

La formation des étoiles massives

Simulations par éléments finis

Tranches de vie... des étoiles

- Le berceau
- La pouponnière
- Les amas jeunes
- Les amas adultes



Looking Through the Dark Cloud B68 (NTT + SOFI)

ESO PR Photo 29a/99 (2 July 1999)

© European Southern Observatory





Maintien du nuage

- Gravité
- Pression thermique
- Pression magnétique
- Refroidissement
- Chauffage
 - ▶ dissipation de la turbulence
 - ▶ rayonnement des étoiles voisines
 - ▶ rayons cosmiques
- L'effondrement démarre ***brutalement***

Démarrage de l'effondrement

- Fin des conditions de maintien
- Onde de compression externe
 - ▶ collision de nuages
 - ▶ rayonnement des étoiles voisines

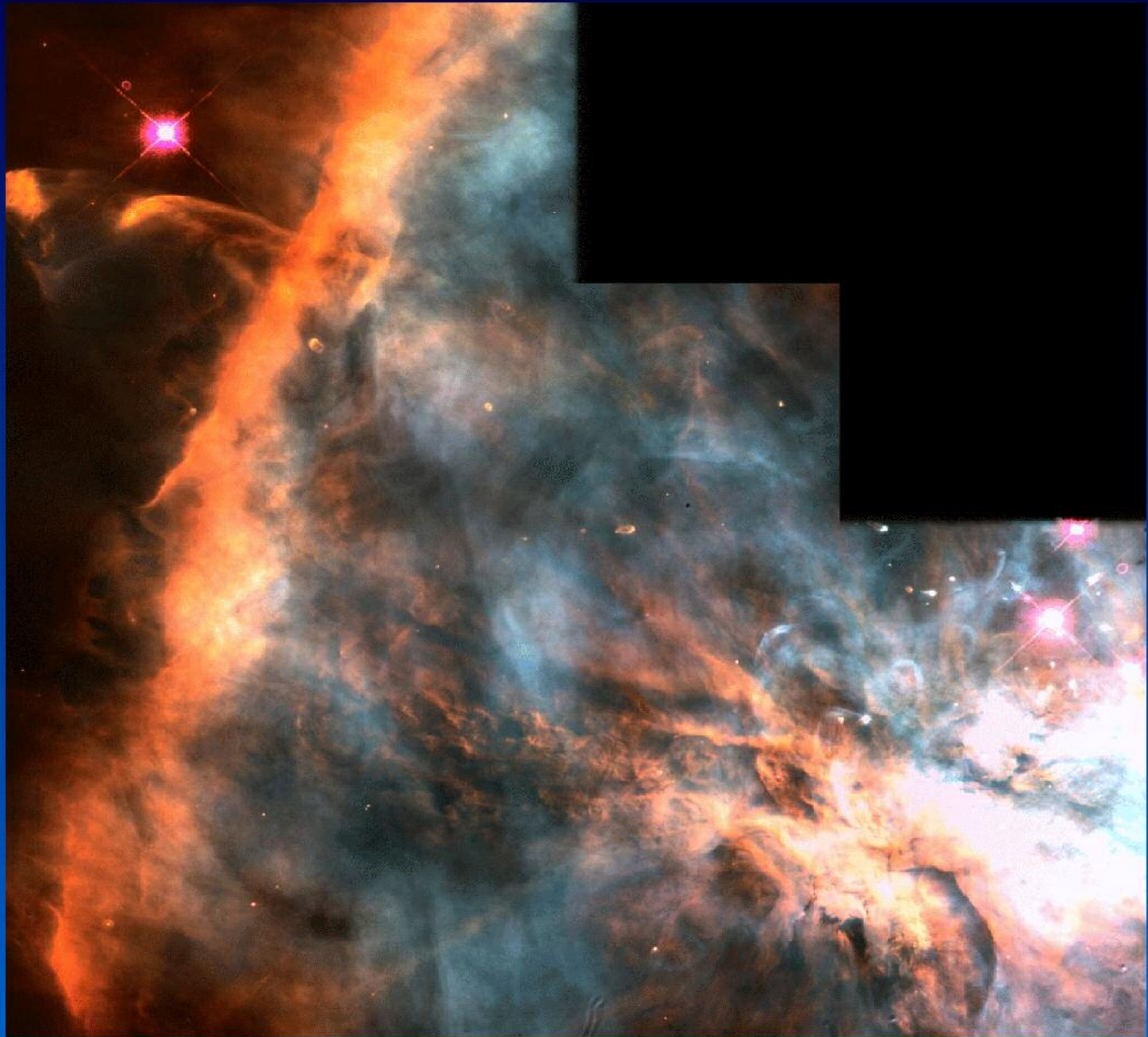
Arrêt de l'accrétion

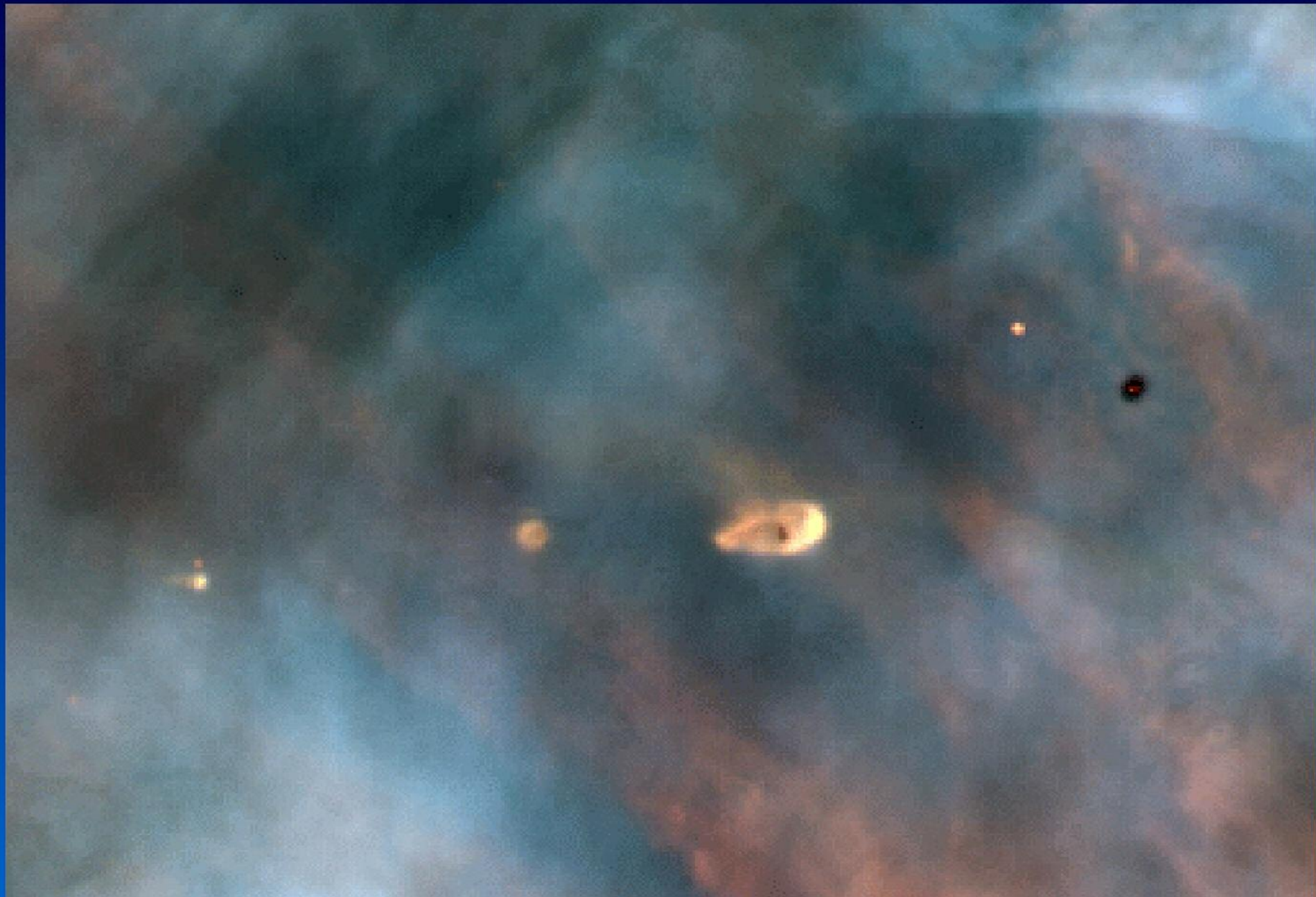
- Epuisement du nuage-parent
- Disparition du nuage (SN, centre de l'amas)
- Sortie du nuage
- Disparition du disque d'accrétion
- Rayonnement propre trop élevé (étoiles massives)

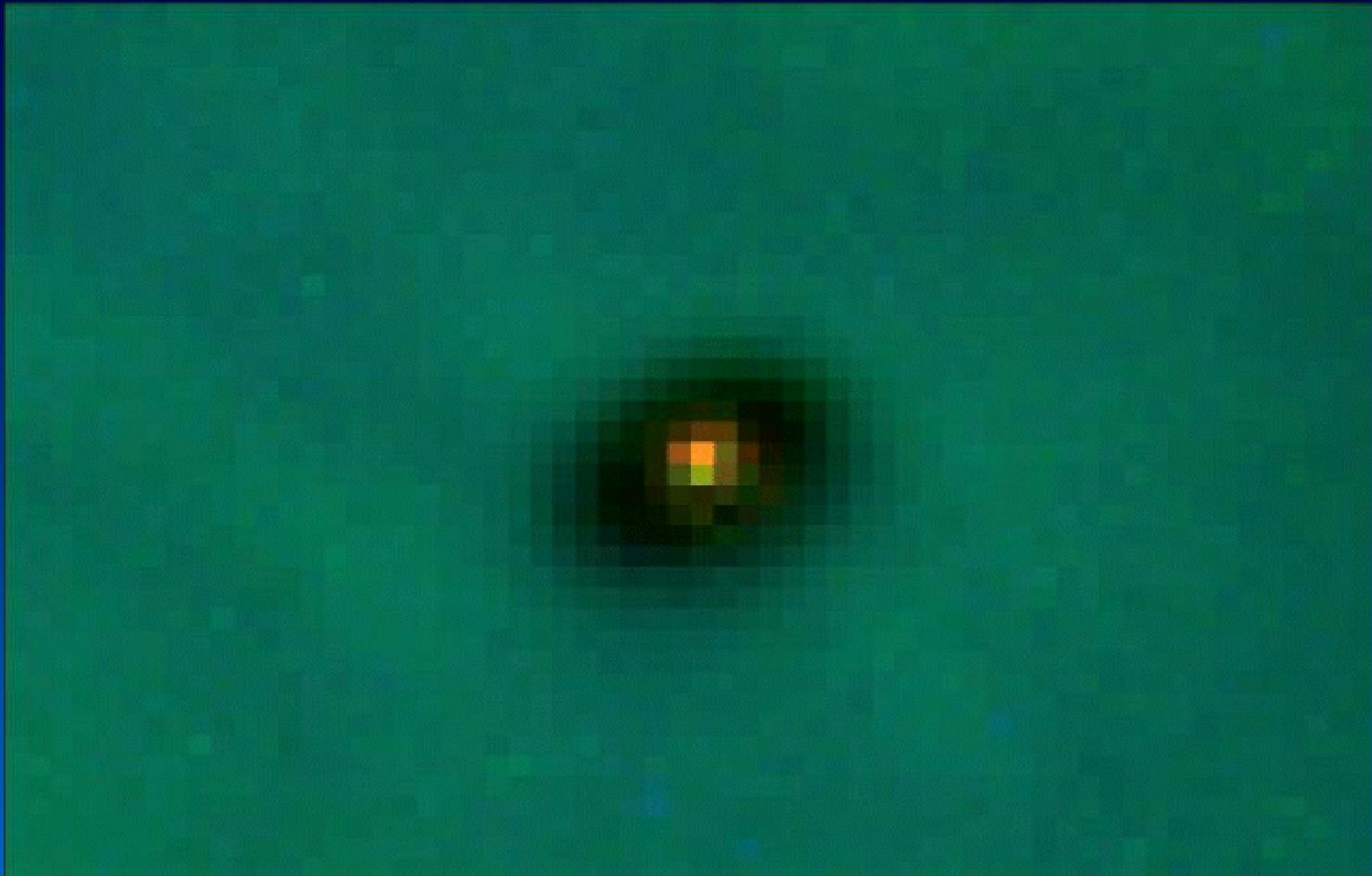
Moment cinétique

- Effondrement d'échelle 10^5 à 10^6
- Moment cinétique \Rightarrow formation de compagnons ou planètes indispensable
- Fragmentation hiérarchique











**Protoplanetary Disks
Orion Nebula**

HST · WFPC2

PRC95-45b · ST ScI OPO · November 20, 1995

M. J. McCaughrean (MPIA), C. R. O'Dell (Rice University), NASA

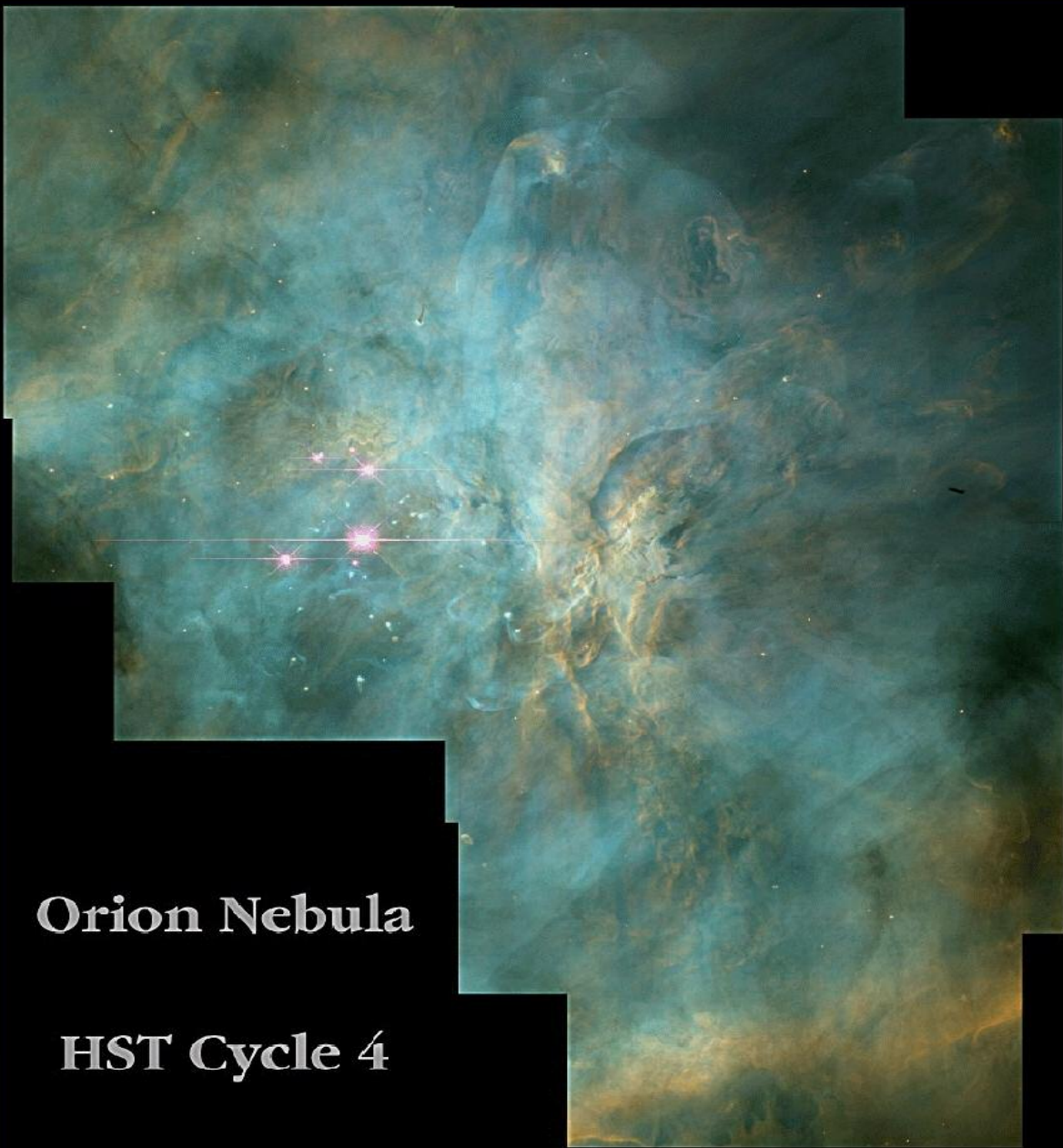


**Edge-On Protoplanetary Disk
Orion Nebula**

HST • WFPC2

PRC95-45c • ST ScI OPO • November 20, 1995

M. J. McCaughrean (MPIA), C. R. O'Dell (Rice University), NASA

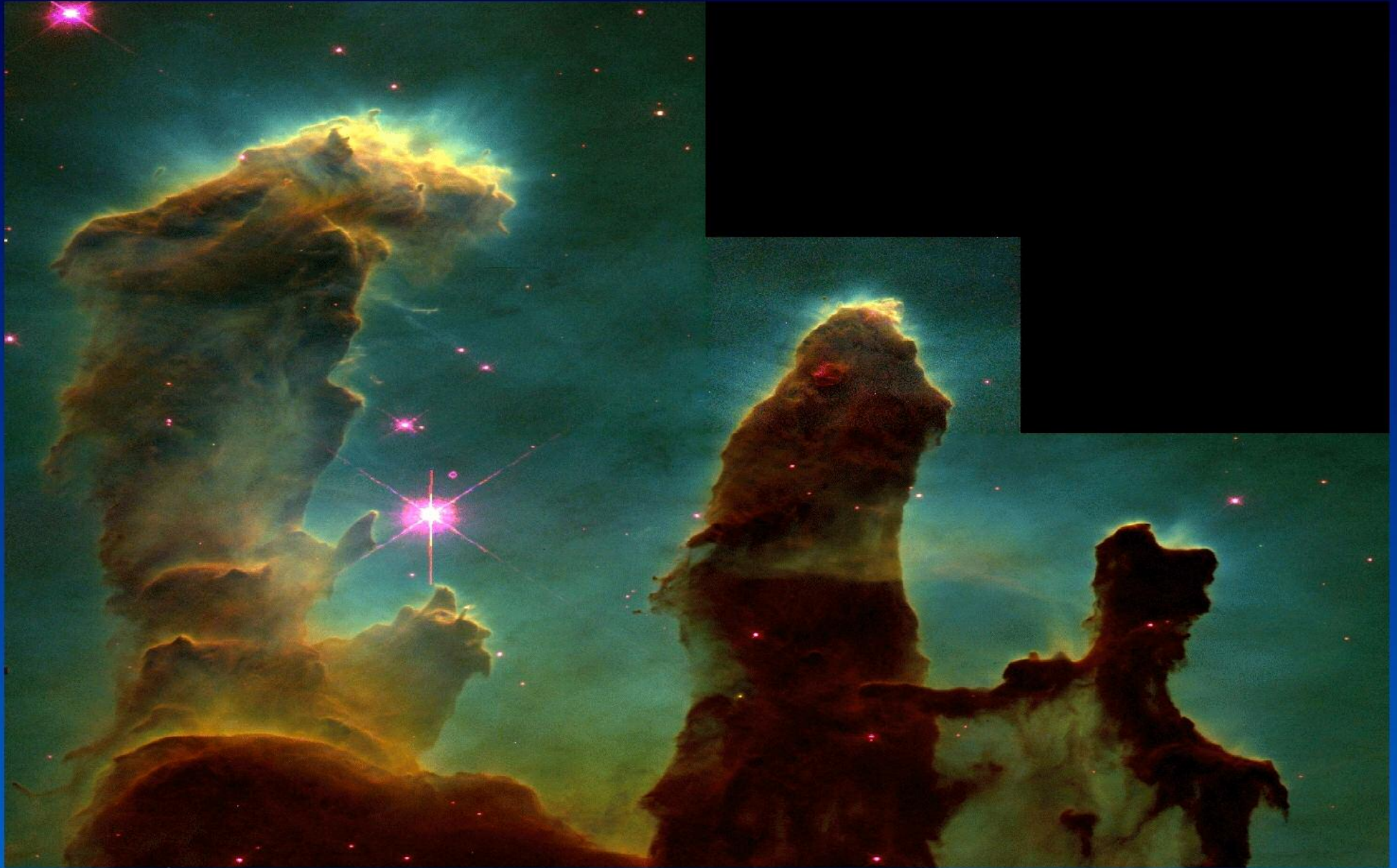


Orion Nebula

HST Cycle 4







Vitesse de formation

Approche observationnelle

- Observé pour les objets de faible masse:
 $10^{-5} M_{\odot}/a$
- Etoiles massives de $100 M_{\odot}$
 - ▶ Formation en 10^7 a ?
 - ▶ Durée de vie: 10^5 a
- L'accrétion doit être croissante avec la masse accrétée !

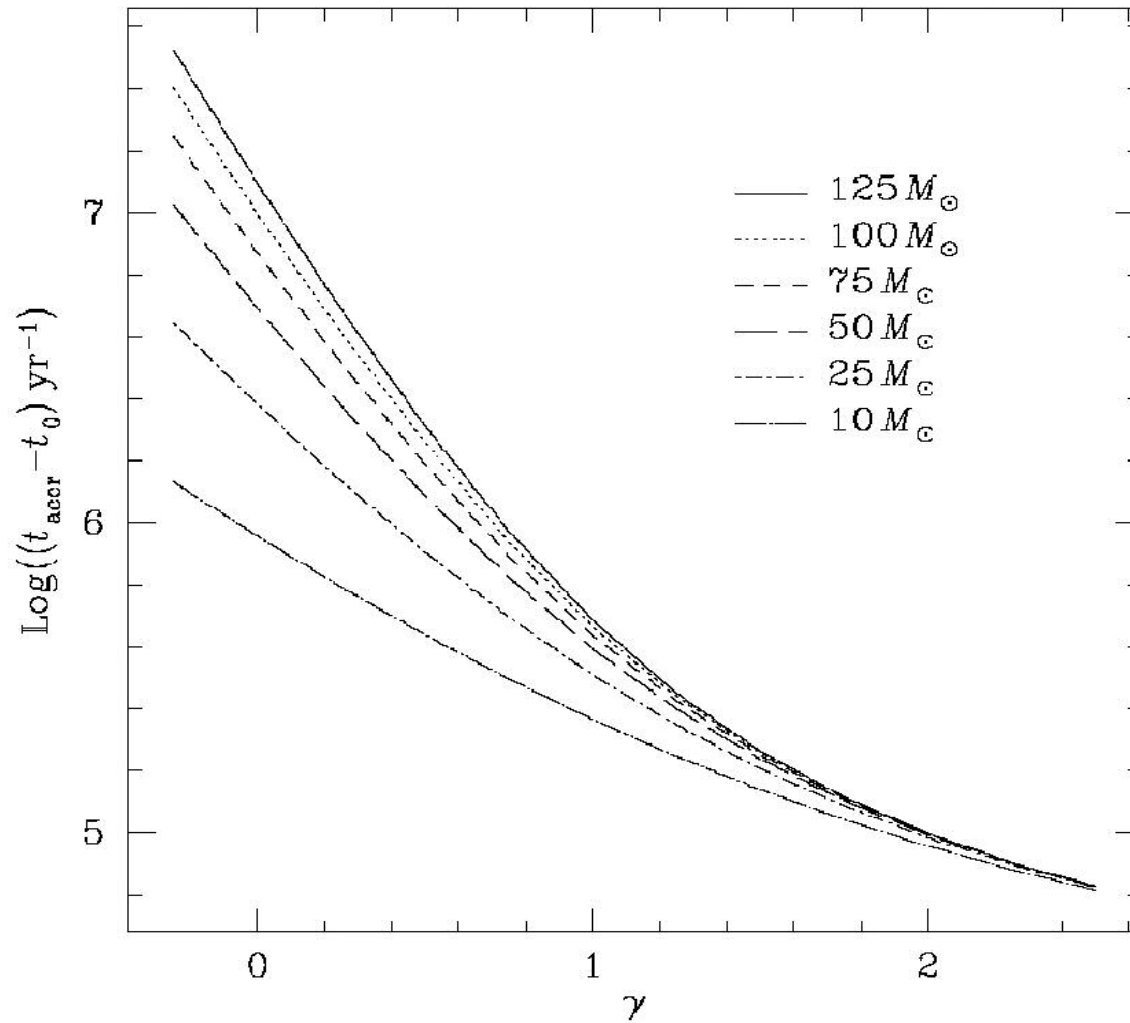
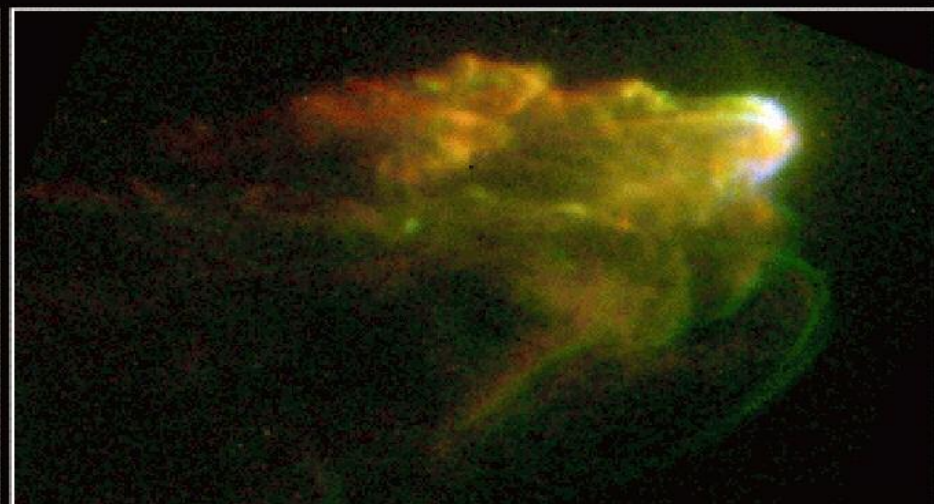
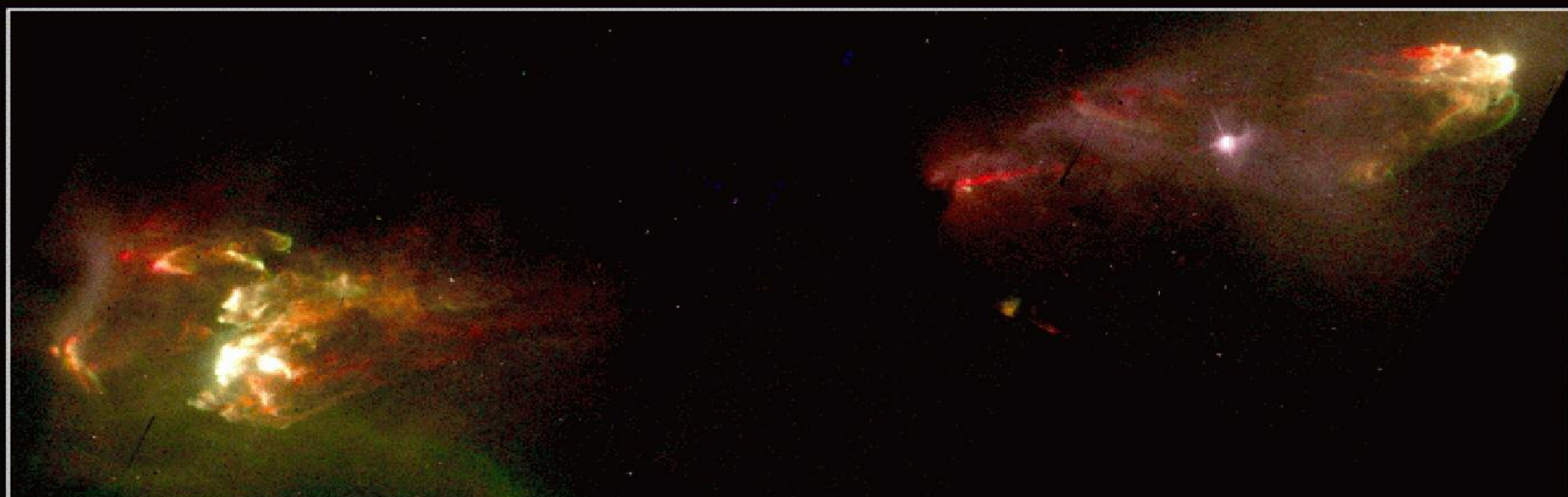


FIG. 6.4 – Durée nécessaire pour atteindre différentes masses stellaires à partir d'une étoile de $1 M_{\odot}$ en t_0 , selon la loi d'accrétion $\dot{m} = \beta m^{\gamma}$ avec $\beta = 10^{-5}$. Unités utilisées : M_{\odot} et a.



Jets from Young Stars • HH1/HH2

HST • WFPC2

PRC95-24c • ST ScI OPO • June 6, 1995 • J. Hester (AZ State U.), NASA

February 1994

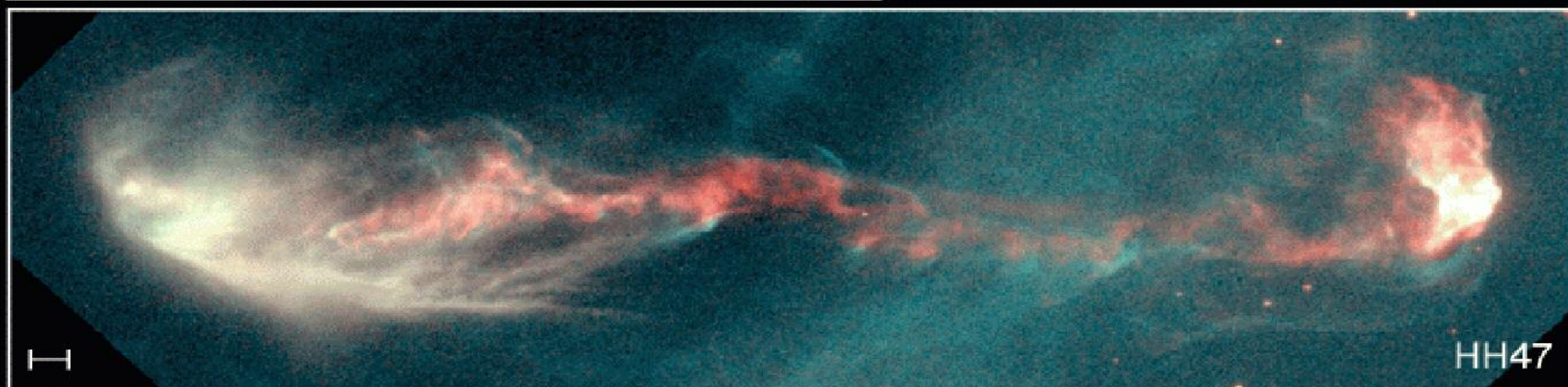
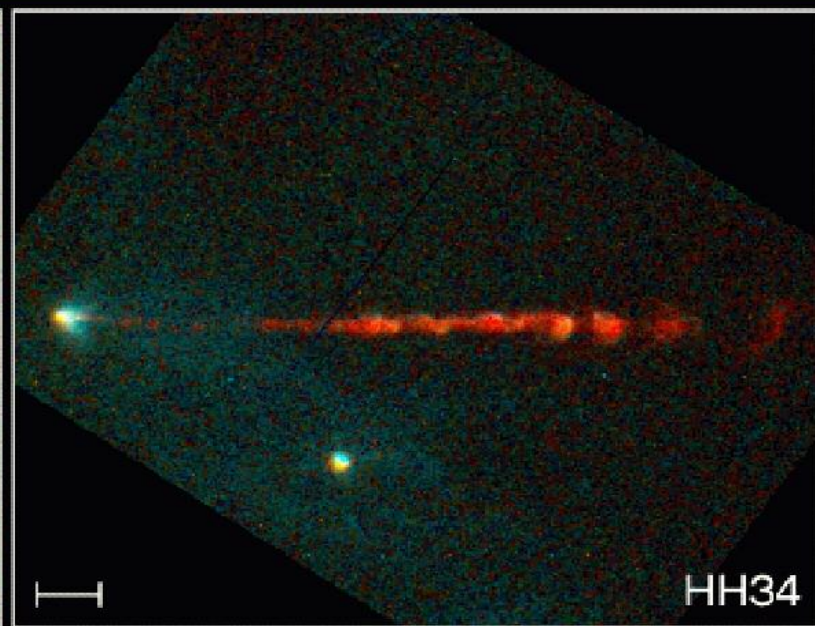
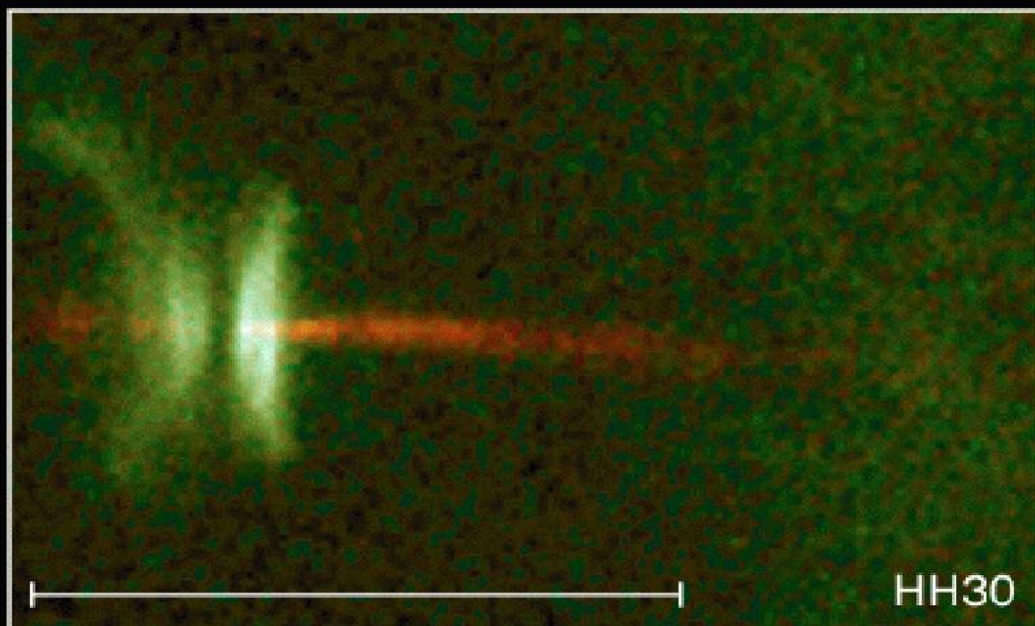
January 1995

Relative Size of
Solar System

Stellar Disk and Jet Motion · HH30

HST · WFPC2

PRC95-24b · ST ScI OPO · June 6, 1995 · C. Burrows (ST ScI), NASA



Jets from Young Stars

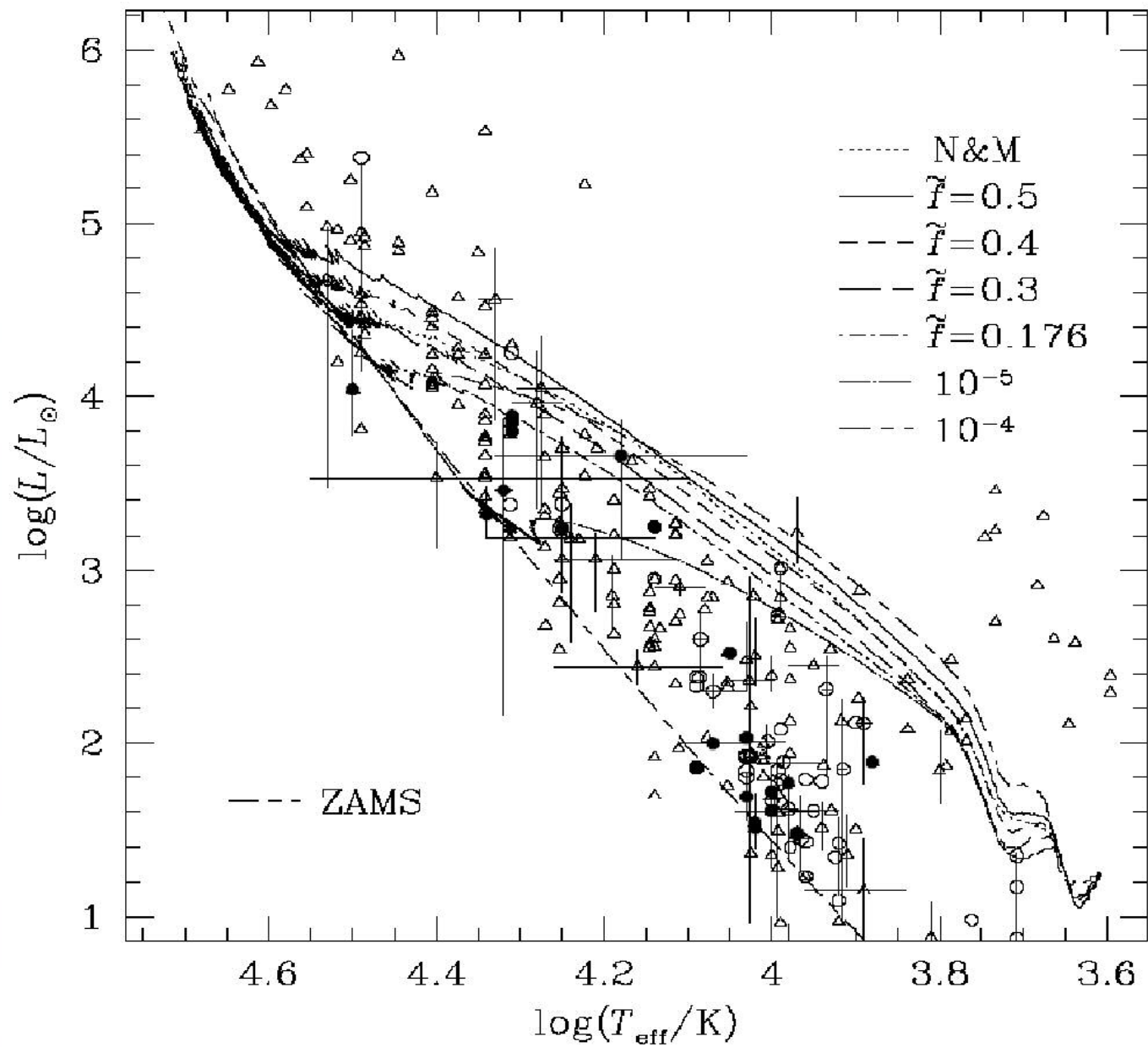
PRC95-24a · ST ScI OPO · June 6, 1995

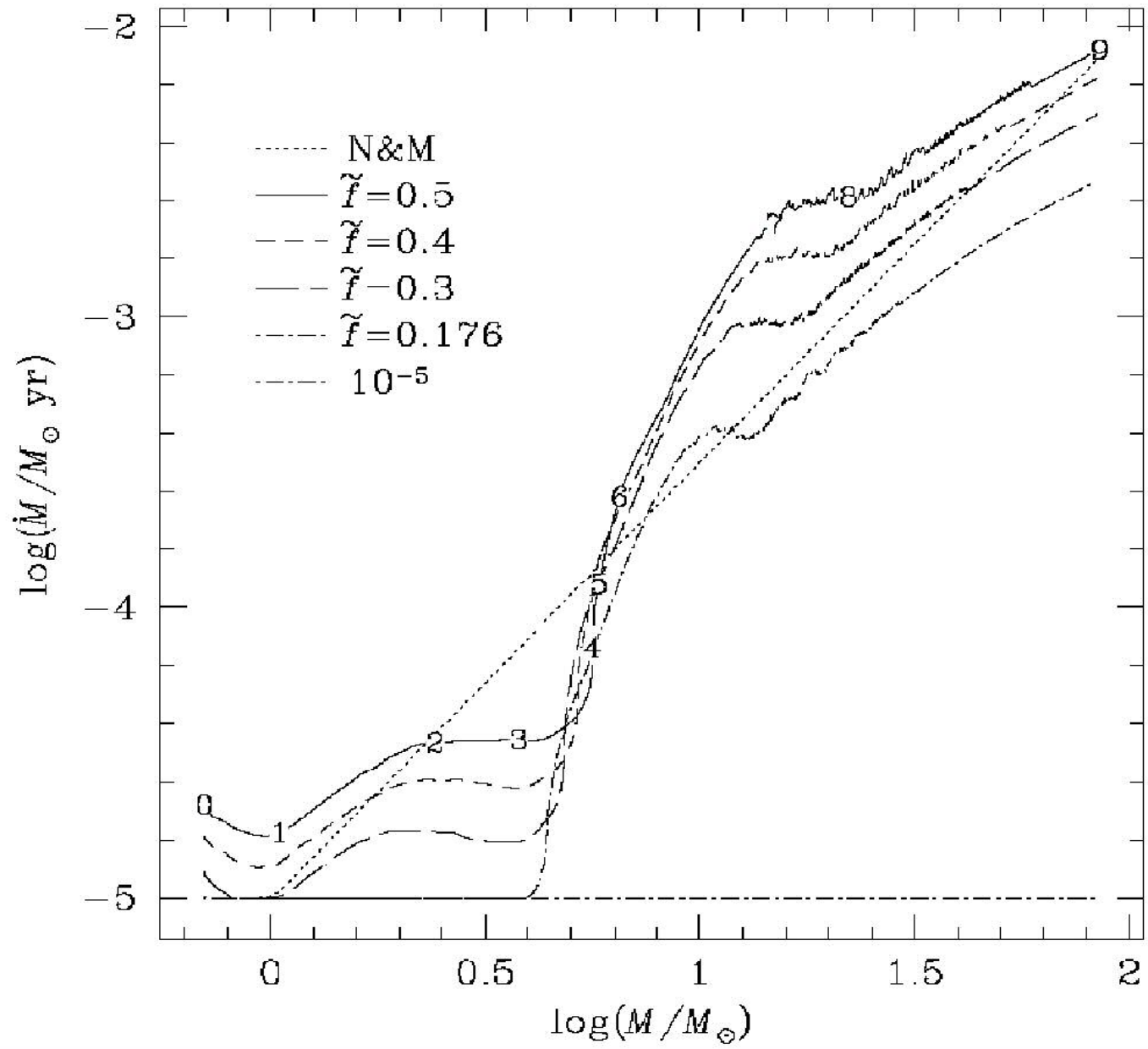
C. Burrows (ST ScI), J. Hester (AZ State U.), J. Morse (ST ScI), NASA

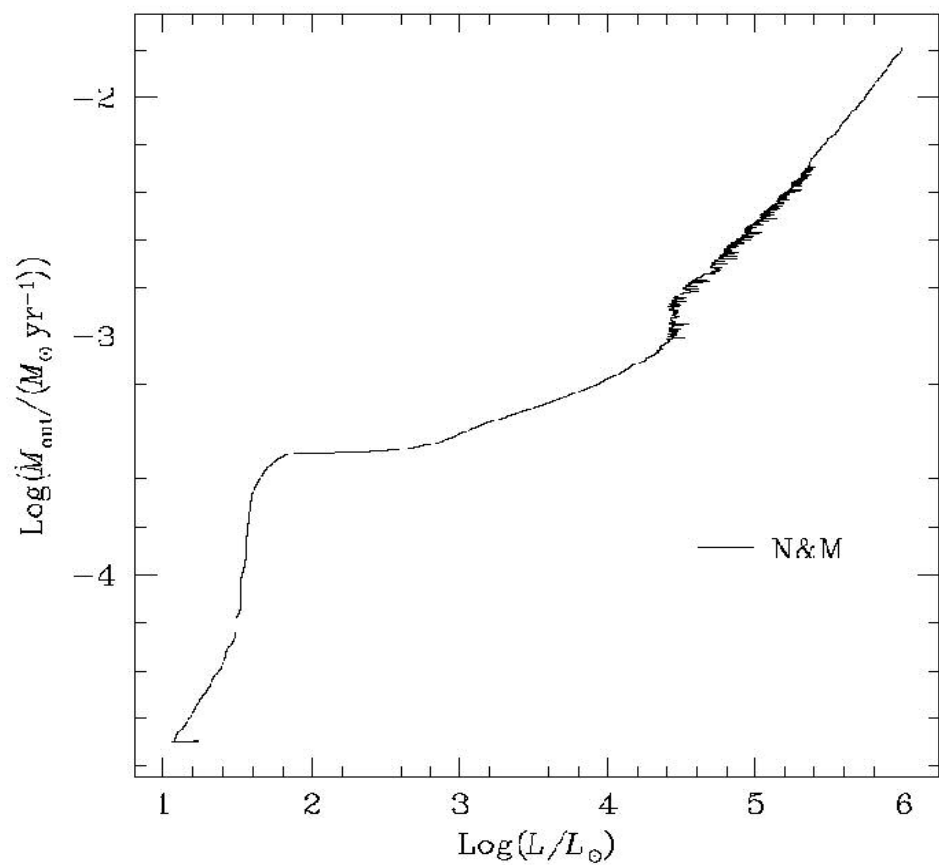
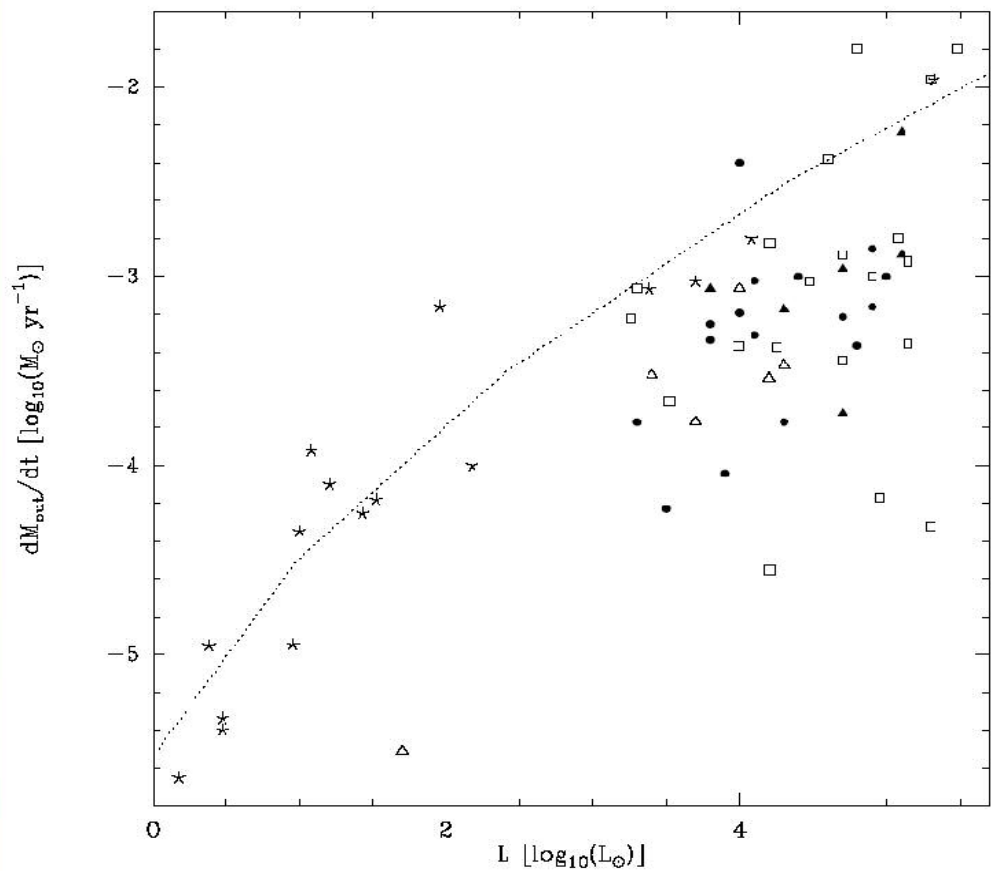
HST · WFPC2

Observations

- Ejections des coeurs pré-stellaires denses: liés à la luminosité des astres centraux
- Modélisation des taux: $\text{accrétion} = f(\text{éjection})$
 - ▶ $\text{accrétion} = f \text{ éjection}$
- Si présence d'un disque, mais pas d'éjection: étoile déjà formée, à presque sa masse finale







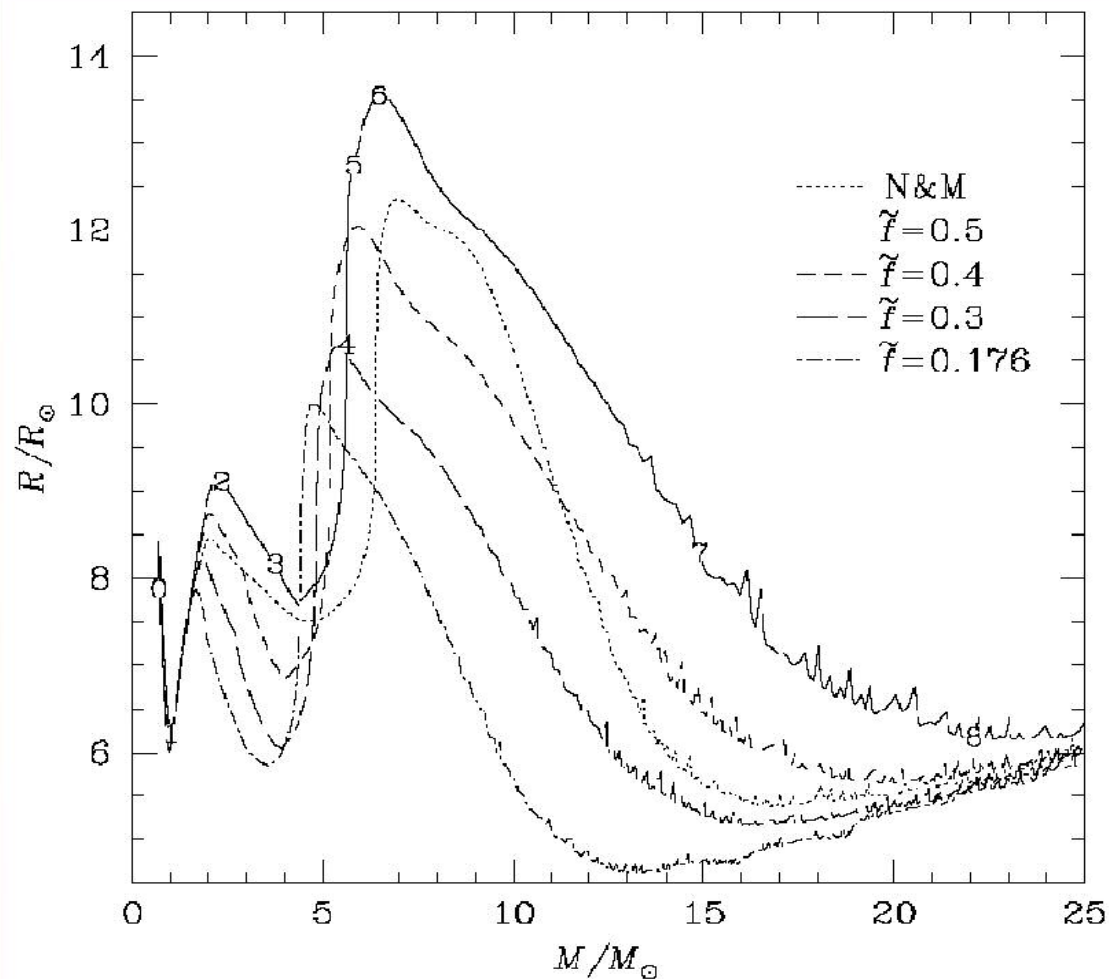
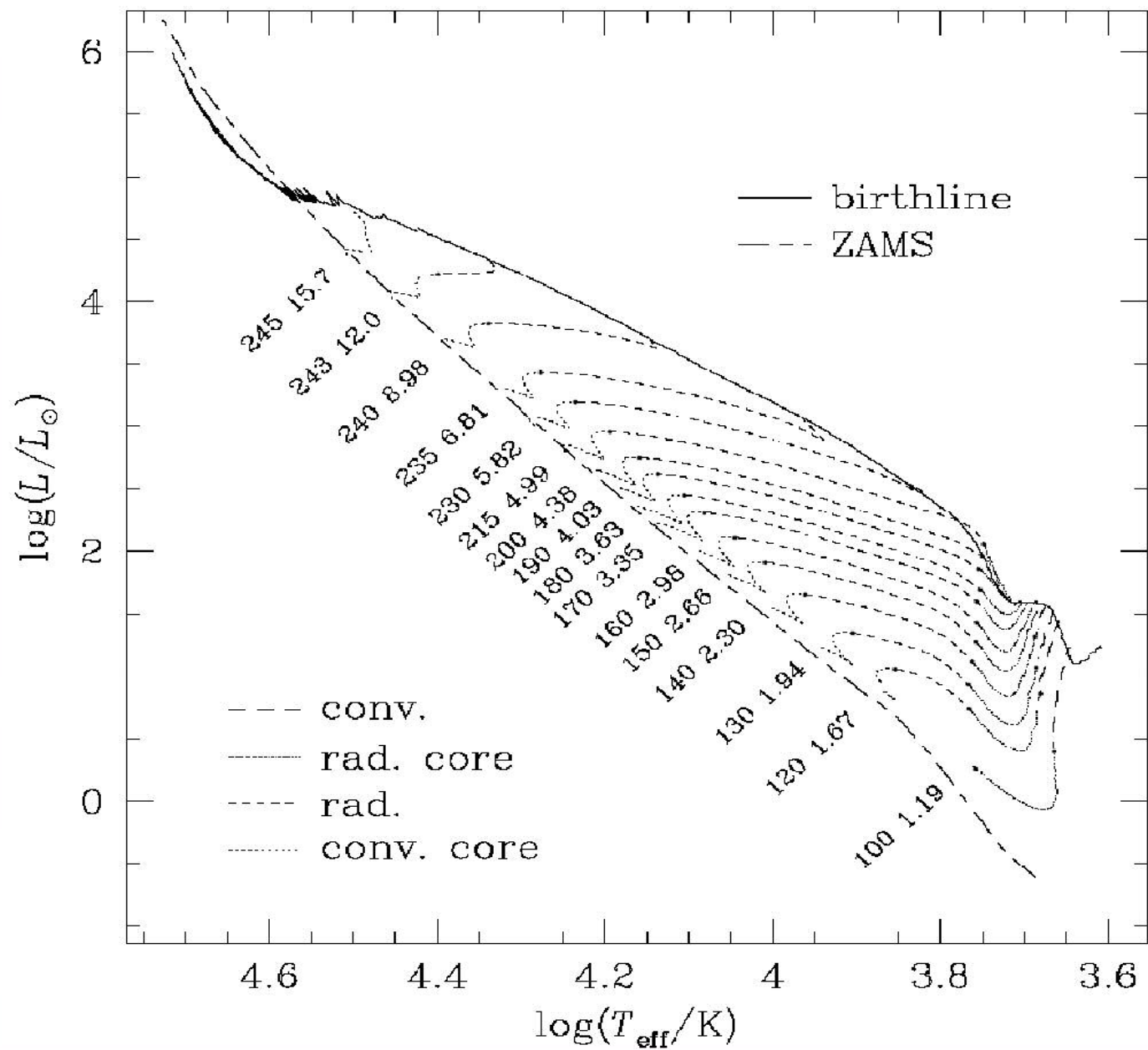


Figure 2. Mass vs. radius relation for stars on the birthline. The curves labeled $\tilde{f} = 0.5, 0.4, 0.3, 0.176$ correspond to accretion rate which are equal to \tilde{f} time the outflow rates given by Churchwell (1998) and Henning et al. (2000), see equation (6). The track N&M is from Norberg & Maeder (2000). Points 1: central ignition of deuterium, 3: start of shell D-burning, 5: end of central contraction; 6: central D-exhaustion, 7: H-ignition, 8: ZAMS



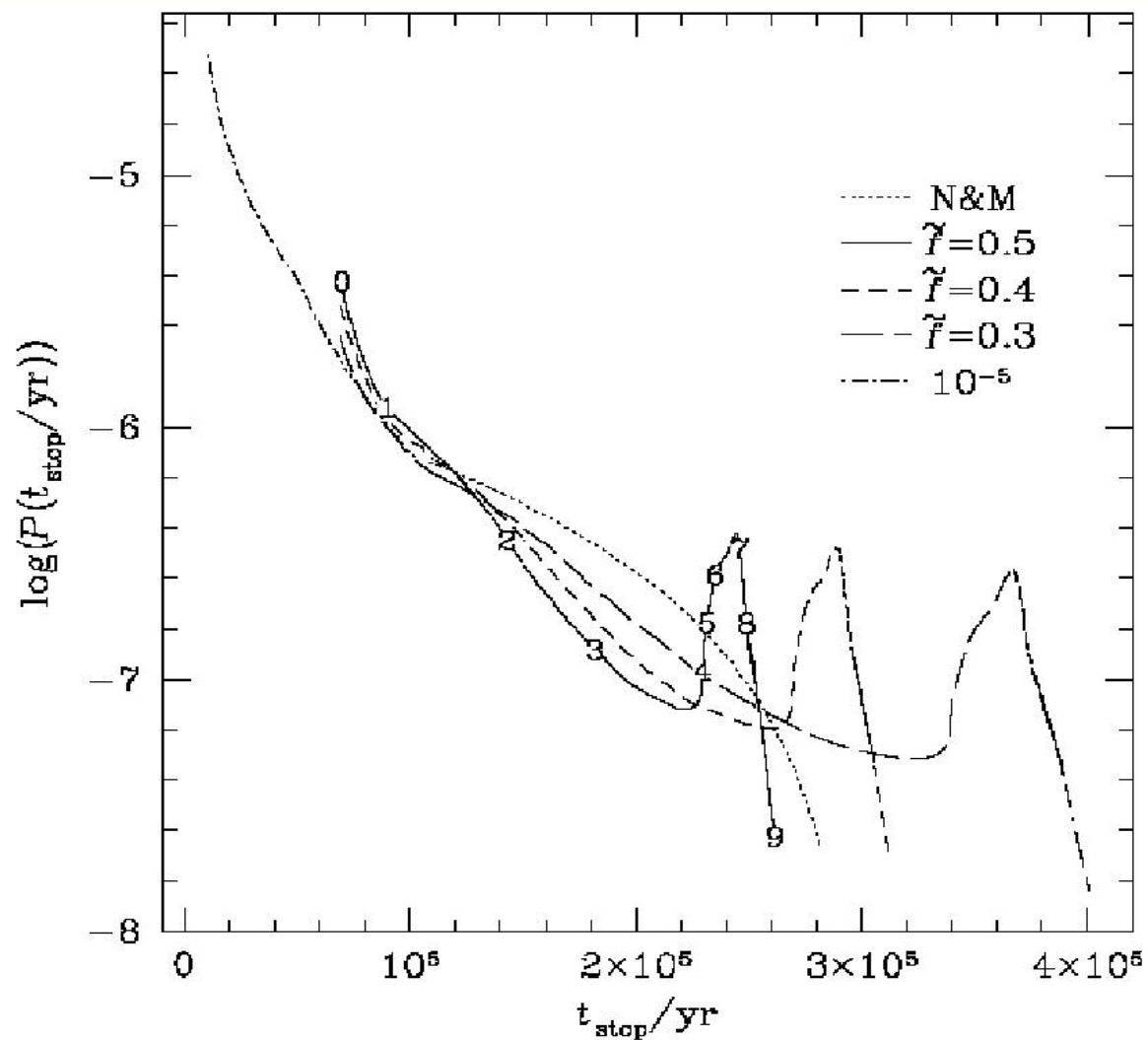


Fig. 9. Density of probability of t_{stop} for mass accretion rates with three values of \tilde{f} , and the N&M one. For $t_{\text{stop}} < 7 \cdot 10^4$ yr ($M < 0.7 M_{\odot}$), an accretion rate of $10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ is assumed.

Vitesse de formation

Approche analytique - ponctuelle

$$\rho(x, t) = \rho_0(t) + \rho_2(t) x^2$$

$$\Phi(x, t) = \Phi_0(t) + \Phi_2(t) x^2 + \Phi_4(t) x^4$$

$$v(x, t) = v_1(t) x + v_3(t) x^3$$

$$\rho(t) = \frac{\rho_{\text{init}}}{1 - \frac{\rho_{\text{init}}}{2k} t^2}$$

$k = 3$ pour la sphère et $k = 1$ pour le disque

$$\tau = \left(\frac{2k}{\rho_{\text{init}}} \right)^{1/2}$$

$$\dot{\rho} \sim \rho^2$$

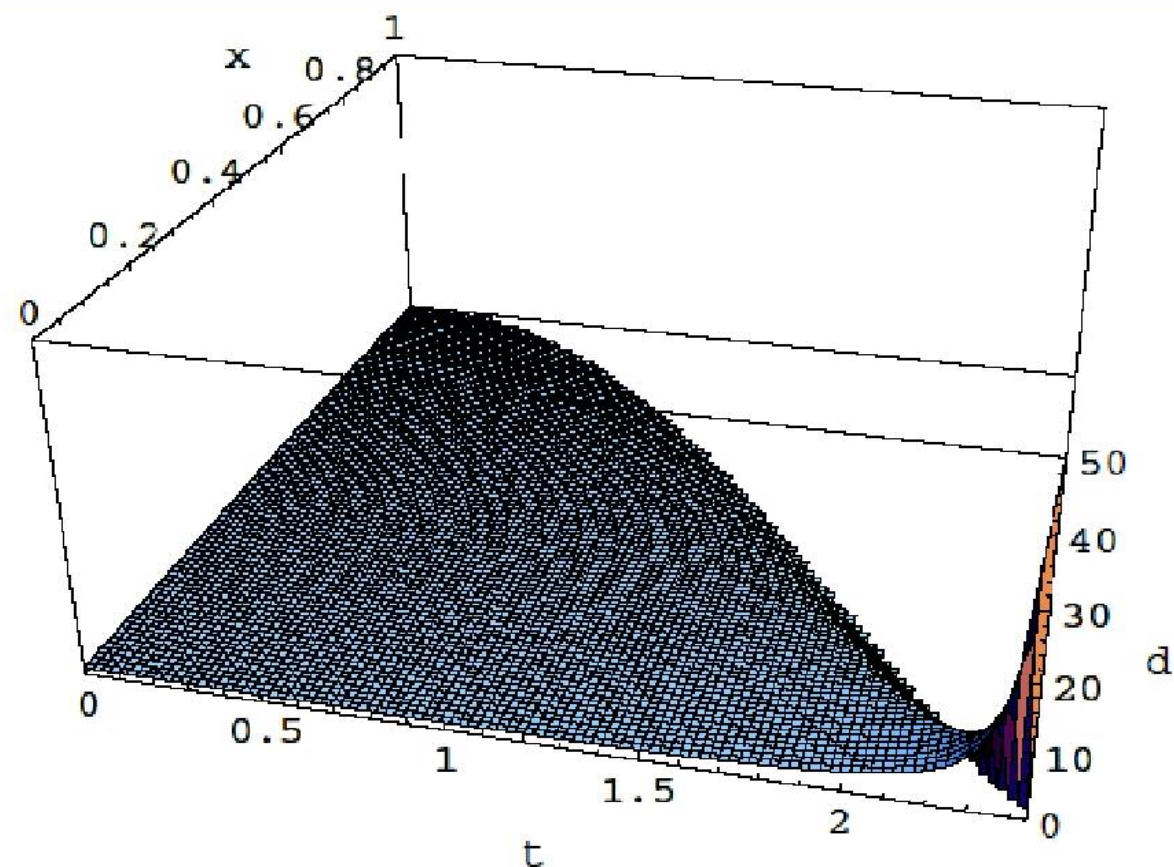


FIG. 5.10 – Modèle d'effondrement d'une sphère initialement au repos et de densité $\rho(x, 0) = 1 - x^6$. Ce graphe montre l'évolution de la densité en fonction du temps t et du rayon x . L'époque de la singularité est $\tau \approx 2,44$. Cette figure a été obtenue par la résolution des équations différentielles ordinaires des coefficients de la série de la densité jusqu'au sixième ordre en ρ et au septième en v , selon la méthode développée dans ce chapitre.

Vitesse de formation

Approche analytique - globale

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = G m(r_0) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)$$

$$2 r_0^{3/2} \int_0^{\arccos \sqrt{\frac{r(t)}{r_0}}} \cos^2 u \, du = 2 r_0^{3/2} \left(\frac{u}{2} + \frac{\sin(2u)}{4} \right) \Big|_{u=0}^{\arccos \sqrt{\frac{r(t)}{r_0}}}$$

$$t(r_0; r_1) = \sqrt{\frac{3}{8 \pi G \bar{\rho}(r_0)}} \left(\arccos \sqrt{\frac{r_1}{r_0}} + \sqrt{\frac{r_1}{r_0}} \sqrt{1 - \frac{r_1}{r_0}} \right)$$

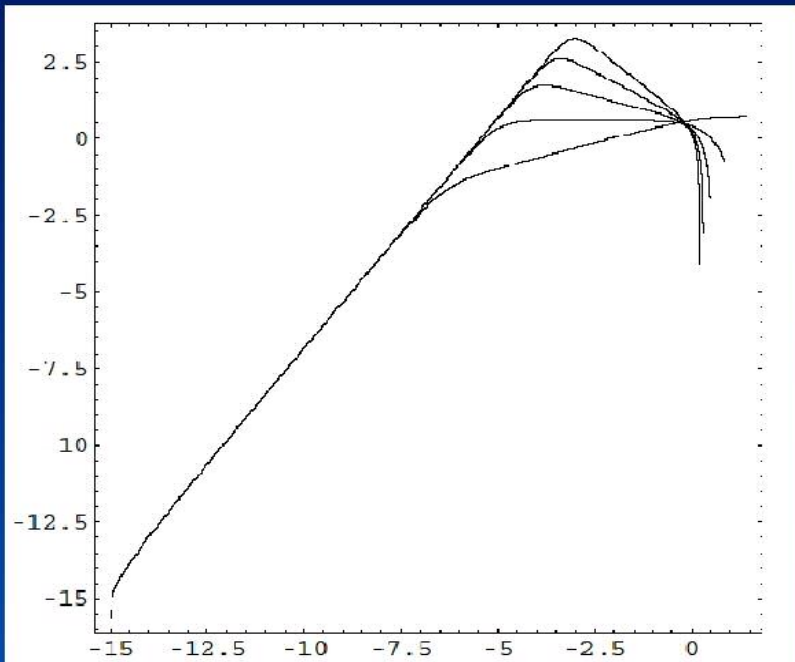
$$t_{\#}(r_0) = \sqrt{\frac{3 \pi}{32 G \bar{\rho}(r_0)}}$$

Epoque : $t(r_0; r_1)$

Masse : $M(t(r_0; r_1); r_1) = m(r_0)$

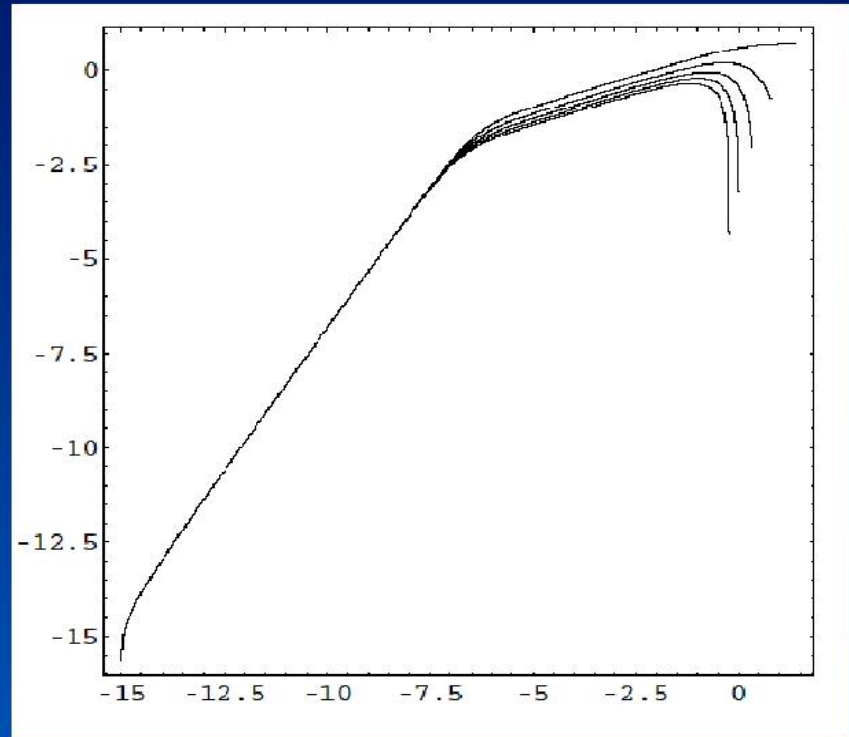
Taux d'accrétion : $\dot{M}(t(r_0; r_1); r_1) = \frac{\frac{d}{dr_0} m(r_0)}{\frac{d}{dr_0} t(r_0; r_1)}$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{H}\right)^k}$$



12 - Relation $\log \frac{M}{M_H}$ (en abscisse) - $\log \frac{\dot{M}}{M_H/t_{H,0}}$ (en ordonnée). M

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \left(\frac{r}{H}\right)^2\right)^{k/2}}$$



$$\dot{M} \propto M^{1,5}$$

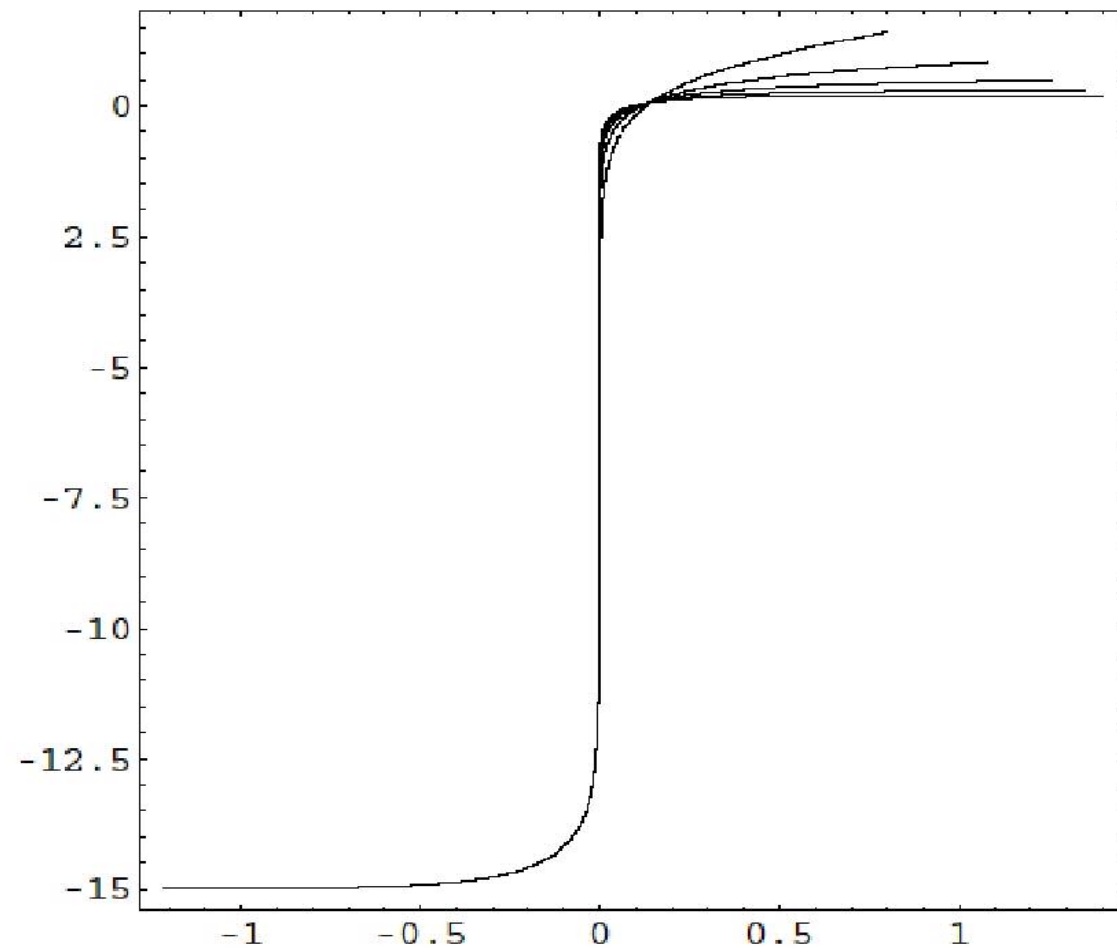


FIG. 5.14 – Evolution de la masse à l'intérieur de la sphère de rayon $r_1 = 10^{-5} H$. En abscisse : $\log \frac{t}{t_{ff,0}}$. En ordonnée : $\log \frac{M}{M_H}$. Mêmes lois de densité que pour la figure 5.12 : $\rho(r) = \rho_0 / (1 + (r/H)^k)$ avec $k \in \{2, 3, 4, 5, 6\}$. La courbe de $k = 2$ finit avec la masse la plus élevée, l'autre extrême est pour $k = 6$.

Application à un nuage réel



Looking Through the Dark Cloud B68 (NTT + SOFI)

ESO PR Photo 29a/99 (2 July 1999)

© European Southern Observatory



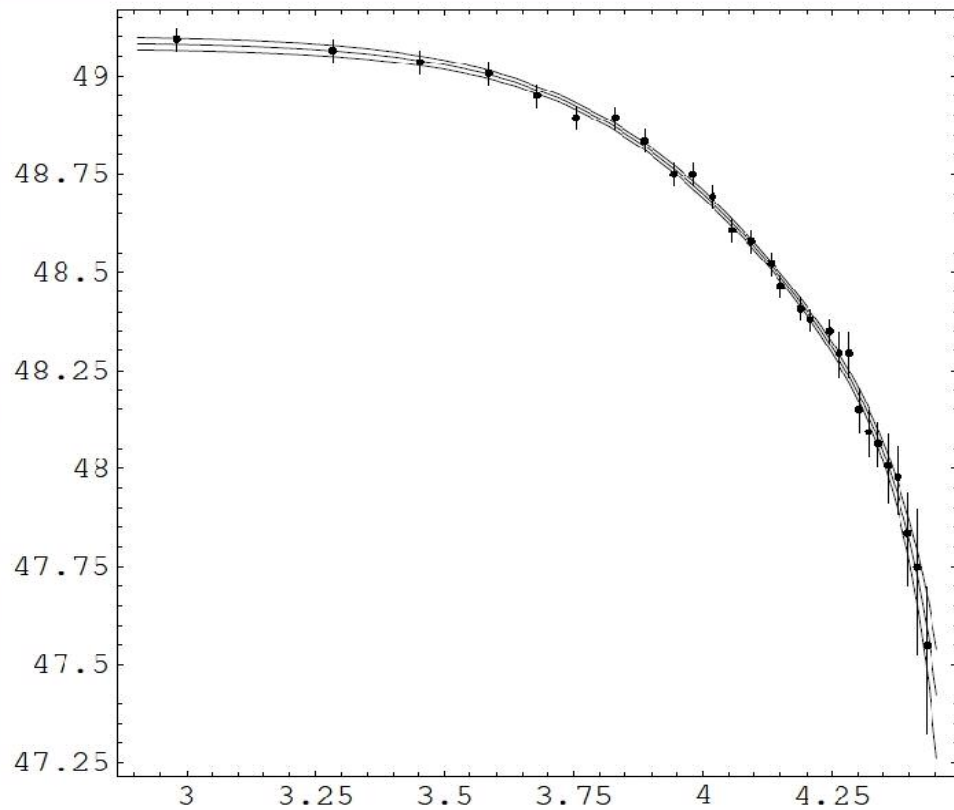


Figure 1: Diagram of $\log r$ – $\log N_{\text{H}_2}$ for the L1689B pre-stellar cloud. Observations are taken from Bacmann et al. ([2000]) and Andr c ([2002]). The central line is the column density computed from the adjustment of the density profile in Fig. 2; the two other ones represent the uncertainty. Abscissa: $\log \frac{r}{\text{AU}}$. Ordinate: $\log \frac{N_{\text{H}_2}}{\text{AU}^2}$. The assumed distance is 160 pc.

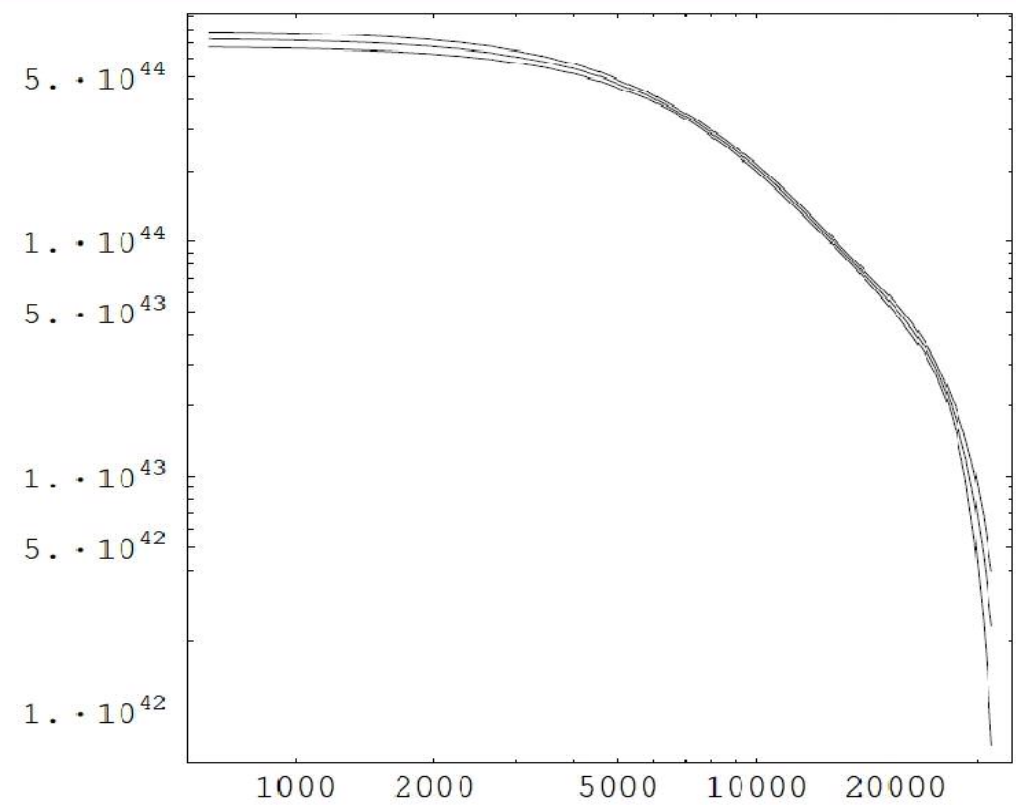


Figure 2: The density profile for the L1689B pre-stellar cloud and its uncertainty, as computed by the method of this paper. The density is near to be constant for $r \lesssim r_c = 6.5 \text{ kAU}$; this is the size of the core of the cloud. For $6.5 \text{ kAU} \lesssim r \lesssim 25 \text{ kAU}$, the density decreases as $r^{-2.5}$ to $r^{-3.0}$. At the limit of the cloud, the density drops abruptly. Abscissa: $\frac{r}{\text{AU}}$. Ordinate: $\frac{\rho}{\text{H}_2/\text{AU}^3}$.

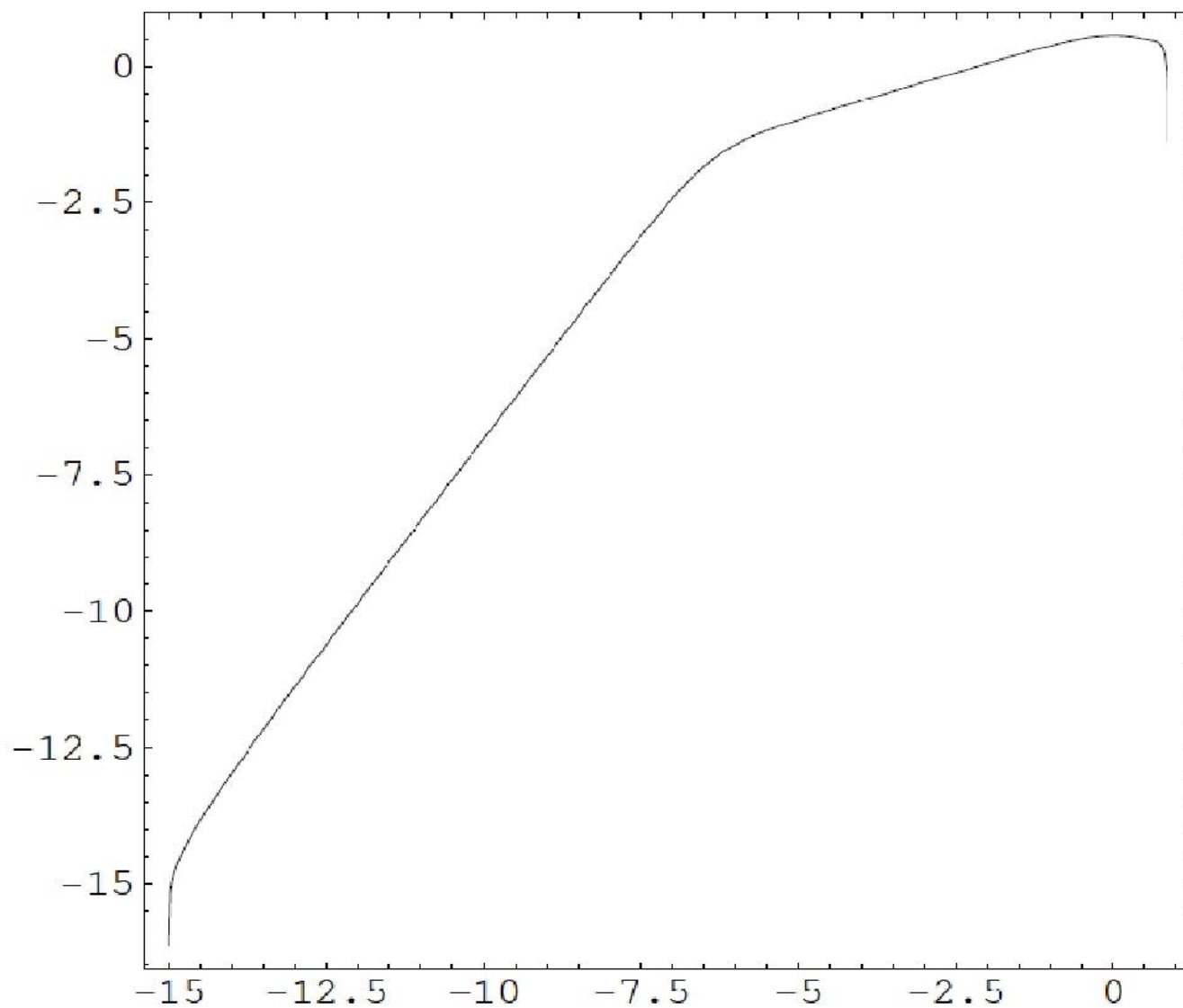


Figure 7: Inflow rate vs. mass relation, for a sphere of radius $10^{-5} r_c$ at the centre of L1689B. Abscissa: mass, $\log \frac{M}{m_c}$. Ordinate: inflow rate, $\log \frac{\dot{M}}{m_c / \tau_{ff}}$.

Vitesse de formation

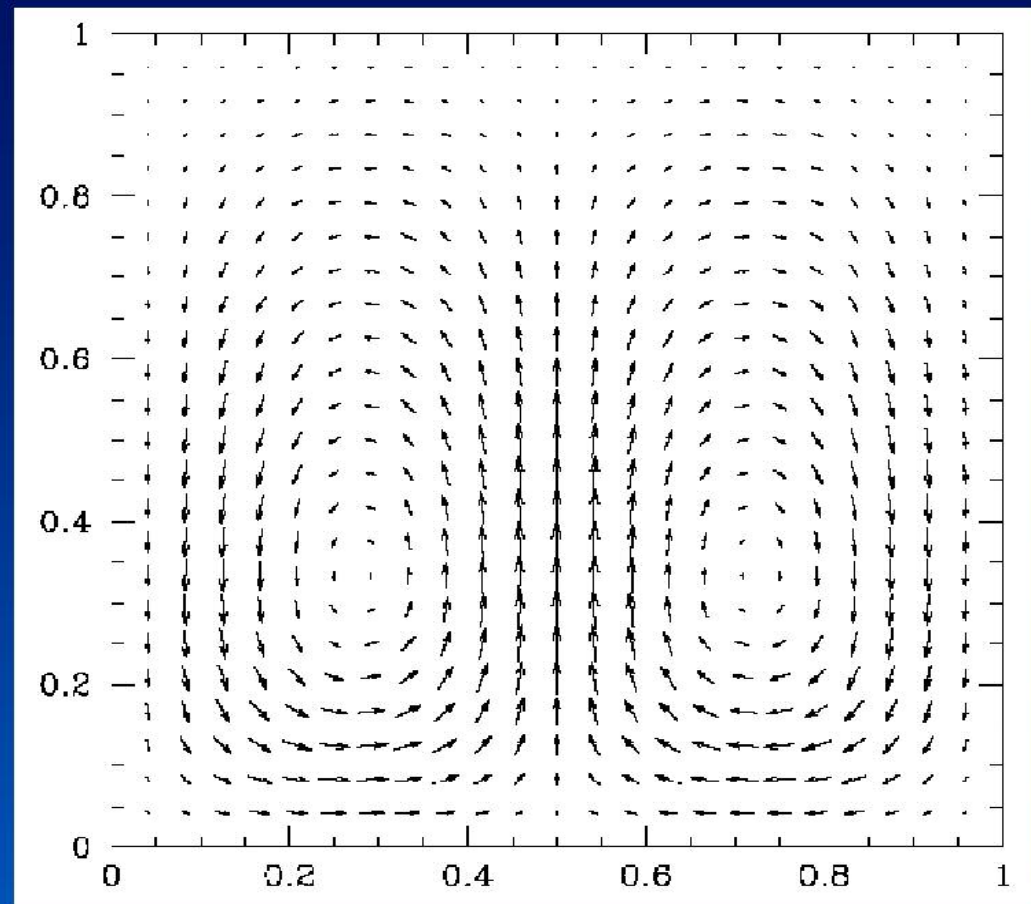
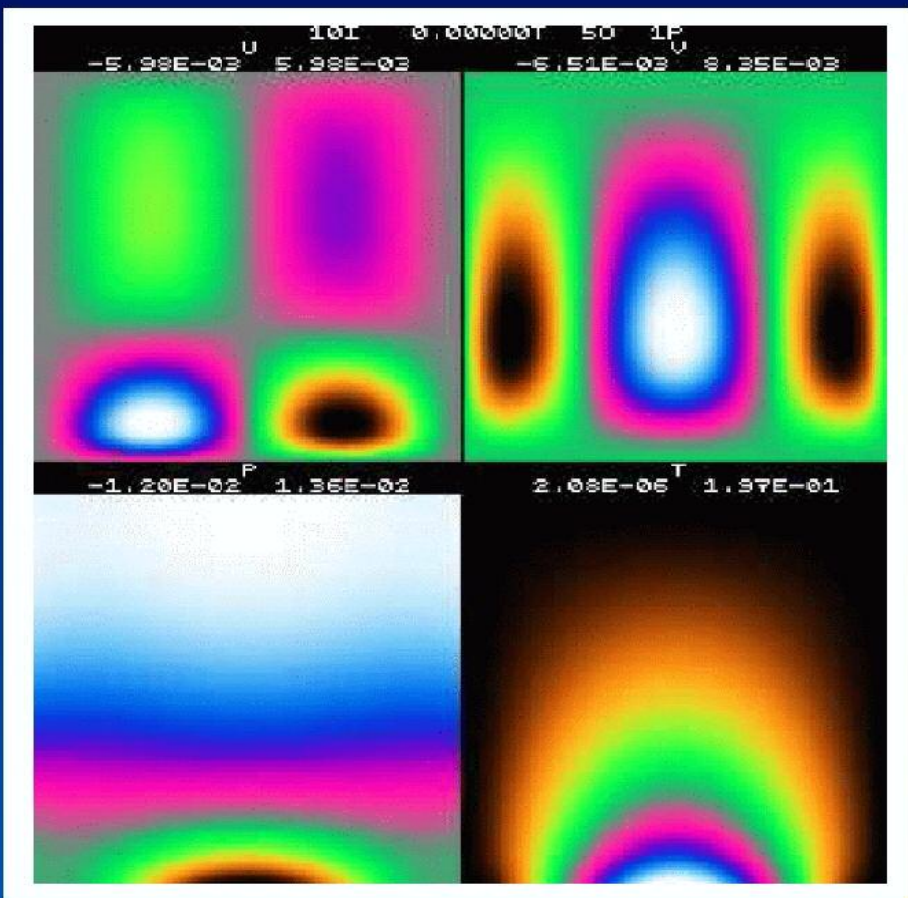
Approche numérique - éléments finis

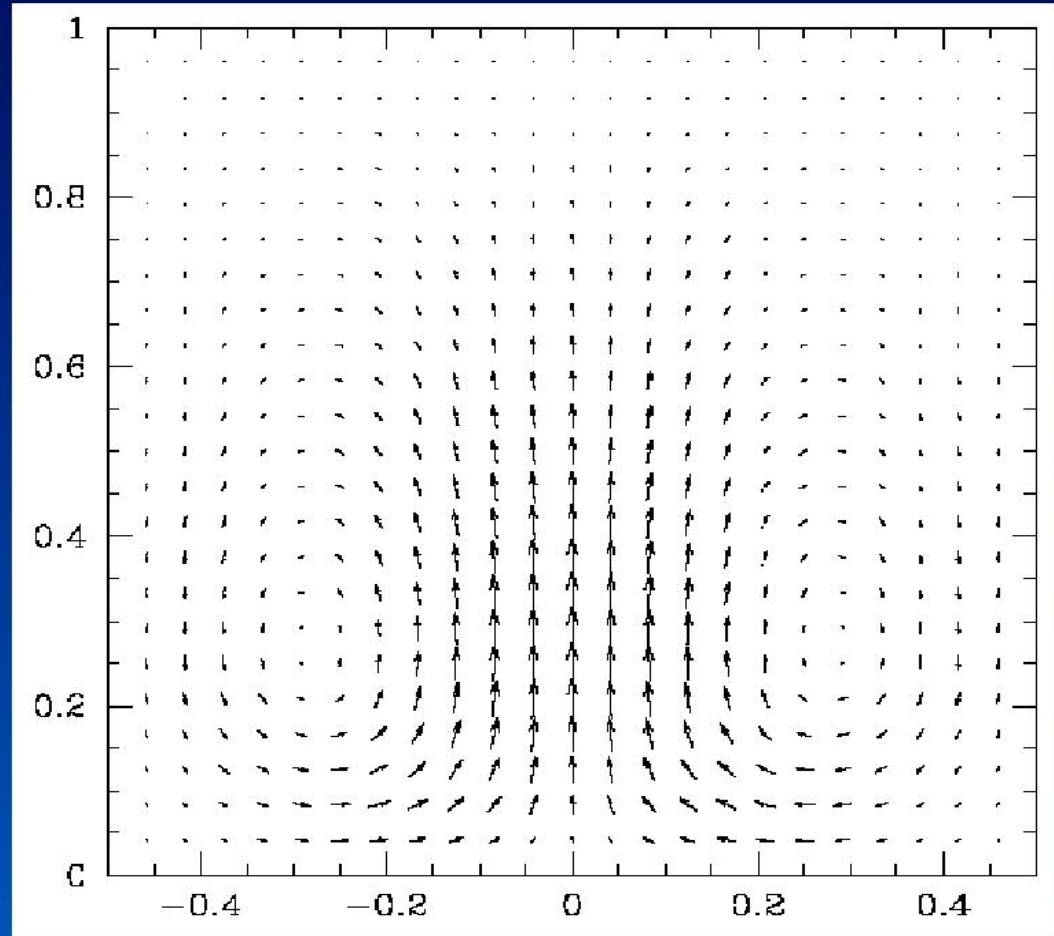
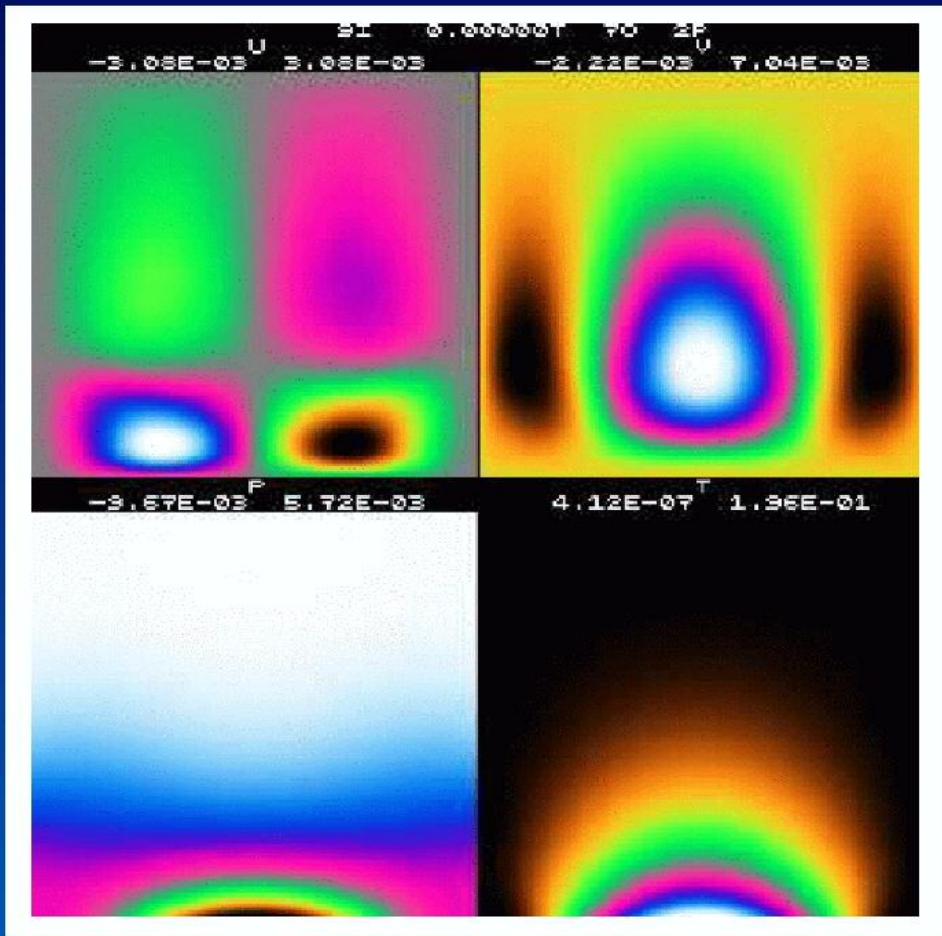
$$u^h(x, y) = \sum_{i=1}^n p_i \psi_i(x, y) K_u^i$$

$$v^h(x, y) = \sum_{i=1}^n p_i \psi_i(x, y) K_v^i$$

$$P^h(x, y) = \sum_{i=1}^n p_i \psi_i(x, y) K_P^i$$

$$T^h(x, y) = \sum_{i=1}^n p_i \psi_i(x, y) K_T^i$$





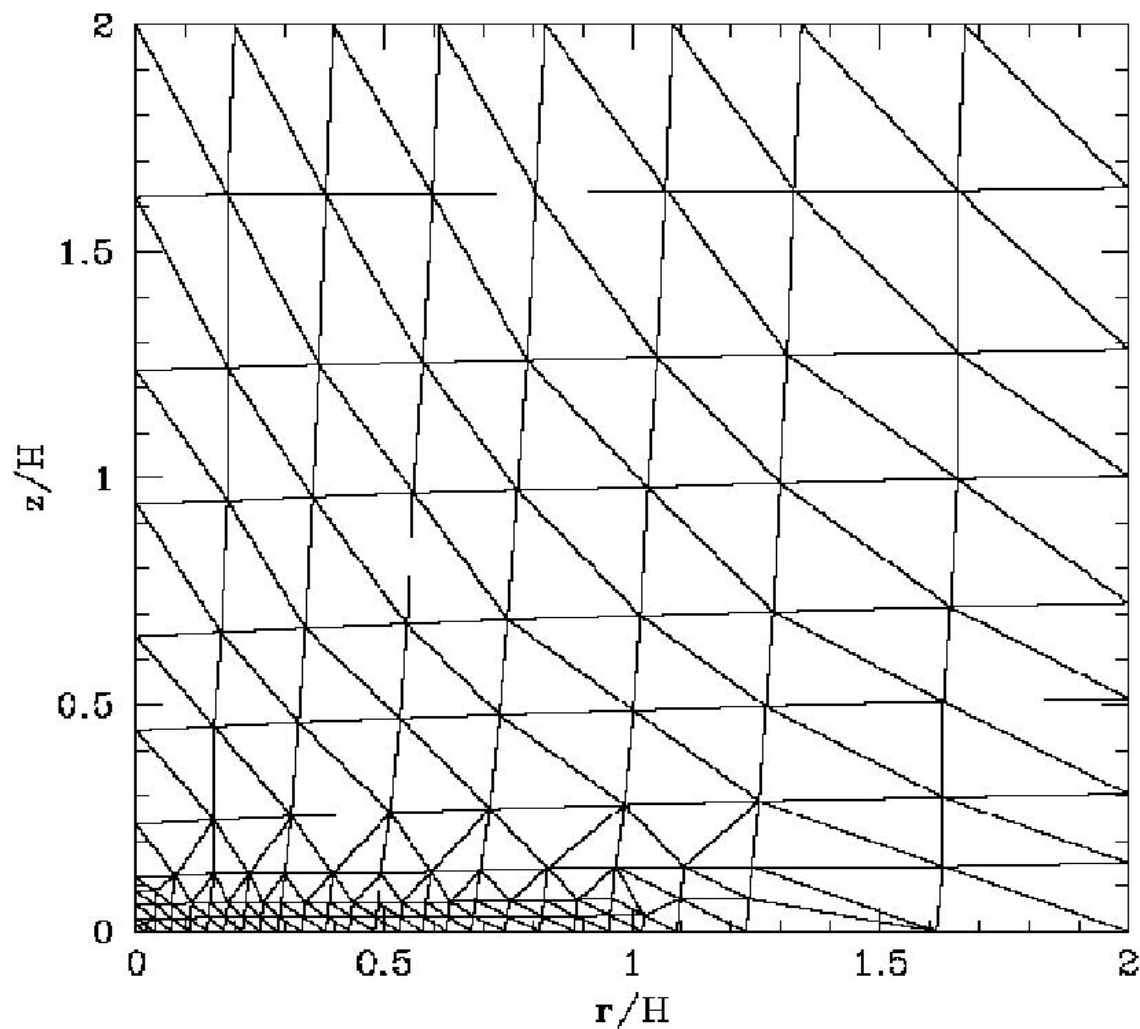
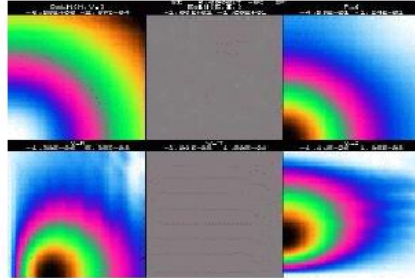
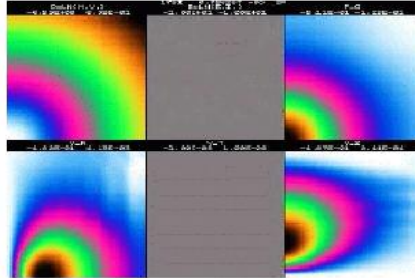


FIG. 5.5 – Réseau des éléments pour le calcul des effondrements de sphère. d , v_r , v_t et v_z sont construites avec des éléments $P5$, Φ avec des $P4$. La grandeur muette e est bâtie avec des $P1$.

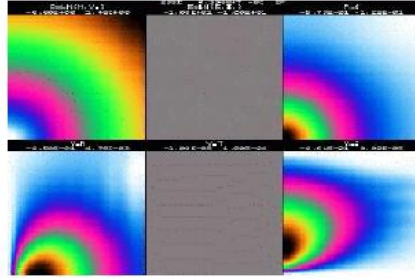
$t \approx 0$



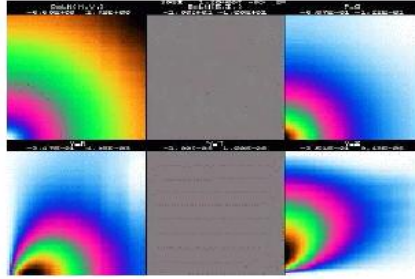
$t \approx 0,75$



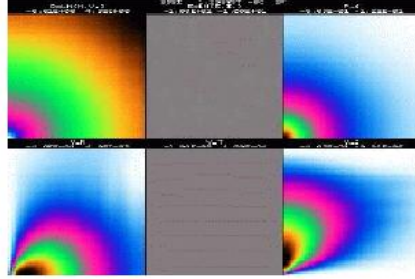
$t \approx 1,00$



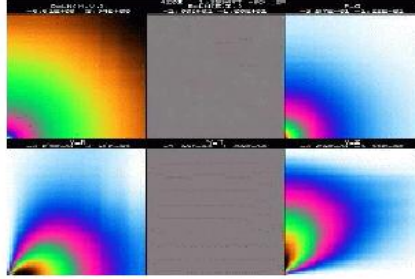
$t \approx 1,20$



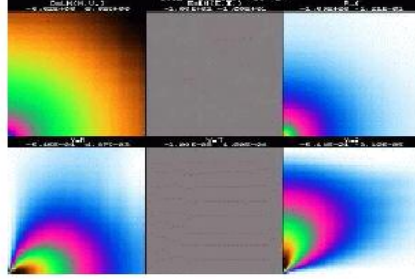
$t \approx 1,30$



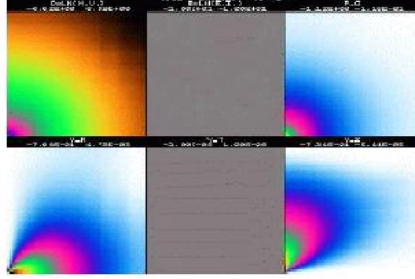
$t \approx 1,36 \approx t_H$

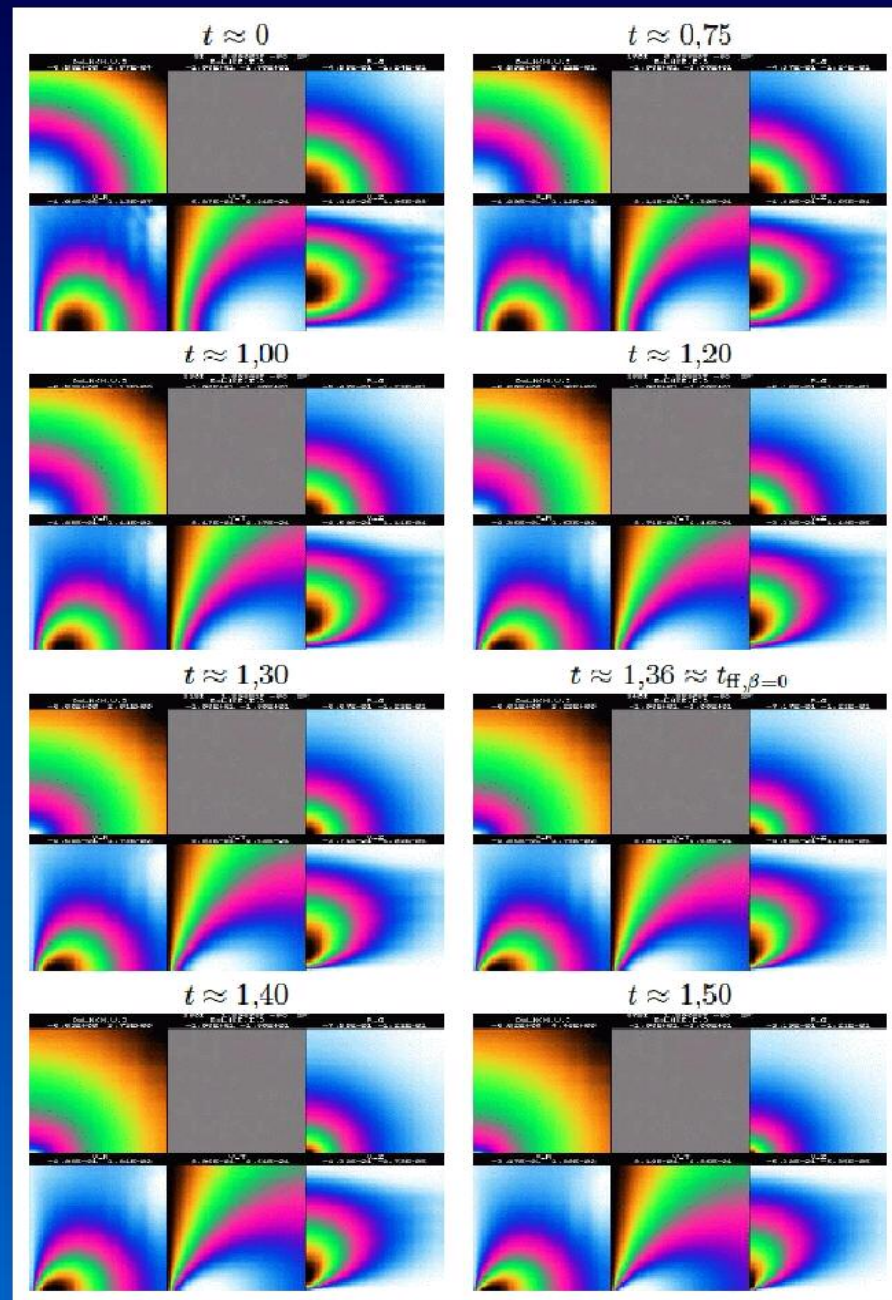


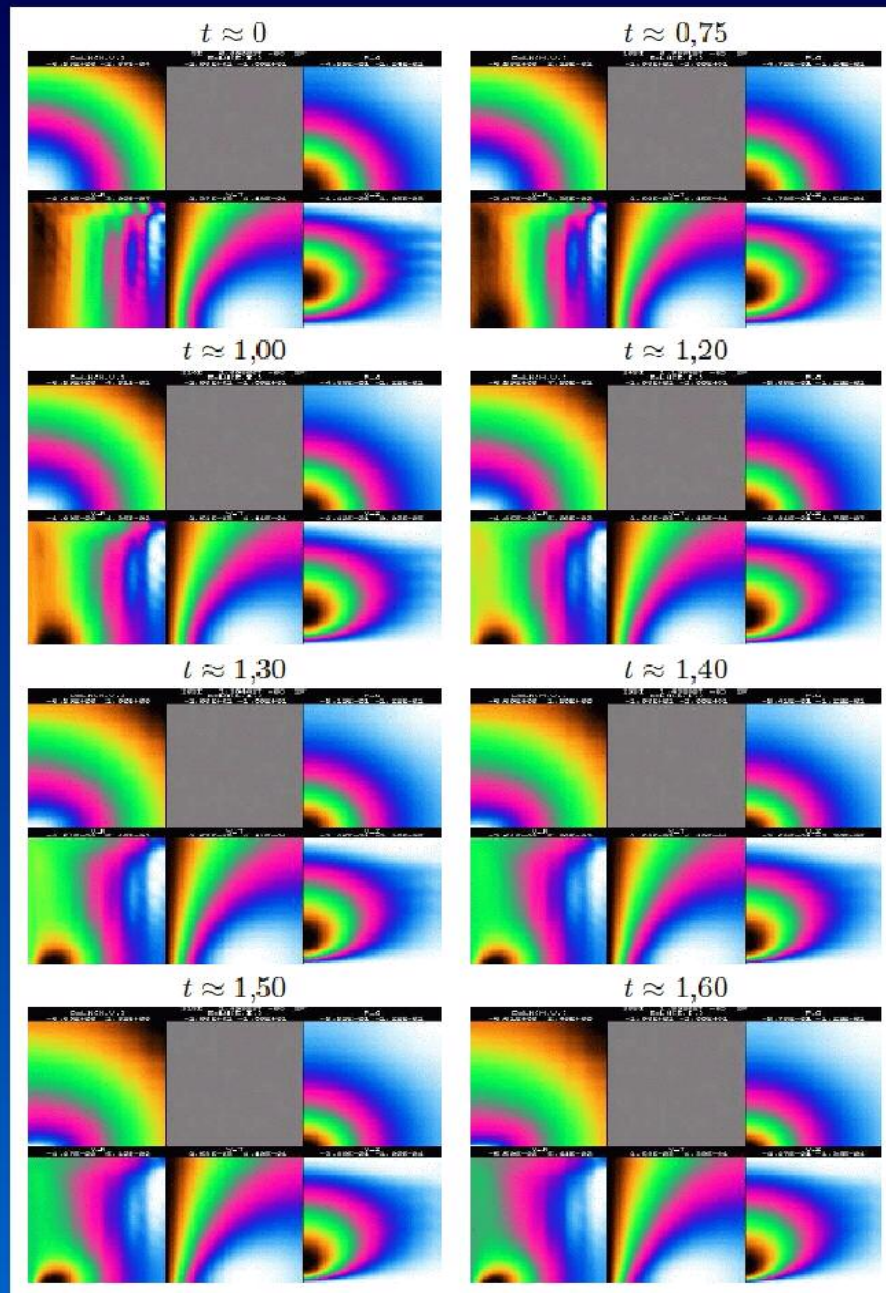
$t \approx 1,40$



$t \approx 1,50$







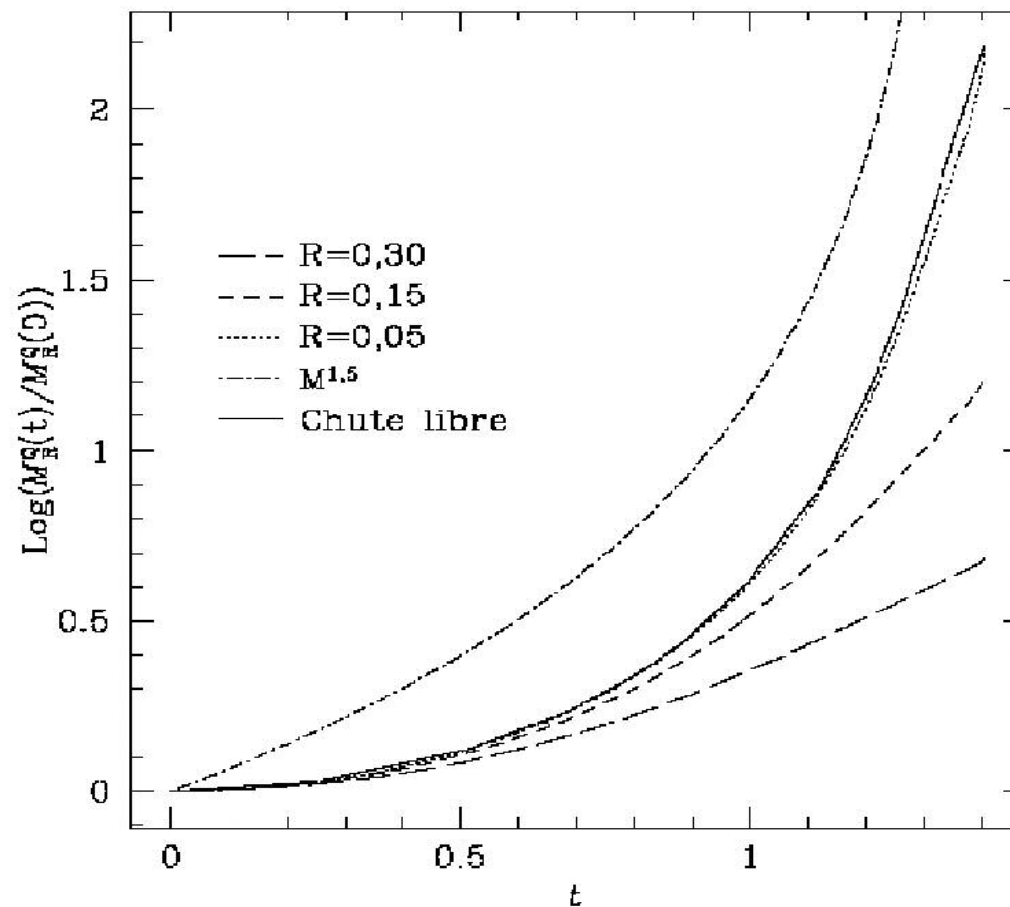


FIG. 5.6 – Evolution (du logarithme) de la masse dans des sphères de rayon $R/H \in \{0,05, 0,15, 0,30\}$ en fonction du temps, dans la simulation d’effondrement de la sphère sans rotation, par éléments finis. Le modèle de « Chute libre » (paragraphe 5.4) est illustré pour $R/H = 0,05$. La courbe marquée « $M^{1,5}$ » est calculée avec $\dot{M} \propto M^{1,5}$ (formule 5.48) qui est une approximation du modèle de chute libre (dans la phase d’accrétion massive), mais qui présente une évolution *en avance* sur ce dernier modèle.



**Edge-On Protoplanetary Disk
Orion Nebula**

HST · WFPC2

PRC95-45c · ST ScI OPO · November 20, 1995

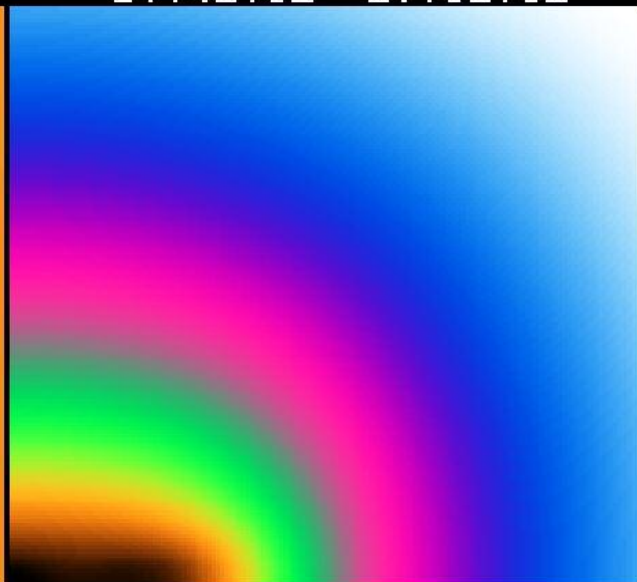
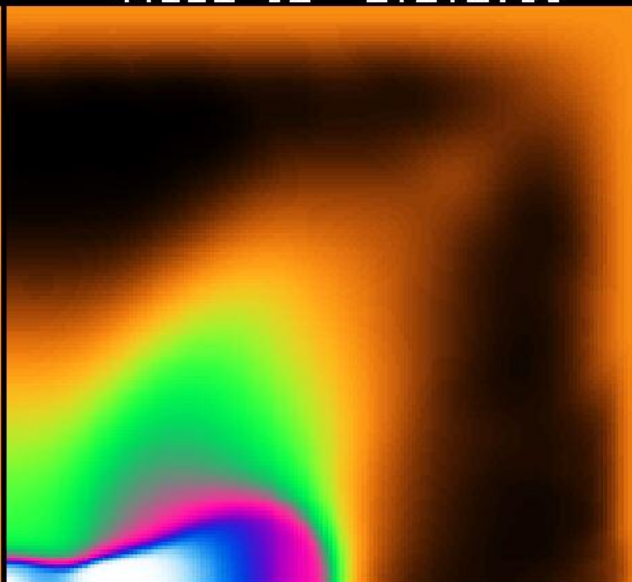
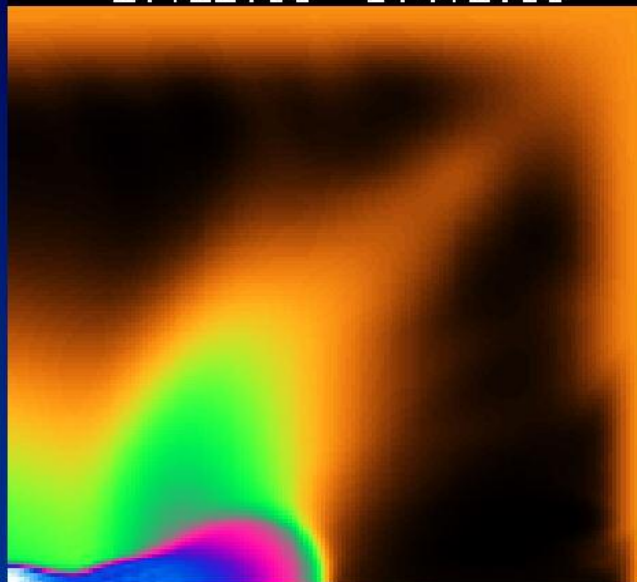
M. J. McCaughrean (MPIA), C. R. O'Dell (Rice University), NASA

2290I 1.08494T -60 -1P

D=LNCM,V,3
-2.72E+00 3.47E+00

E=LNCE,H,3
-4.99E-01 2.27E+00

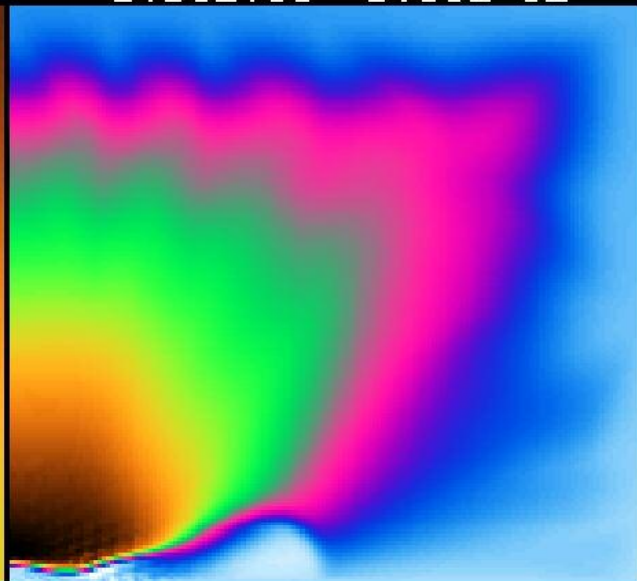
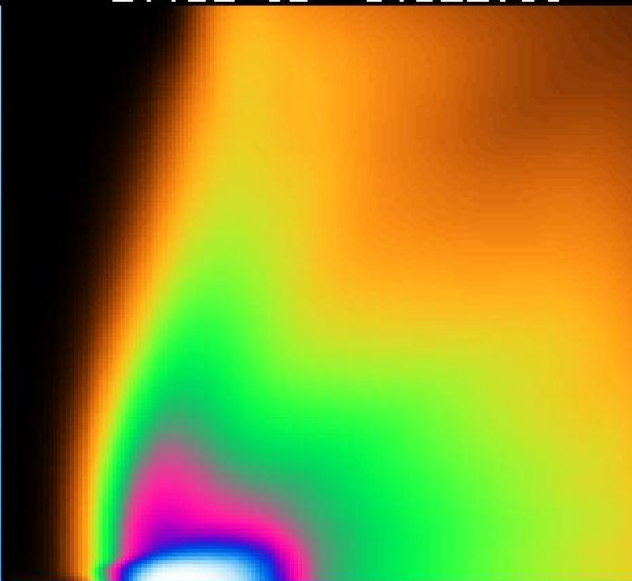
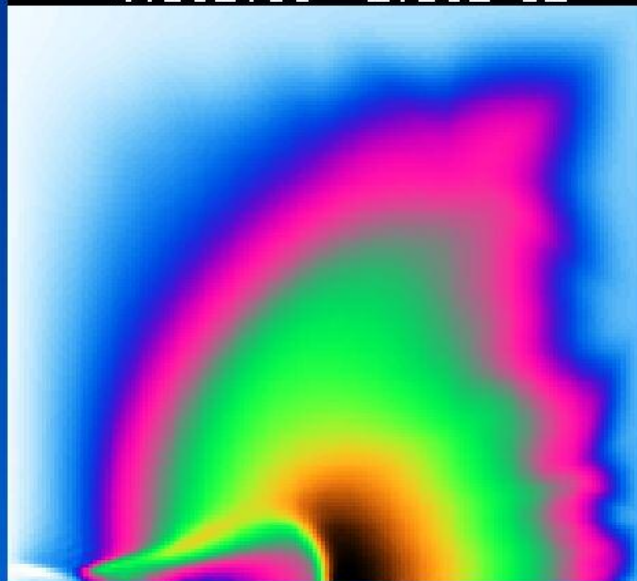
F=G
-5.74E+01 -1.70E+01



V-R
-4.90E+00 1.50E-01

V-T
-2.79E-03 3.31E+00

V-Z
-5.96E+00 5.08E-01



La formation des étoiles massives

... est un problème *très* compliqué

- Physique
 - ▶ du gaz
 - ▶ du rayonnement
 - ▶ du milieu ambiant
 - ▶ des amas
- Observation difficile (cocon, taille angulaire)
- Système d'équations différentielles monstrueux

La formation des étoiles massives

... un problème non sans espoir

- Plusieurs estimateurs cohérents donnant
 - ▶ Un taux d'accrétion croissant
 - ▶ Suffisant et pour s'affranchir de certaines difficultés
 - ▶ Pas trop pour en éviter d'autres
- Ordinateurs plus performants
- Méthodes numériques plus économes