de la séquence principale en haut



Evolution masses élevées

Modèles avec perte de masse et overshooting

Les modèles avec **perte de masse et overshooting** expliquent la bossent de la séquence principale.

Scenarios de formation des WR

Les couches superficielles ont été complètement pelées et révèlent la matière processed par les réactions nucléaires

For $M > 60 M_\odot$: Always Blue
O star - BSG and LBV - WN - WC - SN

For $25 M_\odot < M < 60 M_\odot$: Blue-Red-Blue
O star - BSG - YSG and RSG - WN - WC - SN: High \dot{M}
SN: Low \dot{M}

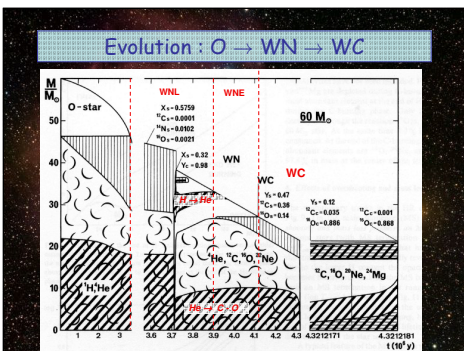
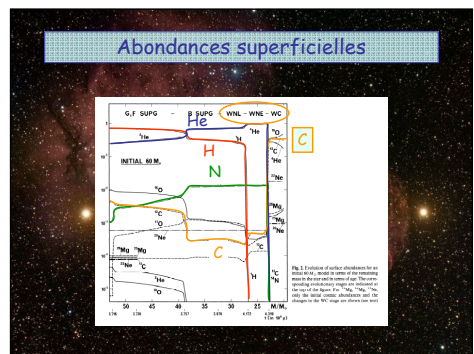
For $M < 25 M_\odot$: Blue-Red
O star - (BSG) RSG YSG and Cepheid - RSG - SN

Les étoiles Wolf-Rayet

WN: Spectre avec raies de He et N, $(C/N) = 1/200 (C/N)_\odot$
WNL: raies d'H **WNE**: pas d'H
 → Couches processées par le cycle CNO révélées à la surface

WC: Spectre avec raies de He et C, pas de N
 → Couches processées par la comb. 3α révélées à la surface

WO: Spectre avec raies de O
 → Réactions 3α avancées: $C + He \rightarrow O$



Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

Combustion du carbone ($T \sim (0.5-1) \times 10^9$ K)

Reaction Network for Carbon Burning:

$$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma, 13.931$$

$$\rightarrow ^{23}\text{Mg} + n, -2.605$$

$$\rightarrow ^{23}\text{Na} + p, 2.238$$

$$\rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha, 4.616$$

$$\rightarrow ^{16}\text{O} + 2\alpha, -0.114$$

Source de neutrons:

$$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$$

$$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$$

$$^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^1\text{n}$$

$\langle Q \rangle \sim 13$ Mev
 $\epsilon_{\text{CC}} \propto \exp(-84/T_9^{1/3})$

Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

Photo-désintégration du néon ($T \sim 1.5 \times 10^9$ K)

$^{20}_{10}\text{Ne} + \gamma \rightarrow \text{Ne}^* \rightarrow ^{16}_8\text{O} + ^4_2\text{He}$ Quand $kT \sim Q = 4.73$ Mev

Equilibre « thermodynamique » $\times \frac{1}{8}\text{O} + \frac{1}{2}\text{He} \rightleftharpoons \frac{1}{20}\text{Ne}$

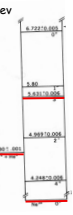
$$\left(\frac{n_2 n_3}{n_1}\right) = \frac{(2\pi mkT)^{3/2} G_{23}}{G_{12}} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \sim \text{Saha}$$

$T \nearrow \Rightarrow$ équilibre vers + de photo-dissociations

Autant de réactions dans chaque sens \rightarrow taux de réaction :

$$\lambda_+ = \frac{(2\pi mkT)^{3/2} G_{12}}{h^3 G_{23}} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \lambda_{12} \log \lambda_+ (s^{-1}) = 12.7 - \frac{28.4}{T_9}$$

Les noyaux α libérés sont directement capturés :

$$^{20}_{10}\text{Ne} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{24}_{12}\text{Mg} \Rightarrow 2 \ ^{20}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{16}_8\text{O} + ^{24}_{12}\text{Mg} + 4.58 \text{ Mev}$$


Evolution masses élevées

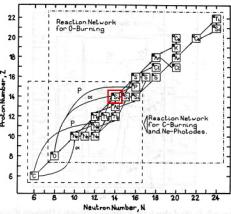
Les dernières phases de combustion nucléaire

Combustion de l'oxygène ($T \sim 2 \times 10^9$ K)

Reaction	Q (Mev)
$^{16}_8\text{O} + ^{16}_8\text{O} \rightarrow ^{32}_{16}\text{S} + \gamma$	16.541
$\rightarrow ^{31}_{16}\text{P} + p$	7.677
$\rightarrow ^{31}_{16}\text{S} + n$	1.453
$\rightarrow ^{28}_{16}\text{Si} + \alpha$	9.593
$\rightarrow ^{24}_{12}\text{Mg} + 2\alpha$	-0.393

$\langle Q \rangle \sim 16$ Mev

Produit final :
Surtout $^{28}_{16}\text{Si}$ (puis $^{28}_{16}\text{S}$, $^{24}_{12}\text{Mg}$)



97

Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

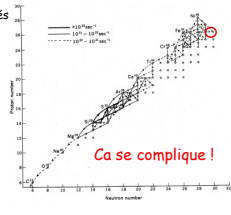
Combustion du Silicium ($T \sim 3 \times 10^9$ K)

$kT \gtrsim Q$ pour les noyaux faiblement liés \Rightarrow photodésintégrations et recapture des α par des noyaux mieux liés \Rightarrow réarrangement : Fe, Ni, ...

Captures α :

$$^{28}_{14}\text{Si} + ^4_2\text{He} \rightleftharpoons ^{32}_{16}\text{S} + \gamma$$

$$^{32}_{16}\text{S} + ^4_2\text{He} \rightleftharpoons ^{36}_{18}\text{Ar} + \gamma$$

$$^{36}_{18}\text{Ar} + ^4_2\text{He} \rightleftharpoons ^{40}_{20}\text{Ca} + \gamma$$


Ca se complique !

Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T \sim 7 \times 10^9$ K)

$kT \gtrsim Q$ pour la plupart des réactions \Rightarrow équilibre thermodynamique nucléaire \Rightarrow taux de réactions directes et inverses égaux \Rightarrow rapports d'abondances donnés par les « équations de Saha » :

$$\frac{n_{n_1} n_{n_2}}{n_{n_3}} \propto \gamma^{3/2} \exp\left(-\frac{Q_{n_1, n_2}}{kT}\right)$$

$$N_{A,Z} = G_{A,Z} A^{3/2} \frac{n_p^{Z-A} n_n^A}{Z^A} \left(\frac{2\pi M_{A,Z} kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q_{A,Z}}{kT}\right)$$

$$Q_{A,Z} = c^2 [Z M_H + (A-Z) M_n - M(A,Z)]$$

On a tout si on connaît n_p et $n_n \Rightarrow$ 2 autres contraintes requises :

$$\rho = m_p \sum_i \mu_i N_i \quad \frac{Z}{N} = \frac{\sum_i Z N_{A,Z} + n_p}{\sum_i (A-Z) N_{A,Z} + n_n} \quad \text{Fixé car équilibre bien avant les désintégrations } \beta$$

98

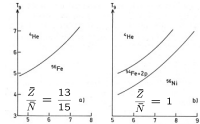
Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T \sim 7 \times 10^9$ K)

$$N_{A,Z} = G_{A,Z} A^{3/2} \frac{n_p^{Z-A} n_n^A}{Z^A} \left(\frac{2\pi M_{A,Z} kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q_{A,Z}}{kT}\right)$$

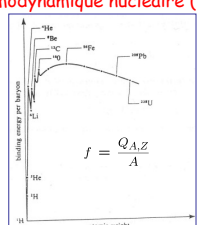
- $kT \ll Q$ « pas trop grand » \Rightarrow éléments les plus abondants : maximum de $f_{A,Z} = Q_{A,Z} / A \Rightarrow$ principalement Ni, puis Fe
- S'il y a le temps, désintégrations beta $\Rightarrow Z/N \searrow$ ($dN_i = -N_i dt/\tau_i$) \Rightarrow principalement ^{56}Fe
- $kT \sim Q \Rightarrow$ photodésintégrations $\Rightarrow ^4\text{He}, \dots$



Evolution masses élevées

Les dernières phases de combustion nucléaire

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T \sim 7 \times 10^9$ K)



$$f = \frac{Q_{A,Z}}{A}$$

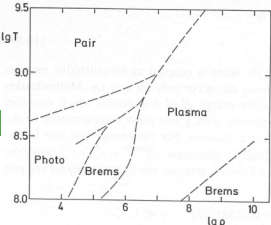
99

Production de neutrinos

- Neutrinos produits par annihilation de paires $e^+ + e^-$
Quand $T \sim 6 \times 10^9$ K : $kT \sim m_e c^2 \Rightarrow$ équilibre : $\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$
1 fois sur 10^{10} : $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- Photo-neutrinos et Bremsstrahlung neutrinos
 $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ Collisions élastiques (diffusion Compton) et inélastiques (bremsstrahlung)
De temps en temps : $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- Plasma-neutrinos
Quand $\rho > 10^8$ g/cm³, caractère diélectrique du plasma \Rightarrow plasmons
Relation de dispersion : $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2$ $\hbar \omega_p$: énergie au repos d'un "plasmon"
Réaction possible : $\gamma_{\text{plas}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ Cas non-dégénéré

Production de neutrinos

- Neutrinos produits par annihilation de paires $e^+ + e^-$
 $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- Photo-neutrinos et Bremsstrahlung neutrinos
 $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- Plasma-neutrinos
 $\gamma_{\text{plas}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$



Ces productions de neutrinos conduisent toujours à une perte nette d'énergie !

100

Evolution masses élevées

Production de neutrinos

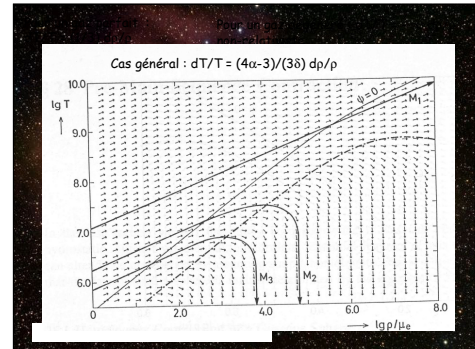
Ces neutrinos produits conduisent toujours à une perte nette d'énergie !

$$\epsilon_\nu = \partial L / \partial m < 0, L(0) = 0 \Rightarrow L < 0 \Rightarrow dT/dr > 0$$

Stabilité thermique

Gaz non-dégénéré : $T \nearrow \Rightarrow |\epsilon_\nu| \nearrow \Rightarrow d\dot{q}/dt < 0 \Rightarrow \rho, T \nearrow$
 \Rightarrow thermiquement instable

Gaz dégénéré : $T \nearrow \Rightarrow |\epsilon_\nu| \nearrow \Rightarrow d\dot{q}/dt < 0 \Rightarrow T \searrow$ (volume constant)
 $\Rightarrow |\epsilon_\nu| \searrow \Rightarrow$ thermiquement stable



Evolution masses élevées : phases ultimes

Suite de l'évolution (pendant les combustions d'H et He en couche)

Le cœur continue à se contracter, la **dégénérescence décide de la suite**

- La **dégénérescence apparaît dans le cœur de C-O** ($M < 8 M_\odot$)

T atteint un maximum puis diminue

- Cas 1) M_{CO} n'atteint jamais M_{ch}
 - Refoidissement irréversible
 - L'étoile devient une **Naine Blanche**
- Cas 2) M_{CO} atteint M_{ch}
 - La **dégénérescence devient relativiste**
 - Tout n'est pas fini !

Evolution masses élevées : phases ultimes

Cas 2) La dégénérescence relativiste apparaît dans le cœur de C-O ($4 M_\odot < M < 8 M_\odot, M_{CO} \sim M_{ch}$)

$M_{CO} \sim M_{ch}$ avant que T soit négligeable \rightarrow La **dégénérescence devient relativiste**

Description très simplifiée de la contraction du cœur :

Equation d'état : $P \approx P_e + \frac{\mu_e}{T} + K_1 \left(\frac{\mu_e}{T}\right)^\gamma$ Poids des couches : $P_0 \approx \frac{GM_{CO}^2}{R_0} = f GM_{CO}^2 \mu_0^{-4/3}$

$\rightarrow \frac{\mu_e}{T} = f GM_{CO}^2 \mu_0^{-4/3} - K_1 \mu_0^{-\gamma} \mu_e^{-\gamma} \rightarrow$ Même comportement qu'avec une contraction homologue

Question : la **dégénérescence pourra-t-elle devenir relativiste** avant que $T_0 = 0$?

Posons $\gamma = 4/3 + \chi \rightarrow \frac{\mu_e}{T} = \mu_0^{-4/3} (f GM_{CO}^2 - K_1 (\mu_0)^{\chi} \mu_e^{-\chi})$

Quand la **dégénérescence devient relativiste**, $\chi \rightarrow 0$

\Rightarrow il faut $M_c > M_{ca} = \left(\frac{K_1 \mu_0}{f G}\right)^{1/2} \mu_e^{-2} \approx M_{ch}$ pour que ce soit possible

Evolution masses élevées : phases ultimes

Cas 2) La dégénérescence relativiste apparaît dans le cœur de C-O ($4 M_\odot < M < 8 M_\odot, M_{CO} \sim M_{ch}$)

Quand la **dégénérescence est devenue relativiste** :

$$\mu_e = \rho_0^{1/3} (f GM_{CO}^2 - K/\mu_e^{4/3}) \Rightarrow$$
 la température recommence à croître, la contraction reprend de plus belle et très rapidement (stabilité marginale !)

Réactions pycno-nucléaires

Au-delà d'une certaine densité, **écranage fort** par les électrons libres
 \Rightarrow la barrière coulombienne chute grâce à ces électrons
 $\Rightarrow \epsilon \approx \rho^{1/2}$ avec $\lambda \nearrow$ Au-delà d'un certain ρ : la **fusion du carbone** commence

Mais il y a aussi d'importantes pertes par les **neutrinos** (plasmons, Bremsstrahlung)

Tant que $\epsilon_{CC} + \epsilon_\nu < 0$: stable Dès que $\epsilon_{CC} + \epsilon_\nu > 0$: instable \Rightarrow **Flash du carbone**

Evolution masses élevées : phases ultimes

Cas 2) La dégénérescence relativiste apparaît dans le cœur de C-O ($4 M_\odot < M < 8 M_\odot, M_{CO} \sim M_{ch}$)

Flash du carbone : Front de combustion et onde de choc

La combustion "immédiate" se propage de couches en couches (très fines)
 Comme $\rho \nearrow$ au-dessus du front, une **onde de choc** super-sonique apparaît

La contraction due à l'onde de choc suffit à allumer la combustion \Rightarrow **Front de combustion = onde de choc** \rightarrow **Détonation**

La contraction due à l'onde de choc n'allume pas la combustion derrière le choc \Rightarrow **Front de combustion subsonique** \rightarrow **Déflagration**

Evolution masses élevées : phases ultimes

Cas 2) La dégénérescence relativiste apparaît dans le cœur de C-O ($4 M_\odot < M < 8 M_\odot, M_{CO} \sim M_{ch}$)

Flash du carbone

Beaucoup plus violent que le flash de l'hélium !
 En 10^{-6} sec., T multiplié par 2 !
 \Rightarrow combustion du carbone de l'oxygène, ... et équilibre statistique (Ni, Fe) !

Front de combustion

La combustion "immédiate" se propage de couches en couches (très fines)
 car ρ et $T \nearrow$ juste au-dessus du front

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Déflagration versus détonation : Contraintes observationnelles

Les supernovae de type Ia sont la principale source d'enrichissement du milieu intergalactique en Fe

Rapports isotopiques solaires : $^{54}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni}/^{56}\text{Fe}$

\rightarrow **En faveur de la déflagration**

car l'onde de choc y dilate le milieu à l'avance \Rightarrow moins de capture d'e⁻ par les noyaux lors du passage du front de combustion

Evolution masses élevées : phases ultimes

Flash du carbone

1) Pour une étoile simple : explosion ? (énergie absorbée par l'enveloppe ?)

2) **Etoile binaire** : Une naine blanche accrète de la matière venant de sa compagne géante rouge.

Accrétion lente

($< 10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$)

Flashes de l'hydrogène (en surface)

↓
Nova récurrente

Accrétion rapide

1) Pas de combustion, $M \nearrow$
2) M atteint M_{ch} ⇒ contraction rapide ⇒ violent flash du carbone

↓
Supernova de type Ia

Le Phénomène de Nova

Thin hydrogen surface layer accumulated on white dwarf through accretion ring

Ignition of surface layer under degenerate conditions

Explosion (removal of hydrogen shell)

Time: 100 - 1000 seconds to eject layer

- Accretion rate $< 6 \times 10^{-6}$ solar masses per year
- $10^{-5} - 10^{-4}$ solar mass layer ignites and burns degenerately
- Removes until degeneracy is lifted, leading to explosive hydrogen burning
- $T = 2-3 \times 10^8 \text{ K}$, $\rho = 10^7 - 10^8 \text{ g/cm}^3$

Evolution masses élevées : phases ultimes

Supernova de type Ia

1) Toute l'énergie produite par la déflagration (ou détonation) est absorbée par le travail de dilatation
Produit : ^{56}Ni essentiellement

2) La luminosité vient de :
a) Désintégration β^- : $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$
b) $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$

Etape 1) $\kappa \rho \searrow \Rightarrow$ transparence $\nearrow \Rightarrow$ croissance de L
Etape 2) $\epsilon_{\text{Ni}} \propto (\text{Ni}) \propto \exp(-t/\tau_{\text{Ni}}) \Rightarrow$ décroissance exponentielle ($\tau_{\text{Ni}} = 6.1$ jours)
Etape 3) Désintégration β^- de Co : $\epsilon_{\text{Co}} \propto \exp(-t/\tau_{\text{Co}})$ ($\tau_{\text{Co}} = 77$ jours)

Evolution masses élevées : phases ultimes

Cas 3) Le coeur de C-O n'est jamais dégénéré ($M_{\text{CO}} > M_{\text{ch}}$)

Le coeur s'échauffe et différentes phases de combustion s'enchaînent au coeur calmement: combustion du carbone, le noyau se contracte, photodésintégration du néon, contraction, combustion de l'oxygène, contraction, combustion du silicium, ...

↓

Structure en pelure d'oignon

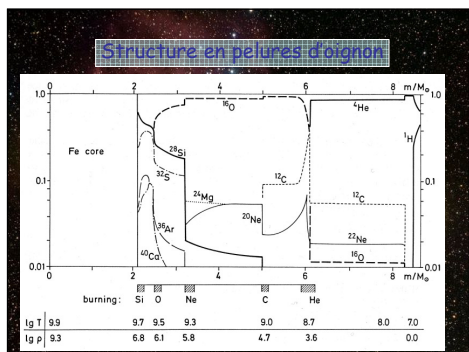
Cœur d'une étoile massive

Durée des phases ultimes ($15 M_{\odot}$) :

Fusion du

- Carbone : ~ 6000 ans
- Néon : ~ 7 ans
- Oxygène : ~ 2 ans
- Silicium : ~ 6 jours

Structure en pelure d'oignon



Structure en pelures d'oignon

nonburning hydrogen
hydrogen fusion
helium fusion
carbon fusion
oxygen fusion
neon fusion
magnesium fusion
silicon fusion
inert iron core

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II

Différents processus $\Rightarrow \Gamma_1 < 4/3 \Rightarrow$ instabilité dynamique \Rightarrow implosion puis explosion en Supernova

Scénario principal simplifié :

- Fusion centrale du Si, contraction, fusion Si en couche, contraction, ...
 \Rightarrow Le coeur de Fe se contracte et croît en masse (durée ~ jour)
- Perte d'énergie par neutrinos (ϵ_{ν}) \Rightarrow production d'énergie nucléaire dans le coeur de Fe (réactions endothermique au-delà du fer I)
- Quand $M_{\text{Fe}} \approx M_{\text{ch}}$: **dégénérescence relativiste** et grand ϵ_{ν}
 $\Rightarrow T, \rho$ n'augmentent plus assez lors de la contraction, $\Gamma_1 < 4/3 \Rightarrow$ **collapse**

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II

Facteurs physiques accélérant le effondrement :

- Capture d'e⁻ par les noyaux et les protons libres :** $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$
 $\Rightarrow \mu_e \nearrow \Rightarrow P \approx P_c(N_e) = P_c(n/\mu_e)$ augmente moins $\Rightarrow \Gamma_1 \searrow$
- Photo-désintégration du fer**
 $T \nearrow \Rightarrow$ Equilibre $\gamma + {}^{56}Fe \rightleftharpoons 13\alpha + 4n$ vers la droite : endothermique
 $\Rightarrow P, T$ augmentent moins $\Rightarrow \Gamma_1 \searrow$
- Effets coulombiens**
 $\rho \nearrow \Rightarrow$ les électrons s'insèrent partout et diminuent la répulsion coulombienne entre noyaux $\Rightarrow P$ augmente moins $\Rightarrow \Gamma_1 \searrow$

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

Description qualitative simplifiée du effondrement

Près du centre

$$\ddot{r} \approx -\frac{4}{3}\pi G r \rho_c(t)$$

Près de la surface

$$\ddot{r} \approx -\frac{Gm}{r^2} \propto \frac{1}{r^2}$$

↓
Pas du tout homologue !

Solution simple : contraction homologue

$$r(m, t) = x(t) r_0(m)$$

$$\dot{r}(m, t) = \dot{x}(t) r_0(m)$$

$$\ddot{x}/x = -(4/3)\pi G \rho_c(t)$$

$$\rho_c = \rho_{c,0}/x^3$$

$$\dot{x} = -(4/3)\pi G \rho_{c,0}/x^2$$

Masse du coeur en contraction homologue ?

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II

Autres cas de figure possibles

$M_{ch} < M_{CO} < 4 M_\odot$
Après la combustion calme du carbone, la dégénérescence apparaît dans le coeur de O, Ne, Mg, $\rho \nearrow$
 \Rightarrow Capture d'e⁻ par Ne et Mg $\Rightarrow \Gamma_1 \searrow$

$M \gtrsim 100-120 M_\odot$?
 $KT \approx M_e c^2 \Rightarrow$ Création de paires :
 $\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$
Endothermique $\Rightarrow \Gamma_1 \searrow$

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

Collapse homologue d'un polytrophe n=3 ($\gamma = 4/3$)

$$\ddot{r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial h}{\partial r}$$

$$P = K \rho^{4/3} \quad h = 4 K \rho^{1/3} \quad dh = dP/\rho$$

Collapse homologue : $r(m, t) = x(t) r_0(m)$ $\rho(m, t) = \frac{\rho_0(m)}{x(t)^3}$

$$h = 4 K \rho_0^{1/3}/x = h_0/x \quad \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial h_0}{\partial r_0} \quad \ddot{r} = -\frac{1}{x^2(t)} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial r_0} + \frac{\partial h_0}{\partial r_0} \right)$$

$$\phi = \int \frac{Gm}{r^2} dr = \phi_0/x \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial \phi_0}{\partial r_0} = \ddot{x}(t) r_0(m)$$

$$\ddot{x}(t) x^2(t) = cst. \quad \phi_{0c} + h_{0c} = 0$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial r_0} + \frac{\partial h_0}{\partial r_0} = -\ddot{x} x^2 r_0(m) \quad \phi_0 + h_0 = -\ddot{x} x^2 r_0^2(m)/2$$

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

Collapse homologue d'un polytrophe n=3 ($\gamma = 4/3$)

Poisson : $\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dh}{dr} \right) - 3 \dot{x} x^2 = 4\pi G \rho$
(indices 0 omis)

$$w = h/h_c \quad \rho/\rho_c = w^3 \quad r^2 = \frac{K \rho_c^{-2/3}}{\pi G} z^2$$

$$\frac{1}{z^2} \frac{d}{dz} \left(z^2 \frac{dw}{dz} \right) + w^3 = \lambda \quad \sim \text{Eq. Lane Emden}$$

$$\lambda = \frac{-3 \dot{x} x^2}{4\pi G \rho_0}$$

$$w(0) = 0, \quad w'(0) = 0$$

$$\frac{\partial h}{\partial r} = -\frac{\partial \phi}{\partial r} - \ddot{x} r_0(m)$$

$$\Rightarrow \partial h / \partial r > 0 \text{ pour } r \text{ grand}$$

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

La partie de l'étoile en collapse homologue a ± la masse limite de Chandrasekhar

Durant le collapse $\rho \nearrow \nearrow$ $M_{ch} = \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^2 1.459 M_\odot$
 \Rightarrow Captures d'e⁻ $\Rightarrow \mu_e \nearrow \Rightarrow M_{ch} \searrow$
 \Rightarrow La fraction de l'étoile en contraction homologue diminue
 \Rightarrow Une partie du coeur de Fer reste en retrait

A la surface de la sphère de masse M_{ch} : $V_{chute} \sim V_{son}$
En-dessous : chute ± homologue subsonique
Au-dessus : chute libre supersonique (pas d'info. transmise)

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

Collapse homologue d'un polytrophe n=3 ($\gamma = 4/3$)

$$\frac{1}{z^2} \frac{d}{dz} \left(z^2 \frac{dw}{dz} \right) + w^3 = \lambda$$

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 \rho dr = 4\pi \frac{R^3}{3} \rho_c \int_0^{z^2} w^3 dz$$

$$= 4\pi \frac{R^3}{3} \rho_c \int_0^{z^2} \left(z^2 \lambda_m - \frac{d}{dz} \left(z^2 \frac{dw}{dz} \right) \right) dz$$

$$= (4/3)\pi \rho_c R^3 \lambda_m = \left(\frac{K}{\pi G} \right)^{3/2} (4/3)\pi \frac{3}{2} \lambda_m = 1.0499 M_{ch}$$

La partie de l'étoile en collapse homologue a ± la masse limite de Chandrasekhar

Le reste de l'enveloppe tombe bcp moins vite et reste en retrait $M_{ch} = -4\lambda \left[\frac{K}{\pi G} \right]^{3/2} \frac{dw}{dz}(z^2) = \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^2 1.459 M_\odot$

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II 1. Collapse du coeur

A la surface de la sphère de masse M_{ch} :
 $V_{chute} \sim V_{son}$

En-dessous : chute ± homologue subsonique
Au-dessus : chute libre supersonique (pas d'info. transmise)

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II

Quand $\rho \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$, équation d'état raide, les noyaux (fermions) "se touchent"
 \Rightarrow la contraction du cœur s'arrête, information transmise à la vitesse du son
 \Rightarrow OK dans le cœur en effondrement subsonique ($m < M_{\text{ch}}$)
 Mais la perturbation s'accumule à la frontière où $m = M_{\text{ch}}$, $V_{\text{chute}} = V_{\text{son}}$
 \Rightarrow Une onde de choc y apparaît et repousse l'enveloppe au-dessus

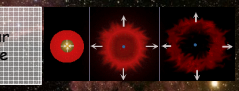
Bilan énergétique

$\Delta E_{\text{g collapse}} \approx G M_{\text{ch}}^2 (1/R_{\text{c}} - 1/R_{\text{in}}) \approx G M_{\text{ch}}^2 / R_{\text{c}} \approx 3 \times 10^{53} \text{ erg}$
 • La plupart de l'énergie est emportée par les neutrinos en $\pm 10 \text{ s}$
 • $\sim 10^{51} \text{ erg} > E_{\text{g envelope}}$ emportés par l'onde de choc et transmis à l'enveloppe
 \Rightarrow l'enveloppe est expulsée : **Explosion en Supernova**

Les supernovae de type II

Le cœur de fer se transforme en un cœur de neutrons

• Effondrement du cœur
 • Ejection de l'enveloppe



Le résidu est :
 • une étoile de neutrons
 • un trou noir

l'étoile est une **supernova**

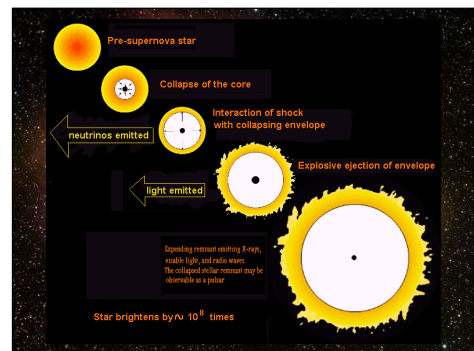
113

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II

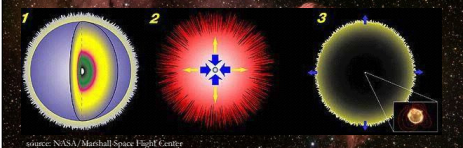
Chronologie "standard"

- 1) Effondrement du cœur de Fer : $\pm 10 \text{ ms}$ « temps de chute de l'enveloppe
- 2) Fin du effondrement, onde de choc naît au sommet du cœur $m = M_{\text{ch}}$
- 3) Les neutrinos arrivent à s'échapper seulement après 10 s (diffusion)
- 4) L'onde de choc se propage plus vite que la matière expulsée et arrive à la surface de l'étoile en : $\pm 3 \text{ jours}$ pour une supergéante rouge ($R=10^{14} \text{ cm}$)
 $\pm 1 \text{ heure}$ pour une géante bleue ($R=10^{12} \text{ cm}$)
- 5) Début de l'émission lumineuse



114

Formation d'une étoile de neutrons



source: NASA/Marshall Space Flight Center

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II : courbe de lumière

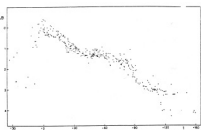
L'enveloppe est plus transparente car géante rouge $\Rightarrow R$ grand
 \Rightarrow temps de refroidissement : $\tau \sim R^2 \kappa_{\text{eff}} \rho \sim 1/R$ petit

L'énergie rayonnée vient de l'énergie gravifique du effondrement transmise et thermalisée par l'onde de choc : $T \nearrow \Rightarrow L \nearrow$, presque pas des réactions nucléaires et désintégrations β (\neq Supernova Ia !)

$$E \sim a T^4 R^3 \sim (M/R)^4 R^3 \sim 1/R$$

\Rightarrow Maximum rapide : $L \sim 100 \times 10^9 L_{\odot}$

puis Plateau : $L \sim E/\tau \sim \text{cst.}$



115

Autres types de Supernovae

Supernovae de type Ib et Ic

Supernovae sans H (Ib et Ic) et sans He (Ic), particularités chimiques
 Courbes de lumières \sim Supernovae Ia (mais bcp. moins lumineuses)

Interprétation :

Etoile pelée par les pertes de masses \Rightarrow plus d'hydrogène
 Au moment du effondrement, l'étoile est une Wolf-Rayet

Energie transmise et thermalisée par l'onde de choc très petite
 \Rightarrow rayonnement vient des désintégrations de Ni et Co \sim SN Ia
 R plus petit \Rightarrow temps de refroidissement ($\propto 1/R$) long au début
 \Rightarrow croissance de L puis décroissance exponentielle \sim SNIa

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II : Problèmes des modèles standards

Les grandes étapes "standards" sont confirmées par les observations :

Libération des neutrinos, arrivée de l'onde de choc, courbe de lumière, **mais ...**

Simulations hydrodynamiques 1D \Rightarrow le moteur s'essouffle et l'onde de choc n'arrive pas jusqu'à la surface (arrêt à $r \sim 300 \text{ km}$) \Rightarrow échec de l'expulsion

Parce que :
 - Grande partie de l'énergie gravifique libérée par la proto-étoile à neutron emportée avec les neutrinos
 - Lors du passage de l'onde de choc, $T \nearrow \Rightarrow E_{\gamma} \nearrow$
 \Rightarrow photodésintégration \rightarrow endothermique !!

Scénario d'expulsion prompt remis en question

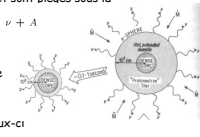
Modèle alternatif : **expulsion à retard**

116

Les phases ultimes : Supernovae II

Supernovae de type II : Modèle alternatif d'expulsion à retard

- Premier rebond "manqué" ⇒ onde de choc stationnaire à $r \sim 300$ km
 ρ très élevé ⇒ Les neutrinos diffusent et sont piégés sous la **Neutrino-Sphère** ($r \sim 50$ km) $\nu + A \rightarrow \nu + A$
- Après ± 1 s, quantité suffisante de neutrinos émis à partir de la v-sphère absorbée par la matière tombant d'au-dessus ⇒ l'énergie fournie par ceux-ci suffit à relancer la machine ⇒ l'onde de choc repart, 2^{ème} phase d'expansion qui réussit cette fois ! Explique le processus r !



Les phases ultimes : Supernovae II

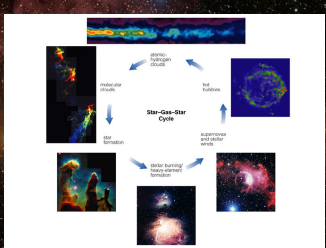
Supernovae de type II : Modèles hydrodynamiques 3D

L'étoile a une **rotation** et lors de la contraction, le moment cinétique est \pm conservé : $\Omega(r)r^2 = \text{cst.} \Rightarrow \Omega \nearrow$

- 1) Critère de stabilité dynamique modifié (Ledoux 1945),

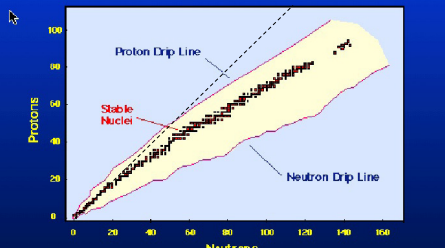
$$\Gamma_1 > \Gamma_{\text{crit}} = \frac{2}{3} \frac{2 - 5\Omega^2 R^3 / (GM)}{1 - 2\Omega^2 R^3 / (GM)} \Rightarrow$$
 effet stabilisateur de la rotation
- 2) Accélération centrifuge $\Omega^2 r$ croît comme $1/r^3 \Rightarrow$ Collapse moins accéléré, le rebond se fait plus tôt ⇒ moins d'énergie nécessaire pour éjecter l'enveloppe, propagation de l'onde de choc renforcée
- 3) Complique fortement la représentation du phénomène ...

Nucléosynthèse



Nucléosynthèse

La vallée de stabilité



Rappel : Processus s (lent)

Dans la couche He :

$^{14}\text{N} + ^4\text{He} \rightarrow ^{18}\text{F} + \gamma$
 $^{18}\text{F} \rightarrow ^{18}\text{O} + e^+ + \nu$
 $^{18}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + \gamma$
 $^{22}\text{Ne} + ^4\text{He} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + n$

$^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$
 $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$
 $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + n$

⇒ source de neutrons

Capture n par ^{22}Ne , ^{26}Mg , $^{56}\text{Fe} \Rightarrow$ processus s

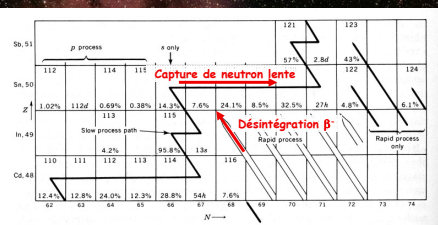
Distribution exponentielle d'expositions aux neutrons :

- Une fraction $r < 1$ de la zone convective est exposée aux n
- Au $N^{\text{ième}}$ pulse: une fraction r^N a subi N expositions

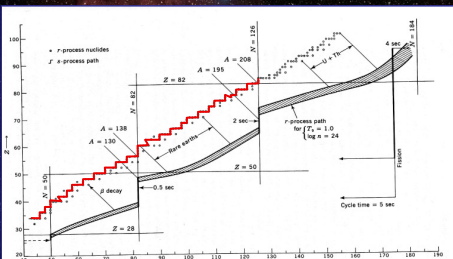
$$r^N = \exp(N \log r) = \exp(-N \log 1/r)$$

Nucléosynthèse : Processus s

Temps de capture \gg temps de vie désintégration β



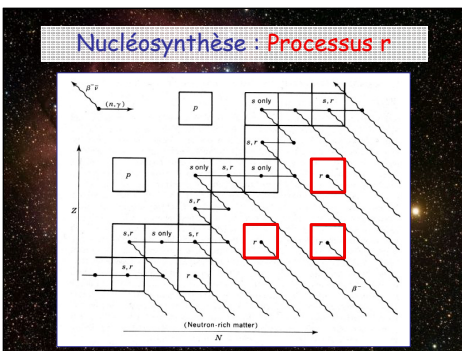
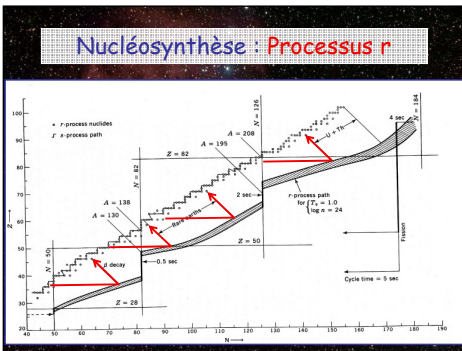
Nucléosynthèse : Processus r



Nucléosynthèse : Processus r

Temps de capture \ll temps de vie désintégration β

- 1) Source de neutrons :
 Capture d'électrons par les noyaux : réaction endothermique
 ⇒ - électrons dégénérés avec E_{Fermi} ($\rho \approx 10^{11} - 10^{12}$ g/cm³) ou
 ⇒ - électrons thermiques avec $E_{\text{th}} = 3/2 kT$
- 2) Processus de capture rapide des neutrons :
 Juste après la phase de combustion lors du passage de l'onde de choc, les noyaux lourds capturent très vite les neutrons produits :
processus r



Nucléosynthèse : Supernovae Ia versus II

Supernovae Ia

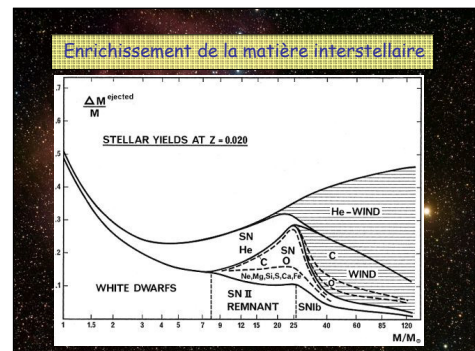
- Tout est brûlé et éjecté
- Processus "identique" pour toutes les étoiles
- Peu de processus r

Produits éjectés :
Ni → Fe (~60-70%), Si, O, S

Supernovae II

- Rebond ⇒ enveloppe seule éjectée
- Grandes incertitudes (modèle init., onde de choc, processus durant le collapse, frontière cœur-éjectat)
- Processus r : explosion à délai nécessaire pour avoir le temps
- Nucléosynthèse : histoire passée + passage de l'onde de choc

Composition de l'éjectat :
O (~60%), Ne, (Mg, C, Si, ...)



Enrichissement de la matière interstellaire

- $M < 8 M_{\odot}$:
Vents des supergéantes rouges, éjection de la nébuleuse planétaire
⇒ Enrichissement en **Hélium** uniquement
- $8 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$
Supernovae de type II
⇒ Enrichissement en **Hélium, Carbone et Oxygène**,
Un peu d'éléments lourds éjectés (grâce à diminution de M_{ch})

Les Supernovae Ia sont un bien plus grand contributeur pour l'enrichissement en éléments lourds

Enrichissement de la matière interstellaire

- $M > 25 M_{\odot}$:

2) Population II (Z très petit)

Beaucoup moins d'absorption ⇒ $a_{\nu} \searrow$
⇒ beaucoup moins de vent
⇒ supergéante rouge lors des phases finales
⇒ grande enveloppe éjectée par la SN II

Enrichissement en Hélium (moins que les vents des pop I)
Enrichissement en C, O (plus que les vents des pop I)
Enrichissement en éléments lourds (plus que les pop I)

Enrichissement de la matière interstellaire

- $M > 25 M_{\odot}$:

1) Population I (Z ~ solaire)

Pertes de masse par vents très grandes
Enrichissement en **Hélium** très important (phase WN)
Enrichissement en **Carbone et Oxygène** (WC et WO)

L'étoile est pelée lors de l'explosion en supernova
⇒ petite enveloppe éjectée, peu d'enrichissement,
SN Ib, courbe de lumière ~ SNIa (désintégration Ni, Co)

2) Population II (Z très petit)

Beaucoup moins d'absorption ⇒ $a_{\nu} \searrow$
⇒ beaucoup moins de vent

Enrichissement de la matière interstellaire

Étoile à neutron ou trou noir ?

Incertitude sur la masse limite des étoiles à neutron

Le trou noir happe plus de matière que l'étoile à neutron
⇒ moins d'enrichissement en éléments lourds

Sans perte de masse (pop II):
 $M_{\text{tot } 0} \nearrow \Rightarrow M_{\text{ch}} \nearrow \Rightarrow M_{\text{CO}} \nearrow \Rightarrow M_{\text{collapse}} \nearrow$

Avec perte de masse (pop I):
Au-delà de $M_{\text{tot } 0} \sim 27.5 M_{\odot}$, $M_{\text{CO}} \searrow$

Différents scénarios possibles

Enrichissement de la matière interstellaire

Etoile à neutron ou trou noir ?

Avec perte de masse (pop I):
Au-delà de $M_{\text{tot}0} \sim 27.5 M_{\odot}$, $M_{\text{CO}} \searrow$

Différents scénarios possibles :

- M_{CO} critique $\sim 8 M_{\odot}$ (maximum fonction $M_{\text{CO}}(M_{\text{tot}0})$)
 \Rightarrow pop I : On n'a jamais un trou noir
 pop II : On a un trou noir quand $M_{\text{tot}0} > 27.5 M_{\odot}$
- M_{CO} critique $\sim 6 M_{\odot}$
 \Rightarrow On a plus souvent un trou noir ($M_{\text{tot}0} > 22.5 M_{\odot}$)
 \Rightarrow moins d'enrichissement en éléments lourds
- M_{CO} critique encore plus petit \Rightarrow encore moins d'enrichissement

Enrichissement de la matière interstellaire

Enrichissement de la galaxie

Il faut multiplier par la fonction de masse initiale (IMF)
Salpeter : $\phi(M) \propto M^{-2.35}$, Scalo : $\phi(m) \propto M^{-2.7}$

Plus d'étoiles peu massives \Rightarrow surtout enrichissement en helium

Grandeur importante : rapport d'enrichissement $\Delta Y / \Delta Z$
 $\Rightarrow Y = Y_p + (\Delta Y / \Delta Z) Z$

Obtenu grâce aux observations régions HII extragalactiques
 $\Rightarrow \Delta Y / \Delta Z \sim 3$ (Lequeux et al.)

Les prédictions théoriques dépendent de la masse critique trou noir
 Scénario 2 : trou noir pour $M_{\text{tot}0} > 22.5 M_{\odot}$
 \Rightarrow accord avec les observations (Maeder 1992)

Etoiles à neutrons

Etapas physiques de la formation de l'étoile à neutrons

- $\rho_c \sim 10^9 \text{ g/cm}^3$ (début du collapse)
- Capture d'électrons par les noyaux ($e^- + p \rightarrow n + \nu_e$)
 $\Rightarrow \mu_e \nearrow \Rightarrow M_{\text{ch}} \searrow \Rightarrow$ masse en contraction homologue \searrow
 \Rightarrow noyaux riches en neutrons
- $\rho_c \sim 10^{11} \text{ g/cm}^3$
- Piégeage des neutrinos énergétiques, diffusion sur les noyaux ($\sigma \propto A^2$)
 \Rightarrow contraction adiabatique, équilibre avec $e^- + \nu_e$ constant
- Ecrantage des $e^- \Rightarrow$ rép. Coulombienne dans les noyaux \searrow
 \Rightarrow Immenses noyaux ($A \sim 1000$!) riches en neutrons
- Quand $\rho \simeq 4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$, libération progressive de neutrons

Etoiles à neutrons

Etapas physiques de la formation de l'étoile à neutrons

- Gros noyaux (\sim gouttes) entourés de neutrons et protons (\sim vapeur)
- L'espace vide entre les gros noyaux diminue et $S \searrow$
- \Rightarrow a) Les noyaux forment des *spaghettis* (tubes de matière nucléaire)
- b) Noyaux en forme de *lasagne* (plans de matière nucléaire)
- c) *Anti-spaghettis* (tube vide) entourés de matière nucléaire
- d) *Bulles* (vide) entourées de matière nucléaire
- Quand $\rho \simeq 2.4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$, les noyaux se touchent et ont perdu leur individualité \Rightarrow liquide dégénéré riche en neutrons
- Les neutrinos s'échappent, $T \searrow$, tous les e^- sont capturés par les protons
 \Rightarrow on a une **Etoile à neutrons**

Etoiles à neutrons

Structure d'une étoile à neutrons

Croute (Epaisseur $\sim 1 \text{ km}$, $\sim 0.1\%$ de la masse)

Immenses noyaux hyper-riches en neutrons (ex: $_{80}^{2000} \text{Sn}$!), état solide

Coeur (rayon $\sim 10\text{-}15 \text{ km}$)

Liquide dégénéré de neutrons

Toute l'incertitude est dans l'équation d'état $P = P(\rho)$ (barotrope)

Equations de structure

Géométrie (espace courbe)

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho c^2} \right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{m c^2} \right) \left(1 - \frac{2Gm}{r c^2} \right)^{-1}$$

(Tolman-Oppenheimer-Volkoff)

$$dm/dr = 4\pi r^2 \rho$$

$$\rho = \rho_0 + u/c^2$$

$$d_s^2 = e^{\nu} r^2 dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)$$

$$\frac{e^{\lambda}}{r^2} = e^{\nu} \left(\frac{\nu}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2}$$

$$\frac{e^{\lambda}}{r^2} + \frac{1}{r^2} e^{-\lambda} \left(\nu' + \frac{1}{r} \nu + \frac{2}{r} \frac{\nu}{r} - \frac{\nu^2}{r^2} \right) = 0$$

$$\nu' = e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2}$$

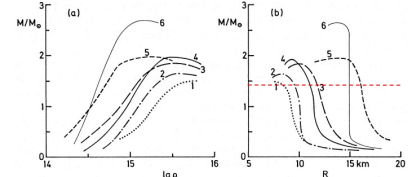
Etoiles à neutrons

Grande incertitude sur l'équation d'état $P = P(\rho)$

\Rightarrow incertitude sur la relation Masse - Rayon

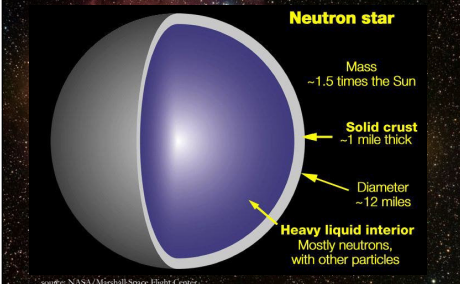
Masse maximum dépend de l'équation d'état !

Au-delà de cette masse maximum : Trou noir !



Etoile de neutrons

Neutron star



Etoiles à neutrons

Les pulsars et magnétars

Découverte : A. Hewish et J. Burnell : Little Green Man

$\Delta t \sim 20 \text{ ms} \Rightarrow D \ll c \Delta t \sim 6000 \text{ km}$

Grand champs magnétique car $B R^2 \sim$ constant et $R \searrow \searrow \Rightarrow B \nearrow \nearrow$

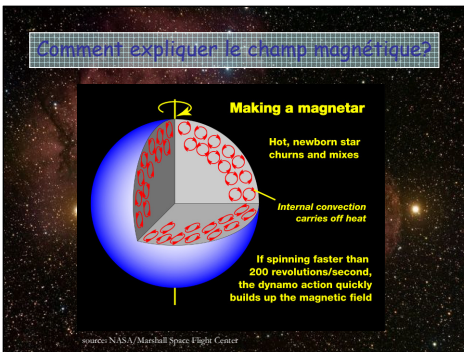
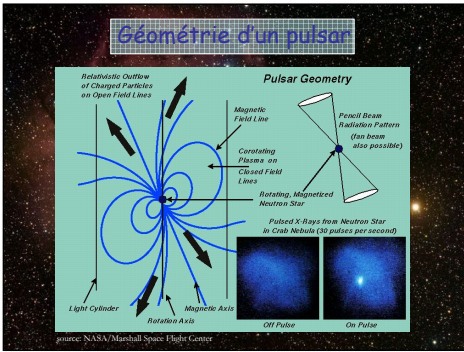
Effet dynamo :

Mouvement : rotation et convection ($P_{\text{rot}} \sim \tau_{\text{conv}}$)

dans un champs magnétique \Rightarrow courants induits

\Rightarrow renforcement du champs magnétique

$B \sim 10^9 \text{ gauss}$ (pulsar) $\rightarrow B \sim 10^{15} \text{ gauss}$ (magnétar)



Trou noir

Métrie de Schwarzschild, Trou noir sans rotation

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$$

$$= \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2$$

$$= \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - dr^2$$

$r_s = \frac{2GM}{c^2}$ Rayon de Schwarzschild

$\frac{dr(r)}{dt} = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{1/2} c$ t : temps propre $(r, \theta, \phi) = \text{cst.}$

Redshift gravitationnel :: $= \frac{v_0 - v}{v} = \frac{dr_{\infty}}{dr} - 1 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1/2} - 1$ $z \rightarrow \infty$
 $r \rightarrow r_s$

Trajectoire des photons : géodésiques $ds = 0$

Direction radiale : $\frac{dr}{dt} = \pm \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c$ → La lumière ne peut sortir de la sphère de Schwarzschild

Enrichissement de la matière interstellaire

- $M < 8 M_{\odot}$:
Vents des supergéantes rouges, éjection de la nébuleuse planétaire
⇒ Enrichissement en Helium uniquement
- $8 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$
Supernovae de type II
⇒ Enrichissement en Helium, Carbone et Oxygène, Un peu d'éléments lourds éjectés (grâce à diminution de M_{ch})
Les Supernovae Ia sont un bien plus grand contributeur pour l'enrichissement en éléments lourds

Enrichissement de la matière interstellaire

- $M > 25 M_{\odot}$:

1) Population I (Z ~ solaire)

Pertes de masse par vents très grandes
Enrichissement en Helium très important (phase WN)
Enrichissement en Carbone et Oxygène (WC et WO)

L'étoile est pelée lors de l'explosion en supernova
⇒ petite enveloppe éjectée, peu d'enrichissement, SN Ib, courbe de lumière ~ SNIa (désintégration Ni, Co)

2) Population II (Z très petit)

Beaucoup moins d'absorption ⇒ $a_{\lambda} \searrow$
⇒ beaucoup moins de vent

Enrichissement de la matière interstellaire

Étoile à neutron ou trou noir ?

Incertitude sur la masse limite des étoiles à neutron

Le trou noir happe plus de matière que l'étoile à neutron
⇒ moins d'enrichissement en éléments lourds

Sans perte de masse (pop II) :
 $M_{\text{tot 0}} \nearrow \Rightarrow M_{\text{He}} \nearrow \Rightarrow M_{\text{CO}} \nearrow \Rightarrow M_{\text{collapse}} \nearrow$

Avec perte de masse (pop I) :
 Au-delà de $M_{\text{tot 0}} \sim 27.5 M_{\odot}$, $M_{\text{CO}} \searrow$

Différents scénarios possibles

Enrichissement de la matière interstellaire

- $M > 25 M_{\odot}$:

2) Population II (Z très petit)

Beaucoup moins d'absorption ⇒ $a_{\lambda} \searrow$
⇒ beaucoup moins de vent
⇒ supergéante rouge lors des phases finales
⇒ grande enveloppe éjectée par la SN II

Enrichissement en Helium (moins que les vents des pop I)
Enrichissement en C, O (plus que les vents des pop I)
Enrichissement en éléments lourds (plus que les pop I)

Enrichissement de la matière interstellaire

Étoile à neutron ou trou noir ?

Avec perte de masse (pop I) :
 Au-delà de $M_{\text{tot 0}} \sim 27.5 M_{\odot}$, $M_{\text{CO}} \searrow$

Différents scénarios possibles :

- 1) M_{CO} critique ~ $8 M_{\odot}$ (maximum fonction $M_{\text{CO}}(M_{\text{tot 0}})$)
⇒ pop I : On n'a jamais un trou noir
pop II : On a un trou noir quand $M_{\text{tot 0}} > 27.5 M_{\odot}$
- 2) M_{CO} critique ~ $6 M_{\odot}$
⇒ On a plus souvent un trou noir ($M_{\text{tot 0}} > 22.5 M_{\odot}$)
⇒ moins d'enrichissement en éléments lourds
- 3) M_{CO} critique encore plus petit ⇒ encore moins d'enrichissement

Étape 3 : Contraction gravifique tout en maintenant l'équilibre hydrostatique

Théorème du Viriel

Gaz parfait: $E_g = -2 E_i$ $\zeta = 2$

Equation d'état générale: $\zeta u = 3 P/\rho \rightarrow \zeta E_i + E_g = 0$

Energie totale: $E_{tot} = E_i + E_g$

Conservation de l'énergie globale sans production interne:
 Pas de réactions nucléaires! Gaz parfait, $\zeta = 2$

$L = -dE_{tot}/dt = -dE_i/dt - dE_g/dt = (\zeta - 1) dE_i/dt = (1 - \zeta/\zeta) dE_g/dt = -1/2 dE_g/dt = L = dE_i/dt$

Evolution des étoiles

Les Super-Novae

Rappel 1 : Stabilité « dynamique » des étoiles

Considérons une contraction de l'étoile homologue et adiabatique

$r(m) \rightarrow r'(m) = \alpha r(m)$ $\rho(m) \rightarrow \rho'(m) = \rho(m)/\alpha^3$

$P(m) \rightarrow P'(m) = P(m) (\rho/\rho')^{1/\Gamma_1} = P(m) / \alpha^{3/\Gamma_1}$

$Poids(m) \rightarrow Poids'(m) = \int_r^R 6\pi\rho r^2 dr \rightarrow \int_r^R 6\pi\rho' r'^2 dr' = Poids(m)/\alpha^3$

Critère de stabilité: $\frac{P/P'}{Poids/Poids'} > 1 \rightarrow \Gamma_1 > 4/3$

Annotations: rapide % temps thermique pas d'échange de chaleur, Adiabaticité, $\Gamma_1 = \alpha \ln P/\alpha \ln \rho$

Rappel 2 : Masse limite de Chandrasekar

Relation Rayon - Masse des polytropes (K fixé) $R \propto \rho_c^{-1/n} \propto M^{-1/n}$

Gaz dégénéré non-relativiste, $n = 3/2$ $R \propto M^{-1/3}$

Gaz dégénéré relativiste, $n = 3$ $M = \text{Constante}$

$M = -4\pi \int_0^R \frac{K}{\pi G} r^{3/2} \frac{dw}{dz}(z_3) dz = \left(\frac{2}{\mu_c}\right) 1.459 M_\odot$

$M = \frac{1.2435 \times 10^{15}}{\mu_c^{4/3}} \text{ (cg)}$

Masse limite de Chandrasekar

Rappel 2 : Masse limite de Chandrasekar

$M_{ch} = \left(\frac{2}{\mu_c}\right)^2 1.459 M_\odot$

M est fixe, R vaut ce qu'on veut! $R \propto \rho_c^{-1/n} \propto \rho_c^{-1/3}$

$M \propto \rho_c R^3 = \text{cste}$

$r(m) \rightarrow r'(m) = \alpha r(m)$

$\rho(m) \rightarrow \rho'(m) = \rho(m)/\alpha^3$

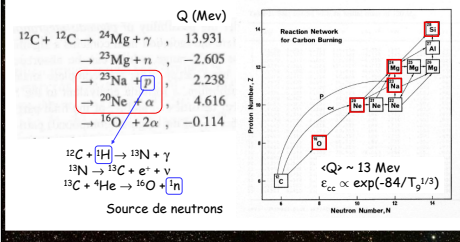
$P(m) \rightarrow P'(m) = K (\rho')^{n+1} = K \rho^{(n+1)/\alpha^3} = P(m)/\alpha^4$

$Poids(m) \rightarrow Poids'(m) = Poids(m)/\alpha^3$

$P(m) = Poids(m) \rightarrow P'(m) = Poids'(m)$

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Combustion du carbone ($T > 600 \cdot 10^6$ K)



Rappel 2 : Masse limite de Chandrasekar

Masse limite de Chandrasekar

Que se passe-t-il si $M > M_{ch}$? $M_{ch} = \left(\frac{2}{\mu_c}\right)^2 1.459 M_\odot$

$P(m) < Poids(m) \rightarrow$ contraction

$r(m) \rightarrow r'(m) = \alpha r(m)$

$\rho(m) \rightarrow \rho'(m) = \rho(m)/\alpha^3$

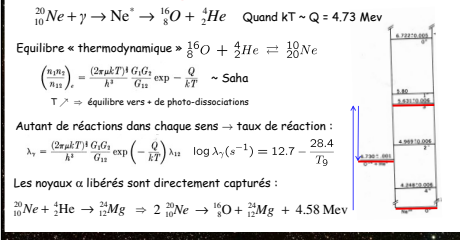
$P(m) \rightarrow P'(m) = P(m)/\alpha^4$

$Poids(m) \rightarrow Poids'(m) = Poids(m)/\alpha^3$

$P'(m) < Poids'(m) \rightarrow$ effondrement continue

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Photo-désintégration du néon ($T \sim 700 \cdot 10^6$ K)



Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Combustion de l'oxygène ($T > 800 \cdot 10^6 \text{ K}$)

$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S} + \gamma$	Q (MeV)	16.541
$\rightarrow ^{31}\text{P} + p$	7.677	
$\rightarrow ^{31}\text{S} + n$	1.453	
$\rightarrow ^{28}\text{Si} + \alpha$	9.593	
$\rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2\alpha$	-0.393	

$\langle Q \rangle \sim 16 \text{ MeV}$

Produit final : Surtout ^{28}Si (puis ^{32}S , ^{24}Mg)

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Combustion du Silicium ($T > 900 \cdot 10^6 \text{ K}$)

$kT \gtrsim Q$ pour les noyaux faiblement liés
 \Rightarrow photodésintégrations et recapture des α par des noyaux mieux liés
 \Rightarrow réarrangement : Fe, Ni, \dots

Captures α :

$^{28}\text{Si} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{32}\text{S} + \gamma$
$^{32}\text{S} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{36}\text{Ar} + \gamma$
$^{36}\text{Ar} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{40}\text{Ca} + \gamma$

Ca se complique !

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T > 10^9 \text{ K}$)

$kT \gtrsim Q$ pour la plupart des réactions \Rightarrow équilibre thermodynamique nucléaire
 \Rightarrow taux de réactions directes et inverses égaux
 \Rightarrow rapports d'abondances donnés par les « équations de Saha » :

$$\frac{n_n N_{A-1,Z}}{N_{A,Z}} \propto \gamma^{3/2} \exp\left(-\frac{Q_n}{kT}\right)$$

$$N_{A,Z} = G_{A,Z} A^{3/2} \frac{n_p^{A-Z} n_n^Z}{Z^A} \left(\frac{2\pi M_{A,Z} kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{Q_{A,Z}}{kT}\right)$$

$$Q_{A,Z} = c^2 [Z M_H + (A-Z) M_n - M(A,Z)]$$

On a tout si on connaît n_b et $n_n \Rightarrow 2$ autres contraintes requises :

$$\rho = m_u \sum_i \mu_i N_i \quad \frac{Z}{N} = \frac{\sum Z N_{A,Z} + n_p}{\sum (A-Z) N_{A,Z} + n_n} \quad \text{Fixé car équilibre bien avant les désintégrations } \beta$$

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T > 10^9 \text{ K}$)

$$N_{A,Z} = G_{A,Z} A^{3/2} \frac{n_p^{A-Z} n_n^Z}{Z^A} \left(\frac{2\pi M_{A,Z} kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{Q_{A,Z}}{kT}\right)$$

- $kT \ll \text{pas trop grand}$ \Rightarrow éléments les plus abondants : max de $f_{A,Z} = Q_{A,Z} / A$ (Energie minimale) \Rightarrow principalement Ni, puis Fe
- Si il y a le temps, désintégrations beta $\Rightarrow Z/N \searrow$ ($dN_i = -N_i dt/\tau_i$) \Rightarrow principalement ^{56}Fe
- $kT > Q$ \Rightarrow photodésintégrations $\Rightarrow ^4\text{He}, \dots$

Rappel 3 : Les dernières combustions nucléaires

Equilibre thermodynamique nucléaire ($T > 10^9 \text{ K}$)

Rappel 4 : Production de neutrinos

- Neutrinos produits par annihilation de paires $e^+ + e^-$
 Quand $T > 10^9 \text{ K}$: $kT \sim m_e c^2 \Rightarrow$ équilibre : $\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$
 1 fois sur 10^{10} : $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- Photo-neutrinos et Bremsstrahlung neutrinos
 $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ Collisions élastiques (diffusion Compton) et inélastiques (bremsstrahlung)
 De temps en temps : $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- Plasma-neutrinos
 Quand $\rho > 10^9 \text{ g/cm}^3$, caractère diélectrique du plasma \Rightarrow plasmons
 Relation de dispersion : $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2$ $\hbar \omega_p$: énergie au repos d'un "plasmon"
 Réaction possible : $\gamma_{\text{plas}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$

Rappel 4 : Production de neutrinos

- Neutrinos produits par annihilation de paires $e^+ + e^-$
 $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- Photo-neutrinos et Bremsstrahlung neutrinos
 $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- Plasma-neutrinos
 $\gamma_{\text{plas}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$

Ces productions de neutrinos conduisent toujours à une perte nette d'énergie !

Rappel 4 : Production de neutrinos

Ces neutrinos produits conduisent toujours à une perte nette d'énergie !

$$\epsilon_\nu = \partial L / \partial m < 0, L(0) = 0 \Rightarrow L < 0 \Rightarrow dT/dr > 0$$

Stabilité thermique

Gaz non-dégénéré : $T \nearrow \Rightarrow |\epsilon_\nu| \nearrow \Rightarrow d\dot{q}/dt < 0 \Rightarrow \rho, T \nearrow \Rightarrow$ thermiquement instable

Gaz dégénéré : $T \nearrow \Rightarrow |\epsilon_\nu| \nearrow \Rightarrow d\dot{q}/dt < 0 \Rightarrow T \searrow$ (volume constant) $\Rightarrow |\epsilon_\nu| \searrow \Rightarrow$ thermiquement stable

Les phases ultimes : Supernovae Ia

1^{er} scénario (le plus fréquent): Une naine blanche de C-O dans un système binaire accrète lentement de la matière de son compagnon géante rouge

2^e scénario : Pendant les combustions d'H et He en couche, le coeur de C-O croît en masse

Le coeur de C-O atteint-il la masse de Chandrasekhar ?

- Cas 1) M_{CO} n'atteint jamais M_{ch}
 - Refoisement irréversible de la Naine Blanche
- Cas 2) $M_{CO} \sim M_{ch}$ avant que
 - La dégénérescence devient relativiste
 - Conséquences dramatiques !

Les phases ultimes : Supernovae Ia

1^{er} scénario (le plus fréquent): Une naine blanche de C-O dans un système binaire accrète de la matière de son compagnon géante rouge ($M \sim 5 \times 10^{-8} M_{\odot}/an$)

2^e scénario : Pendant les combustions d'H et He en couche ($M_{tot} < 4 M_{\odot}$), le coeur de C-O croît en masse

Le coeur de C-O atteint-il la masse de Chandrasekhar ?

- Cas 1) M_{CO} n'atteint jamais M_{ch}
 - Refoisement irréversible de la Naine Blanche
- Cas 2) $M_{CO} \sim M_{ch}$ avant que
 - La dégénérescence devient relativiste
 - Conséquences dramatiques !

Le Phénomène de Nova

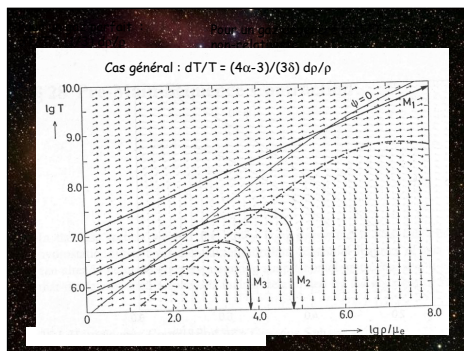
Thin hydrogen surface layer accumulated on white dwarf through accretion ring

Ignition of surface layer under degenerate conditions

The increasing runaway until degeneracy lifted

Explosion (removal of hydrogen shell)

- Accretion rate $< 6 \times 10^{-6}$ solar masses per year
- $10^{-5} - 10^{-6}$ solar mass layer ignites and burns degenerately
- Time: 100 - 1000 seconds to eject layer
- Runaway until degeneracy is lifted, leading to explosive hydrogen burning
- $T = 2-3 \times 10^8$ K, $p = 10^8 - 10^9$ g/cm²
- Time: 100 - 1000 seconds to eject layer



Les phases ultimes : Supernovae Ia

$M_{CO} \sim M_{ch}$: La dégénérescence relativiste apparaît

$M_{CO} \sim M_{ch}$ avant que T soit négligeable \rightarrow La dégénérescence devient relativiste

Description très simplifiée de la contraction du coeur :

Equation d'état: $P \approx P_e \approx \frac{\rho}{\mu_e} gT + K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^\gamma$ Poids des couches: $P_0 \approx \frac{GM_0^2}{R_0} = f GM_0^2 \rho_0^{-3}$

$\rightarrow \frac{\rho}{\mu_e} T_0 = f GM_0^2 \rho_0^{-3} - K_1 \rho_0^{-1} \mu_e^{-\gamma} \rightarrow$ Même comportement qu'avec une contraction homologue

Question : la dégénérescence pourra-t-elle devenir relativiste avant que $T_0 = 0$?

Posons $\gamma = 4/3 + \chi \rightarrow \frac{\rho}{\mu_e} T_0 = \rho_0^{-1/3} (f GM_0^2 \rho_0^{-3} - K_1 \rho_0^{-1} \mu_e^{-\gamma})$

Quand la dégénérescence devient relativiste, $\chi \rightarrow 0$

\Rightarrow il faut $M_0 > M_{crit} = \left(\frac{K_1 \rho_0}{f G}\right)^{1/2} \mu_e^{-2} \approx M_{ch}$ pour que ce soit possible

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Flash du carbone ($M_{CO} \sim M_{ch}$)

Beaucoup plus violent que le flash de l'hélium ! En 10^{-6} sec., T multiplié par 2 !

\Rightarrow combustion du Carbone, de l'Oxygène, du Silicium et atteinte de l'équilibre statistique nucléaire

(Ni, Fe principalement) en 10^{-6} s !!!

Production considérable d'énergie

Front de combustion

La combustion "immédiate" se propage de couches en couches (très fines)

L'énergie produite $>$ énergie potentielle gravifique \Rightarrow **Supernova**

Les phases ultimes : Supernovae Ia

$M_{CO} \sim M_{ch}$: La dégénérescence relativiste apparaît

Quand la dégénérescence est devenue relativiste :

$\frac{\rho T_0}{\mu_e} = \rho_0^{1/3} (f GM_0^2 \rho_0^{-3} - K_1 \rho_0^{-1} \mu_e^{-\gamma}) \Rightarrow$ la température recommence à croître, la contraction reprend de plus belle et très rapidement (stabilité marginale !)

Réactions pycno-nucléaires

Au-delà d'une certaine densité, **écranage fort** par les électrons libres

\Rightarrow la barrière coulombienne chute grâce à ces électrons

$\Rightarrow \epsilon \approx \rho^{1/2} T$ avec $\lambda \nearrow$ Au-delà d'un certain ρ : la fusion du carbone commence

Mais il y a aussi d'importantes pertes par les neutrinos (plasmons, Bremsstrahlung)

Tant que $\epsilon_{CC} + \epsilon_\nu < 0$: stable Dès que $\epsilon_{CC} + \epsilon_\nu > 0$: instable \Rightarrow **Flash du carbone**

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Flash du carbone : Front de combustion et onde de choc

La combustion "immédiate" se propage de couches en couches (très fines)

Comme $\rho \nearrow$ au-dessus du front (dès que la dégénérescence est levée), une **onde de choc** super-sonique apparaît

- La contraction due à l'onde de choc n'allume pas la combustion \Rightarrow **Front de combustion subsonique** derrière le choc
- La contraction due au passage de l'onde de choc allume la combustion \Rightarrow **Front de combustion = onde de choc** vitesse supersonique

Déflagration **Détonation**

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Flash du carbone : Déflagration ou détonation ?

Temps de combustion :

$$\tau_{\text{nuc}} \approx \frac{c_p T}{\epsilon} \approx 0.152 T_9^{-20.2} \rho_9^{3.05} \left(\frac{0.5}{X_{12}}\right)^2 \text{ s}$$

Vitesse de phase :

$$v_{\text{phase}} = \left(\frac{d\tau_{\text{nuc}}}{dr}\right)^{-1}$$

$$= -3.26 \times 10^8 T_9^{21.2} \rho_9^{3.05} \left(\frac{X_{12}}{0.5}\right)^2 \left(\frac{dT}{dr}\right)^{-1}$$

Très sensible à la température !!

Détonation si $dT/dr \searrow$ (près du centre) Déflagration si $dT/dr \nearrow$

Convection: $\nabla \approx \nabla_{\text{ad}}$

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Déflagration (combustion subsonique)

Description très simplifiée 1D

- L'onde de choc part en tête laisse derrière elle un milieu + dilaté
- Le front de combustion (épaisseur ~ 0.01 mm !) se propage "lentement" derrière, sa vitesse décroît avec la densité ($t \sim 50$ s)

Description "réaliste" 3D

Combustion \Rightarrow L/M \lll \Rightarrow convection très très vigoureuse : $(\nabla_\epsilon \ll 0 < \nabla_{\text{ad}} < \nabla \Rightarrow \rho_\epsilon \ll \rho_m)$

Départ du front de combustion en différents points de l'étoile, **géométrie fractale** (dim. entre 2 et 3)

145

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Détonation (propagation supersonique)

L'onde de choc coïncide avec le front de combustion

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Déflagration versus détonation : Contraintes observationnelles

Les supernovae de type Ia sont la principale source d'enrichissement du milieu intergalactique en Fe

Rapports isotopiques solaires : $^{54}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$, $^{58}\text{Ni}/^{56}\text{Fe}$

↓

En faveur de la déflagration

car l'onde de choc y dilate le milieu à l'avance \Rightarrow moins de capture d'ε par les noyaux lors du passage du front de combustion

146

Les phases ultimes : Supernovae Ia

Supernova de type Ia

1) Toute l'énergie produite par la déflagration (ou détonation) est absorbée par le travail de dilatation
Produit : ^{56}Ni essentiellement

2) La luminosité vient de :

a) Désintégration β : $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$

b) $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$

Etape 1) $\kappa \rho \searrow \Rightarrow$ transparence $\nearrow \Rightarrow$ croissance de L

Etape 2) $\epsilon_{\text{Ni}} \propto (\text{Ni}) \propto \exp(-t/\tau_{\text{Ni}}) \Rightarrow$ décroissance exponentielle ($\tau_{\text{Ni}} = 6.1$ jours)

Etape 3) Désintégration β de Co : $\epsilon_{\text{Co}} \propto \exp(-t/\tau_{\text{Co}})$ ($\tau_{\text{Co}} = 77$ jours)

Structure en pelures d'oignon

Les phases ultimes : Supernovae II

Cœur d'une étoile massive

Structure en pelure d'oignon

Structure en pelures d'oignon

burning:	Si	O	Ne	C	He			
lg T	9.9	9.7	9.5	9.3	9.0	8.7	8.0	7.0
lg p	9.3	6.8	6.1	5.8	4.7	3.6		0.0

147

148