

Origine des coeurs denses

1) Les équations

2) Instabilité gravitationnelle

- analyse de Jeans
- fragmentation des couches en filaments
- fragmentation des filaments en coeurs
- problème du support

3) Formation lente : la diffusion ambipolaire

- support magnétique
- diffusion ambipolaire
- freinage magnétique
- conséquences pour les coeurs denses

4) Formation dynamique : la turbulence supersonique

- turbulence supersonique
- formation dynamique de coeurs denses

1) L('essentiel d)es équations

(Spitzer 1978, Shu 1992)

Equations d'état :

$$P = k_b/m_p \rho T$$

Equilibre d'ionisation :

$$\rho \gg \rho_i, \rho_i = C \sqrt{\rho} \quad (\rho > 10^3 \text{ cm}^{-3}, \rho_i / \rho = 10^{-7})$$

Equation de la chaleur :

$$T = 10K$$

Conservation de la matière :

$$\partial_t \rho + \nabla(\rho \vec{v}) = 0$$

Conservation du moment :

$$\rho (\partial_t \vec{v} + \vec{v} \nabla \vec{v}) = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \phi + \gamma_{in} \rho \rho_i (\vec{v}_i - \vec{v})$$

Cons. du moment des ions :

$$\rho_i (\partial_t \vec{v}_i + \vec{v}_i \nabla \vec{v}_i) = 1/4\pi (\vec{\nabla} \lambda \vec{B}) \wedge \vec{B} + \gamma_{in} \rho \rho_i (\vec{v} - \vec{v}_i)$$

Induction :

$$\partial_t \vec{B} + \vec{\nabla} \lambda (\vec{v}_i \wedge \vec{B}) = 0$$

Equation de Poisson :

$$\vec{\nabla}^2 \phi = 4\pi G \rho$$

2) Instabilité gravitationnelle

(Jeans 02, Chandrasekar & Fermi 53, Ostriker 64, Spitzer 78, Larson 85, Curry 00,
Nakamura et al 93, Nakamura & Nakano 78, Nigai et al. 98 , Fiege & Pudritz 00)

Analyse de Jeans (1902) :

Propagation d'une onde sonore dans un milieu autogravitant infini

$$\omega^2 = C_s^2 k^2 - 4\pi\rho G \rightarrow \omega^2 < 0 \text{ si } k < \sqrt{4\pi G\rho / C_s}$$

signifie :

temps de propagation du son plus petit que le temps d'effondrement

Longueur de Jeans : $\lambda_J = C_s \sqrt{\pi / (G\rho)}$ décroît avec la densité

Les grandes longueurs d'onde croissent plus vite que les petites
(problématique pour la fragmentation)

pour $\rho = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T=10 \text{ K}$: $\lambda_J = 0,2 \text{ pc}$ $M_J = 1 - 2 M_s$

Fragmentation des couches en filaments :

Couches autogravitantes (Spitzer 78) : $\rho(z) = \rho_0 / \cosh(z/l_0)^2$, $l_0 = C_s^2 / (\pi G \sigma_0)$

$$\text{idem: } k > k_{crit} \Rightarrow \omega^2 > 0 \quad \text{mais pour } k \rightarrow 0 \Rightarrow \omega^2 \propto -k^2 \rightarrow 0$$

mode le plus instable = largeur caractéristique des filaments : λ_y

suggère : fragmentation possible une fois l'équilibre atteint dans une direction

Fragmentation d'une couche en filaments

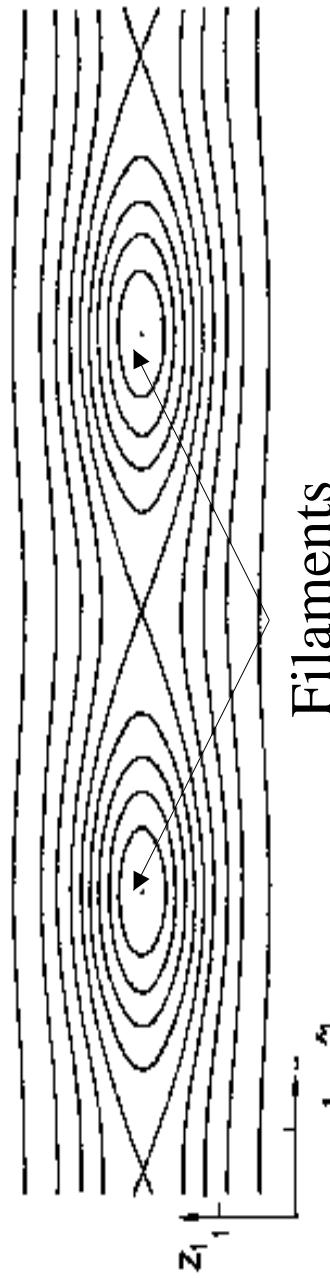
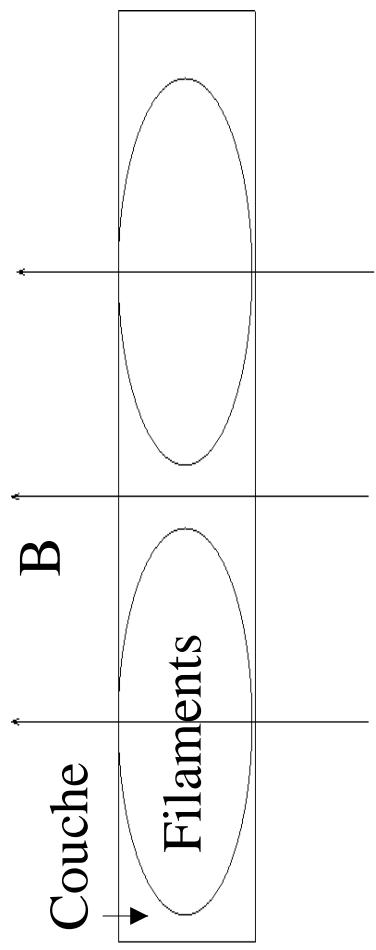


FIG. 1.—Lines of constant density for the case $A = 0.17$. Density along neighboring lines differs by $\rho_{max}/10$

Solutions exactes d'équilibre bidimensionnel (Schmid–Burgk 1976)

Structure et influence du champ magnétique (Nakano & Nakamura 78, Nagai et al. 98) :

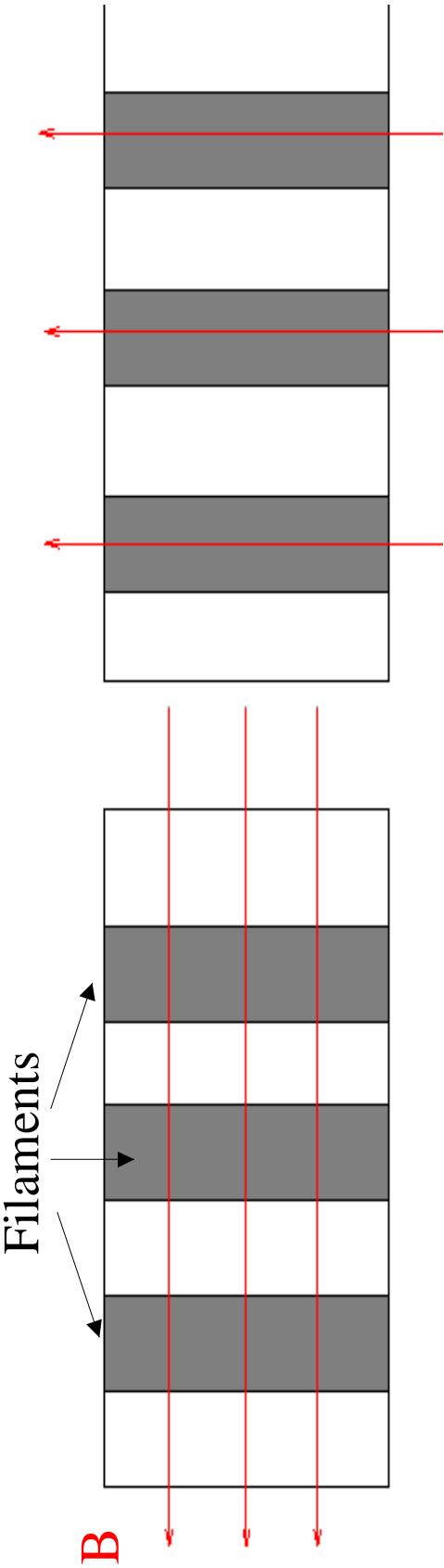
- B est perpendiculaire à la couche (e.g. relaxation le long des lignes de champs) :
instabilité supprimée si : $B^2/4\pi G\sigma^2 > 1$



B perpendiculaire au filament :
(cas du nuage du Taureau)

- B est dans le plan de la couche (e.g. expansion d'une bulle) :

B perpendiculaire au filament
si la pression extérieure est faible :
si la pression extérieure est forte :



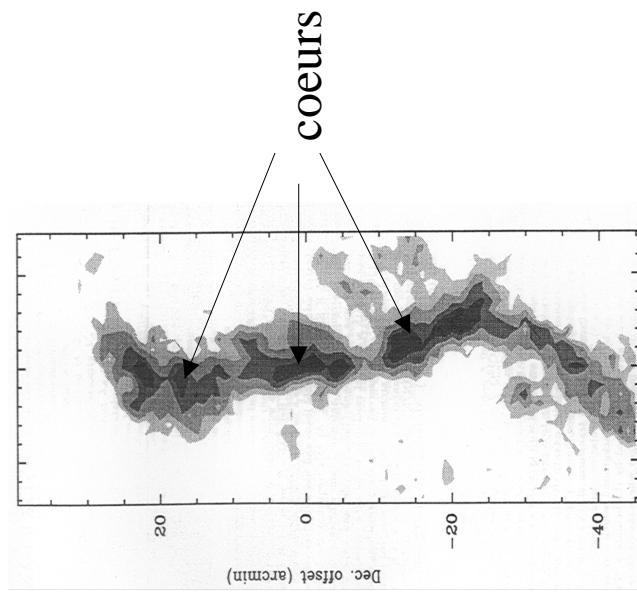
Fragmentation des filaments en coeurs :

filaments autogravitants (Ostriker 64) : $\rho(r) = \rho_0 / (1 + (r/l_0)^2)$, $l_0 = C_s / \sqrt{\pi G \rho_0}$

-profil en $1/r^4$

similaire à la couche autogravitante : il existe une période de fragmentation privilégiée qui est la plus instable.

Suggère : coeurs denses initialement structures allongées éventuellement périodiquement réparties (filament Orion)



Dutrey et al 91

FIG. 1. $G^{1,0} J = 1 - 0$ integrated area. Centers levels are $1, 1.7, 2.6, 3.5, 4.2 K \cdot km \cdot s^{-1}$. The different clumps are delineated by the $2.6 K \cdot km \cdot s^{-1}$ level.

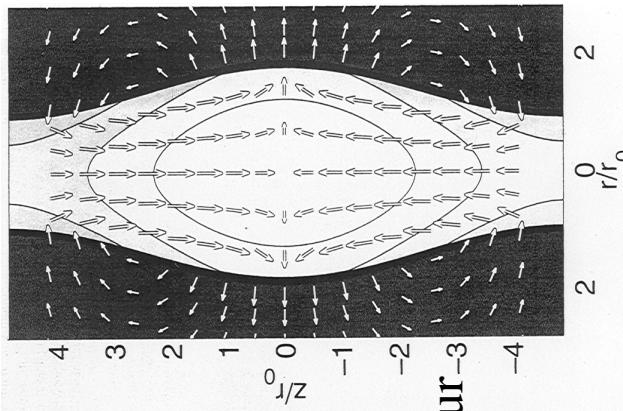


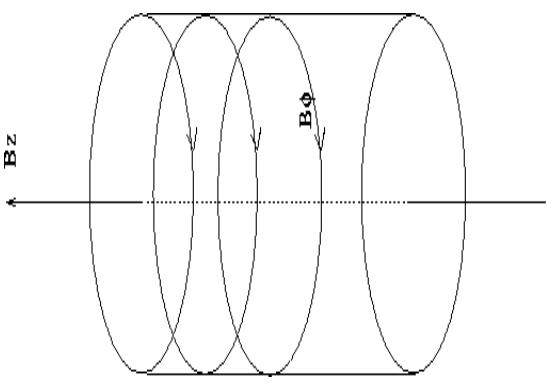
Figure 4. We show the eigenmode corresponding to the most unstable mode of a truncated Ostriker model with mass per unit length $m/m_{\text{tot}} = \frac{z}{r}$: $(m/m_{\text{tot}} = 0.199)$. For this mode, $r_{\text{ok,max}} = 0.462$ and $-\omega/(4\pi G \rho_0) = 0.449$.

Fiege & Pudritz 00

Structure et influence du champ magnétique (Nakamura et al. 93, Fiege & Pudritz 00) :

champ magnétique perpendiculaire au filament :

augmente la longueur d'onde la plus instable,
stabilise totalement le filament si $B > B_{\text{crit}}$



Champ magnétique
hélicoïdal

champ poloidal (le long de l'axe) :

augmente la longueur d'onde d'un facteur ~2 au plus

champ hélicoïdal (en hélice) :

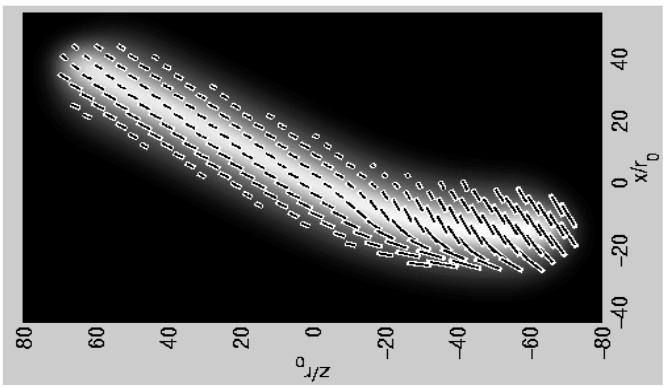
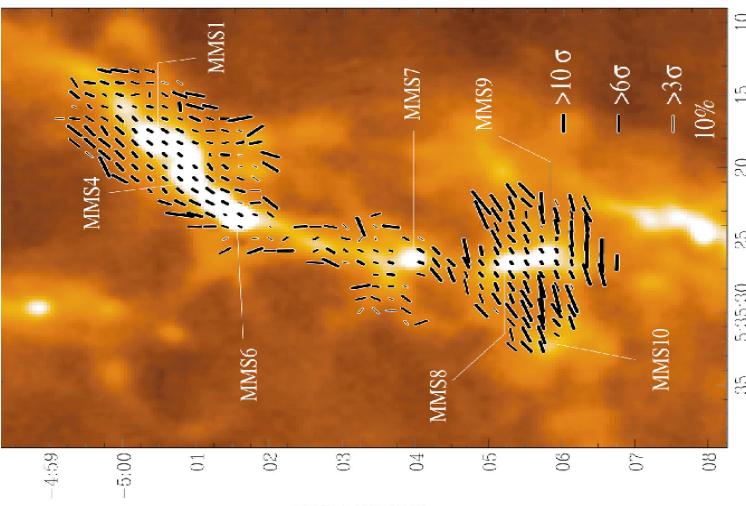
Le champ toroidal comprime le nuage

- permet de **confiner** des nuages gravitationnellement non liés

- profil de densité proche de $1/r^2$
(observationnellement meilleur que $1/r^4$)

- instabilité : combinaison de modes gravitationnels et magnétiques
(sausage instability)

Vecteurs polarisation (Matthews et al. 2002)



Le problème du support :

Massé de gaz de densité supérieure à 10^3 cm^{-3} dans la Galaxie : $\sim 10^9$ masses solaires

Temps de chute libre : $\sim 2 \cdot 10^6$ ans

Il en résulte un taux de formation d'étoiles :

~500 masses solaires par ans ! Plus de ~100 fois le taux observé.
=> Catastrophe de Zuckermann-Evans

Conclusion : le gaz ne s'effondre pas en un temps de chute libre.

Quelle est la nature du support ? 2 hypothèses proposées :

-le champ magnétique

-la turbulence

3) Formation lente :

La diffusion ambipolaire

(Mestel & Spitzer 56, Mouschovias & Spitzer 76, Shu et al. 87)

Support magnétique

Conservation du flux :

Energie magnétique / Energie gravitationnelle : $\vec{B}^2 R^3 / (M^2 / R) \propto (\phi / M)^2$

Indépendant de R, B dilue la gravité

$$\phi \propto BR^2$$

$(\phi / M) > (\phi / M)_{crit} \Rightarrow$ le nuage est stable pour toute pression

$$(\phi / M)_{crit} \sim \sqrt{G/013}$$

théorème du Viriel :

Pour un cœur de 1 Msol et 0.1 pc : B doit être environ 20 μG

Comment l'excès de flux est-il évacué ?

Diffusion ambipolaire (Mestel & Spitzer 56) :

- les ions subissent la force de Lorentz
- les neutres sont entraînés par les ions mais diffusent au travers des lignes de champs

Approximation : inertie des ions négligeable.

Force de Lorentz ~ force de friction :

$$\vec{v}_i = \vec{v} + 1/(4\pi\gamma_{in}\rho_i) (\vec{\nabla}_{\Lambda}\vec{B}) \wedge \vec{B}$$

$$\rightarrow \partial_t \vec{B} + \vec{\nabla}_{\Lambda}(\vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{\nabla}_{\Lambda}(\vec{B}/(4\pi\gamma_{in}\rho_i)) \wedge (\vec{B} \wedge \vec{\nabla}_{\Lambda}\vec{B})$$

équation monofluide avec terme de diffusion non-linéaire

$$\text{temps caractéristique de diffusion : } \tau_{ad} = 4\pi\gamma_{in}\rho_i L^2/B^2$$

temps dynamique :

$$\text{équilibre Viriel} + \rho_i = C\sqrt{\rho} \Rightarrow \tau_{ad} / \tau_{dyn} = \gamma_{in} C / (2\sqrt{2\pi G})$$

indépendant de M et de L
pour une ionisation de 10^{-7} , on a :

$$\tau_{ad} / \tau_{dyn} = 8$$

Freinage magnétique :

(Gillis et al. 74,79, Mouschovias & Paleologou 79,80, Basu & Mouschovias 95)

la rotation entraîne la génération d'ondes d'Alfvèn de torsion qui en se propageant transportent du moment cinétique vers l'extérieur du nuage.

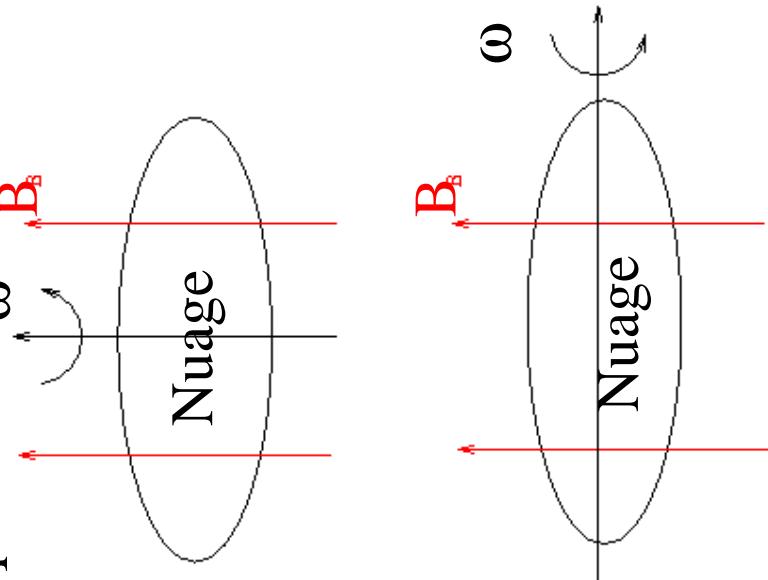
Temps caractéristique : les ondes d'Alfvèn se sont propagées à une distance suffisante pour que le milieu externe ait acquis un moment cinétique comparable à celui du nuage

le champ magnétique est parallèle à l'axe de rotation :

$$\tau_{para} \sim (\rho_{core} / \rho_{env}) (Z_{core} / V_a)$$

le champ magnétique est perpendiculaire à l'axe :

$$\tau_{perp} \sim ((1 + \rho_{core} / \rho_{env})^{1/2} - 1) R_{core} / (2V_a)$$



Puisque $\rho_{core} / \rho_{env} \gg 1$, le freinage est plus efficace perpendiculairement à l'axe de rotation

Conséquences pour les coeurs denses :

peu de support magnétique le long des lignes de champs :

-les coeurs sont des galettes.

-le champ magnétique est parallèle au petit axe du cœur.

le freinage est plus efficace perpendiculairement que parallèlement au champ magnétique :

-l'axe de rotation est parallèle au petit axe du cœur

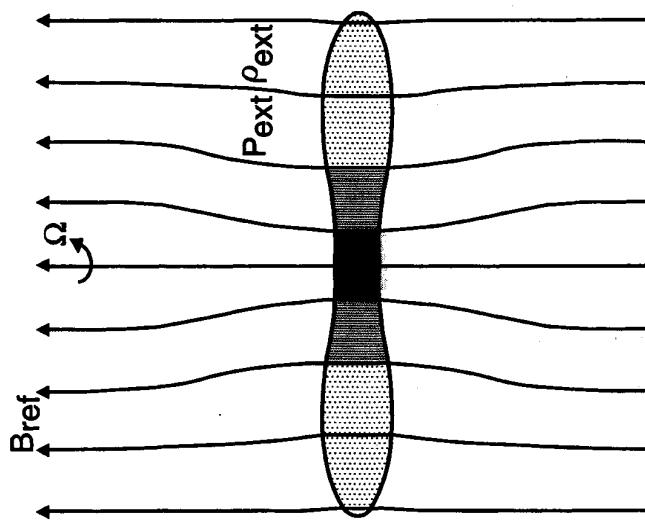


FIG. 1.—Schematic view of an axisymmetric cloud that has flattened along the common direction of rotation and an ambient magnetic field which, far from the cloud, has a uniform “reference” value B_{ref} . The cloud is bounded by an external medium of pressure P_{ext} and density ρ_{ext} .

Basu & Mouschovias 95

Difficultés théoriques de ce modèle :
(Nakano 98)

Par quel mécanisme se forme les nuages souscritiques ?

Comment les confiner ? Ils devraient se reexpandre.

4) Formation dynamique :

La turbulence supersonique

(Von Weizsäcker 43, 51, Bonazzola et al. 87, 92, Padoan & Nordlund 99, Mac Low 99, Klessen & Burkert 00, Stone et al. 98, Bate et al. 02)

turbulence observée dans les nuages moléculaires : Mach 5–10

Turbulence supersonique :

Support turbulent *global* :

$$C_{s\ eff}^2 = C_s^2 + V_{rms}^2 / 3 , \rho / \rho_0 \propto M^2 , M_J \propto C_s^3 / \sqrt{\rho} \Rightarrow M_J \propto V_{rms}^2$$

cependant *localement* la turbulence peut provoquer l'effondrement

Simulations numériques (Code SPH, grille, hydro, MHD) :
la turbulence se dissipé en un temps de traversée

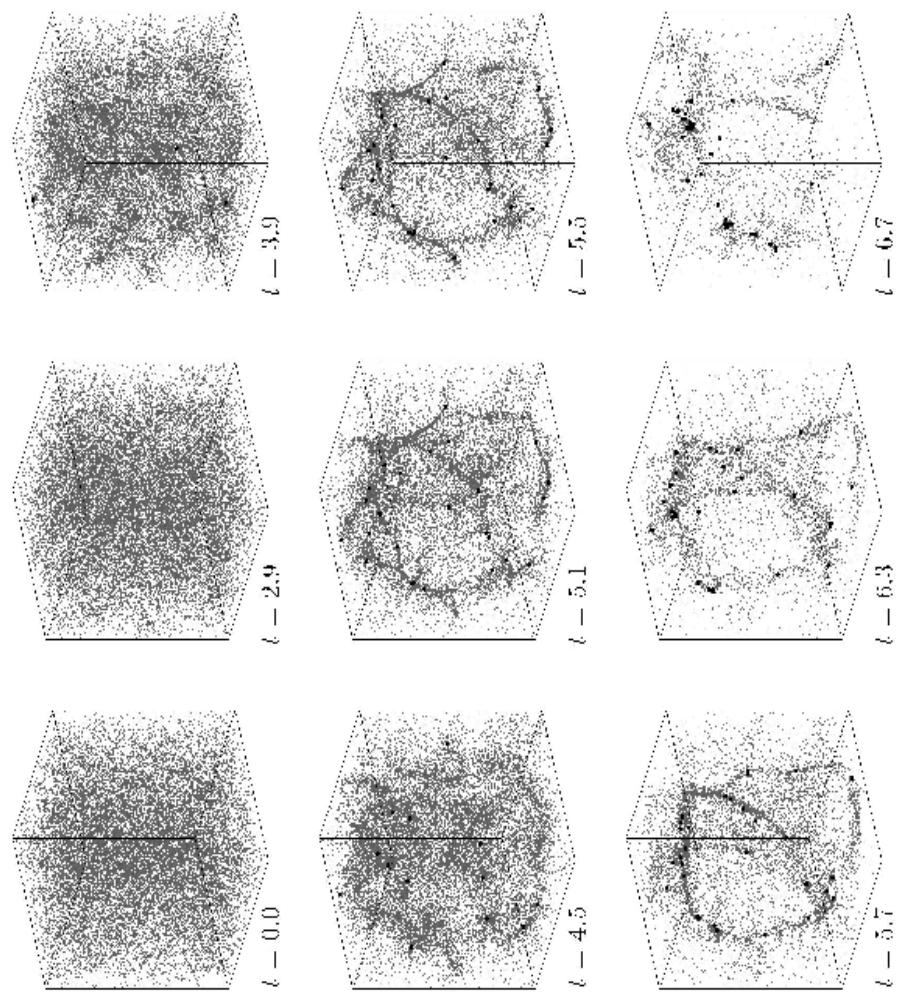
Nécessité d'injection permanente d'énergie !

Injection externe, feedback des étoiles, problème plus fondamental ?

Formation des coeurs denses induite par la turbulence :

(Klessen & Burkert 01, Bate et al. 02)

Les coeurs denses sont des fluctuations de densité induites par l'interaction de la gravité et de la turbulence :



Evolution du
champ de densité
d'un nuage moléculaire:

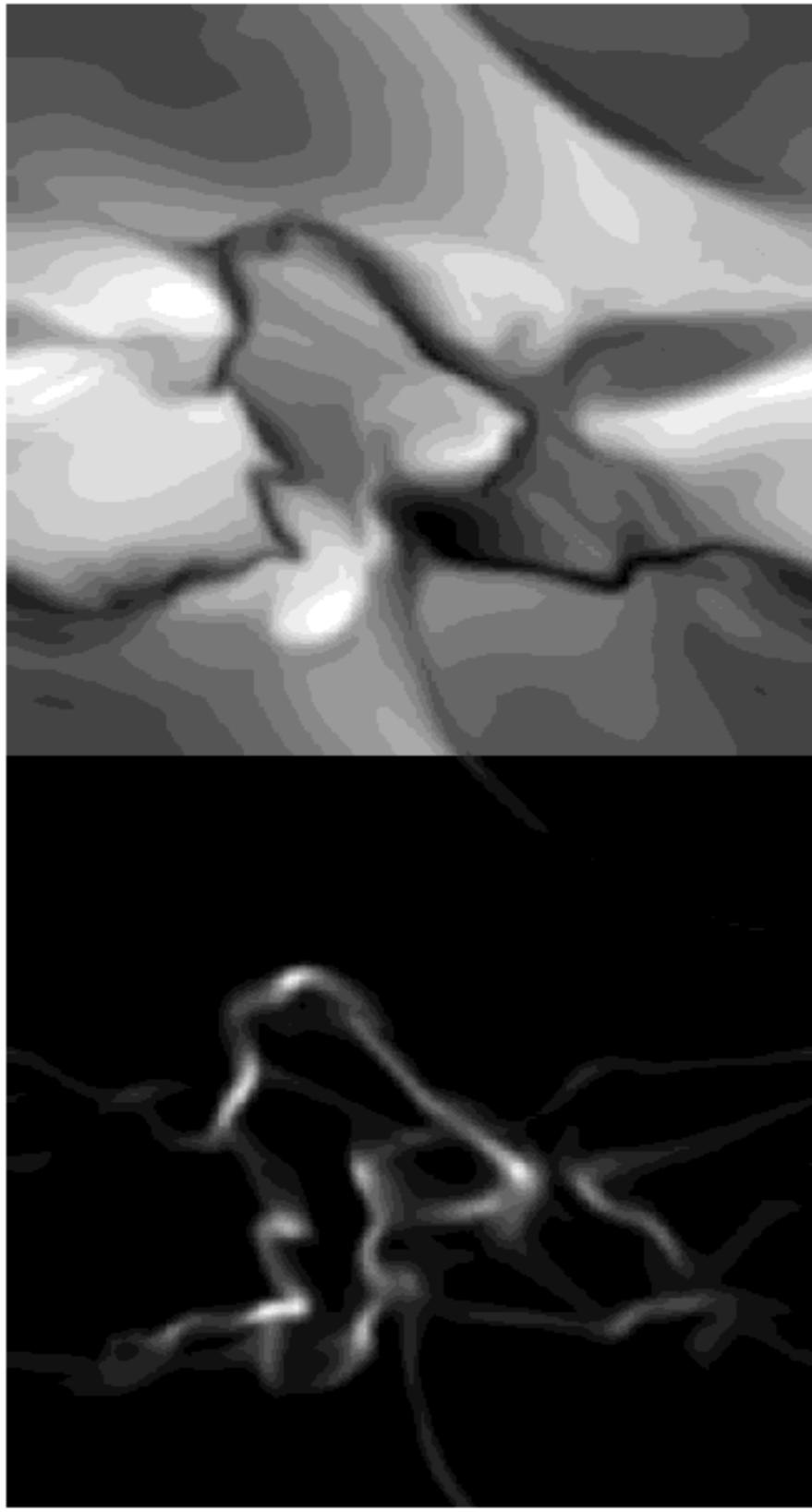
Le calcul (technique SPH)
prend en compte la gravité
mais pas le champ
magnétique.

**Formation de filaments
puis de coeurs denses
et d'étoiles.**

L'accrétion est très rapide :
l'essentiel du gaz est accréte
en 2 ou 3 temps de chute libre.

Klessen & Burkert 01

Les coeurs denses sont des fluctuations de densité induites seulement par la turbulence :



champ de densité 3D champ de vitesse (norme)

Un nuage moléculaire turbulent (Mach 10). Le calcul inclut le champ magnétique (supercritique) mais pas la gravité. Extrait de Padoan et al. 01
Les filaments sont des intersections de couche.

Conclusion :

Structuration du gaz moléculaire :

- Des filaments sont souvent vus dans les nuages moléculaires
- Les coeurs denses sont très fréquemment situés dans des filaments

Effets gravitationnel ou turbulent ?

Deux grandes théories en compétition :

- la théorie « classique » :*
formation des étoiles **lente** régulée par le **champ magnétique**
- la théorie « turbulente » :*
formation des étoiles **dynamique** régulée par la **turbulence**
les premières étoiles se forment en un temps de traversée

L'examen de la structure interne et de la dynamique des coeurs denses peuvent constituer un test pour ces 2 théories. Prochaine séance :

Structure interne et effondrement des coeurs denses

Structure interne et effondrement des coeurs denses

1) Solutions d'équilibre

- sphère de Bonnor–Ebert et sphère singulière isotherme
- équilibres magnétiques

2) Modèles d'effondrement autosimilaire

- formalisme auto-similaire
- solution de Larson–Penston et solution de Shu
- autres solutions autosimilaires

3) Effondrement gravitationnel : modèles numériques

- effondrement d'une sphère de Bonnor–Ebert critique
- effondrement magnétiquement contrôlé
- effondrement dynamiquement induit

1) Solutions d'équilibre

(Bonnor 56, Ebert 55, Chandrasekhar, Mouschovias 77, Tomisaka et al. 85,
Li & Shu 98, Fiege & Pudritz 00, Galli et al. 01)

Sphère de Bonnor–Ebert et sphère singulière isotherme (SIS):

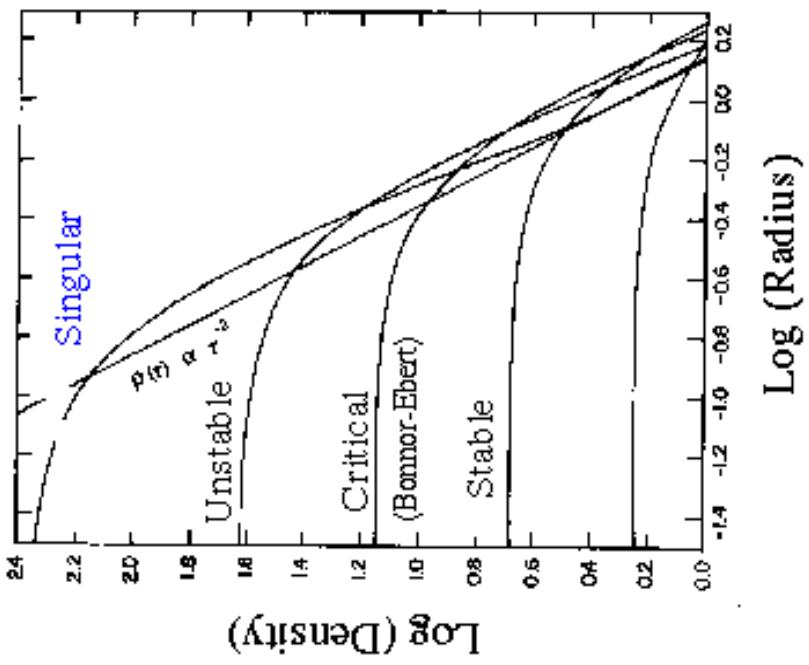
équilibre hydrostatique :

$$C_s^2 \partial_r (r^2 \partial_r \ln \rho) / r^2 = -4\pi G \rho$$

Asymptotiquement :
également solution exacte (SIS)

Solutions non singulières au centre :
tronquées en un certain rayon $r = \xi C_s / \sqrt{4\pi G \rho_c}$
stable uniquement si :

$$\rho_c / \rho < 14, (\xi < 6,45)$$



profil de densité des solutions de l'équation de
Lane–Emden sphérique et isotherme
Shu 77

Pour une masse donnée, il existe une **pression maximum** au delà de laquelle l'équilibre n'est plus possible. Il existe généralement une **solution d'équilibre stable** et une **solution d'équilibre instable**.

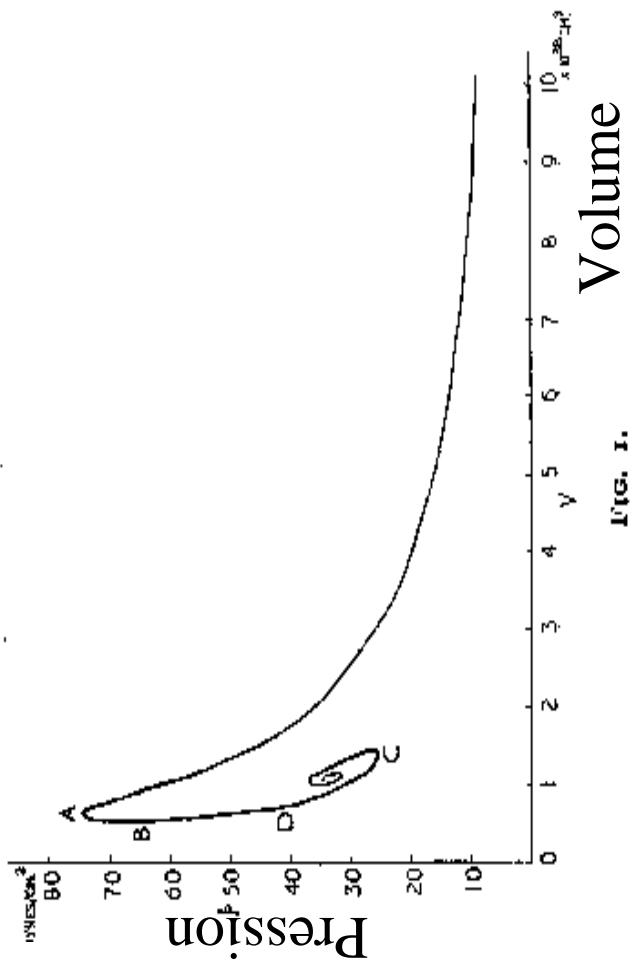
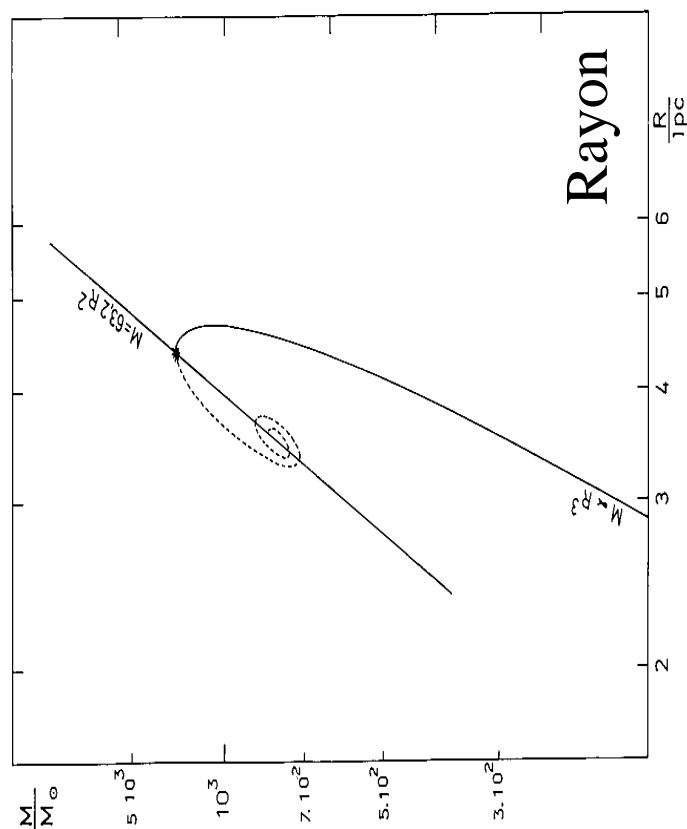


FIG. I.

Pour une masse donnée, il existe une masse $\frac{M}{M_\odot}$ au delà de laquelle l'équilibre n'est plus possible.

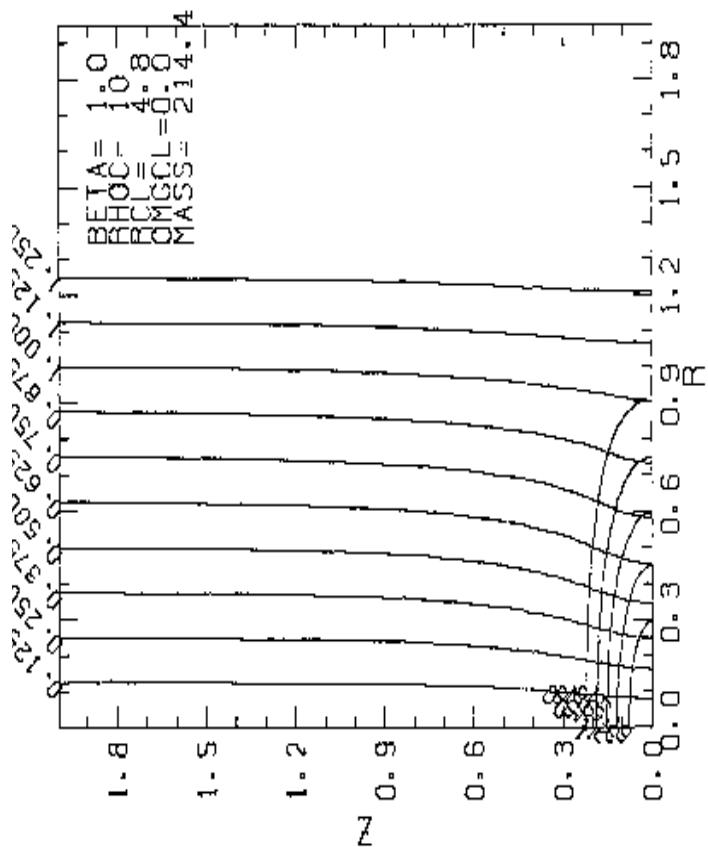


Equilibres magnétiques:

Champ magnétique poloidal

(Mouschovias 77, Tomisaka et al. 85) :

La masse maximum d'équilibre augmente avec le champ magnétique et est indépendante de la pression thermique lorsque le cœur est souscritique.

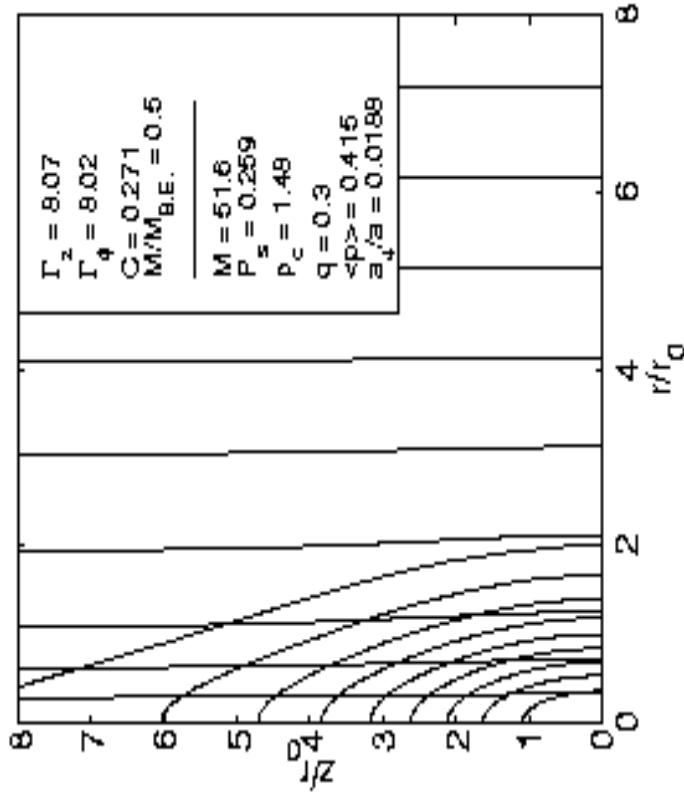


Le cœur est aplati le long des lignes et ressemble à un disque.

Tomisaka et al. 85

Champ magnétique hélicoïdal

(Tomisaka 88, Fiege & Pudritz 00) :



Le cœur peut être allongé si la composante toroïdale est assez forte.

Fiege & Pudritz 00

2) Modèles d'effondrement autosimilaire:

(Larson 69, Penston 69, Shu 77, Hunter 77, Bouquet et al. 85, Whitworth & Summer 85)

(modèles analytiques essentiels à la compréhension profondes des phénomènes et pour la validation des codes numériques. Les 2 approches présentent des biais différents et sont donc complémentaires.)

Formalisme autosimilaire:

Les champs se déduisent de leur valeur « initiale » par une homothétie.

$$x = r/C_s t \quad , \quad R(x) = \rho(r,t) 4\pi G t^2 \quad , \quad U(x) = V(r,t)/C_s$$

Signifie que les conditions aux limites et initiales ont été « oubliées ».

Effondrement sphérique sans rotation et sans champ magnétique:

$$\begin{aligned} d_x R &= \left((x - U(x))^2 R(x) - 2(x - U(x))/x \right) / \left((x - U(x))^2 - 1 \right) \\ d_x U &= \left((x - U(x)) R(x)^2 - 2(x - U(x))^2 R(x)/x \right) / \left((x - U(x))^2 - 1 \right) \end{aligned}$$

2 équations différentielles ordinaires faciles à résoudre !

- $t < 0$, la densité augmente, le gaz se condense : **phase prestellaire**.

- $t = 0$, la densité devient infinie : **formation d'une singularité**.

- $t > 0$, la densité diminue, accretion du gaz sur une masse centrale : **phase protostellaire**.

Taux d'accréation constant au cours du temps.

Famille de solutions déterminées par la densité centrale $R(0)$.

Existence d'un point sonique franchi uniquement pour certaines valeurs de $R(0)$ (bandes permises et interdites).

2 cas asymptotiques :

-solution de Larson–Penston (première bande)

-solutions de Hunter (2 et 3ième bandes) et Shu (dernière bande)

Solution de Shu (77):

-fait l'hypothèse que la phase prestellaire est quasi-statique (contraction lente sous l'effet de la diffusion ambipolaire)

-à $t=0$ la vitesse est nulle et la densité est celle de la sphère singulière isotherme

-à $t>0$ une onde de rarefaction se propage vers l'extérieur : effondrement inside-out

L'effondrement commence au centre et se propage au reste de l'enveloppe à la vitesse du son.

$$\text{Taux d'accrétion : } C_s^3 / G \simeq 2 \cdot 10^{-6} M_{\odot} / an$$

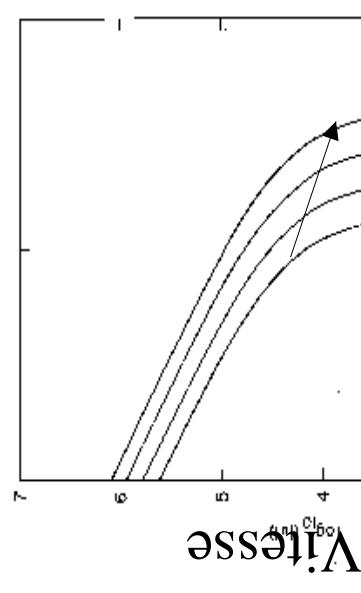
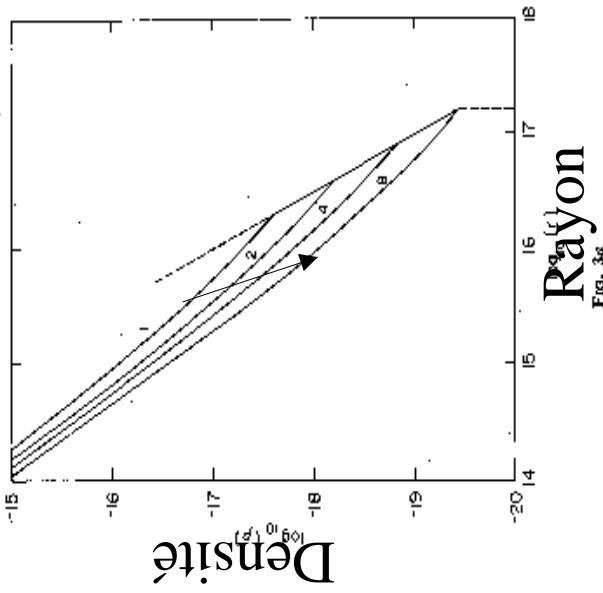


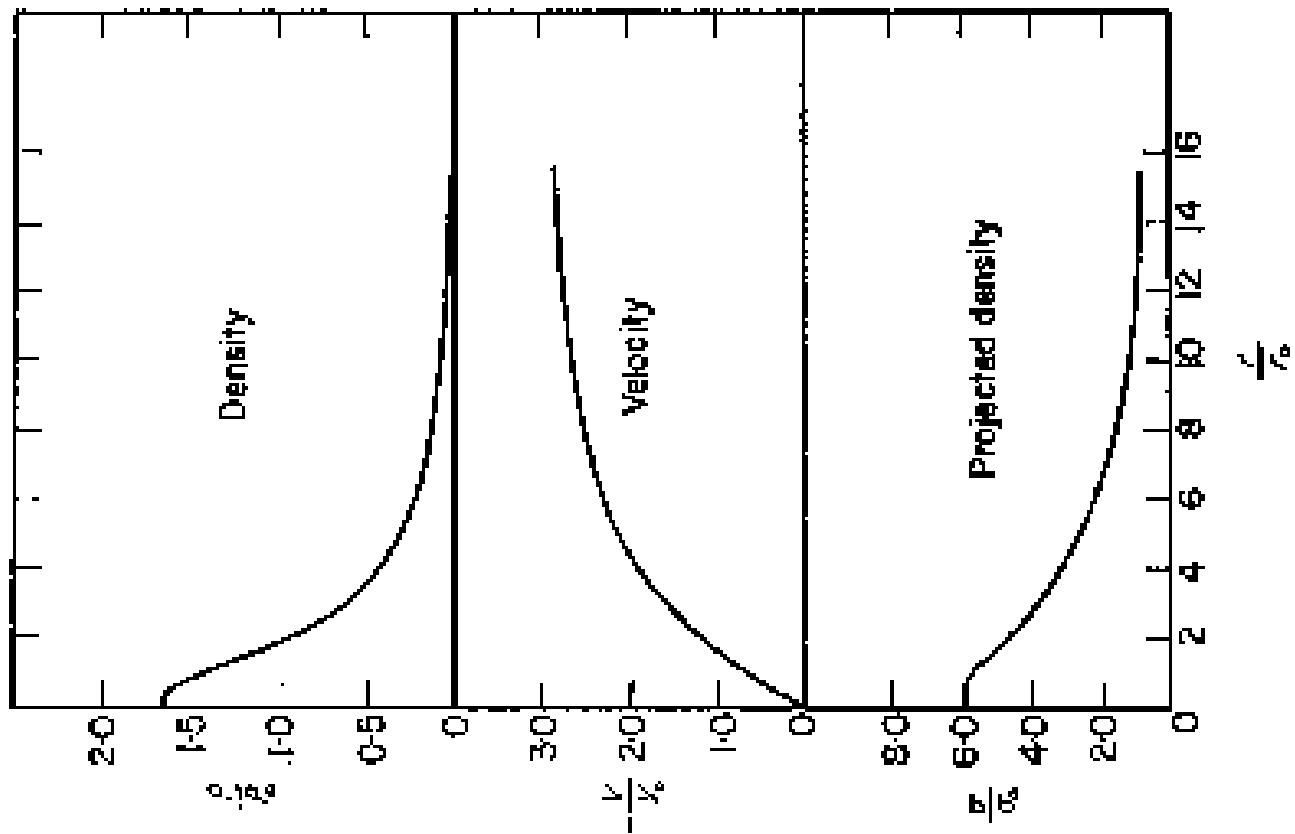
FIG. 3.—Expansion-wave collapse solution for a $0.96 M_{\odot}$ singular sphere with $\sigma = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ and $P_{\text{ext}}/k = 1.1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. The initial radius of the outer boundary is indicated by the vertical dashed lines. (a) The density profiles at $t = 1, 2, 4,$ and $8 \times 10^{12} \text{ s}$. (b) The velocity profiles at $r = 1, 2, 4,$ and $8 \times 10^{12} \text{ s}$. The dimensions of $r, p,$ and v are cm, g cm $^{-3}$, and cm s^{-1} , respectively.

Solution de Larson–Penston (69):

à $t < 0$:

- au centre la densité est assez «plate» et la vitesse proche du champ homologue
- à l'infini (partie supersonique) la densité est environ 4 fois celle de la SIS (équilibre). La vitesse est supersonique (3.3 Cs).

Décrit un collapse très dynamique, induit par une violente compression externe.



à $t > 0$:
Taux d'accréation :

$$30c_s^3 / G \simeq 6 \cdot 10^{-5} M_{sol} / an$$

**Initial
Conditions**

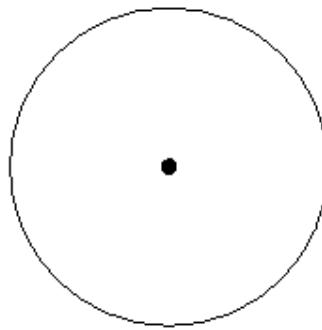
Prestellar phase

Protostellar phase

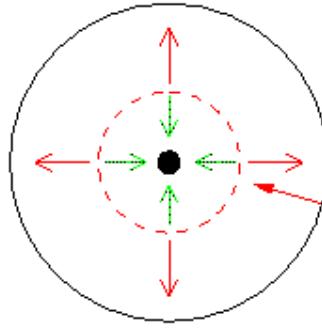
$t < 0$

**Singular
Isothermal
Sphere**

$t = 0$

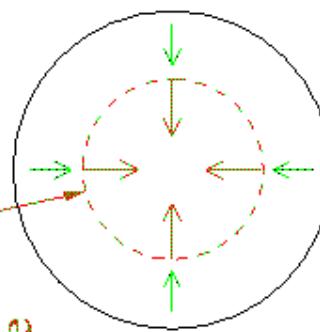


$t > 0$



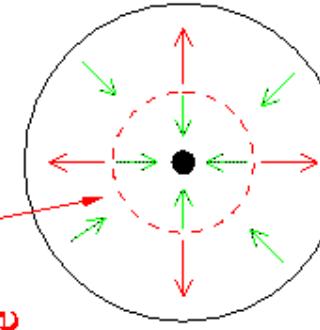
**Compression
Wave**

$v = 0$



**Expansion
Wave**

$$R_{\text{exp}} = a t$$



$v > 0$

**Bonnor-Ebert
Sphere**

Autres solutions autosimilaires :

prise en compte d'autres aspects : rotation et champ magnétique
difficulté : géométrie non sphérique, idéalement 2D.

Géométrie sphérique :

Henriksen, André & Bontemps 97 profil de densité quelconque
sans pression thermique

Géométrie de disque :

Saigo & Hanawa 98 effet de la rotation
Nakamura et al. 99 champs magnétique
Contopoulos et al. 98 champ magnétique, diffusion ambipolaire

Géométrie de filament :

Inutsuka & Miyama 92

Hennebelle 03 rotation et champ magnétique
Tiley & Pudritz 03 champ magnétique toroïdal

Géométrie 2D :

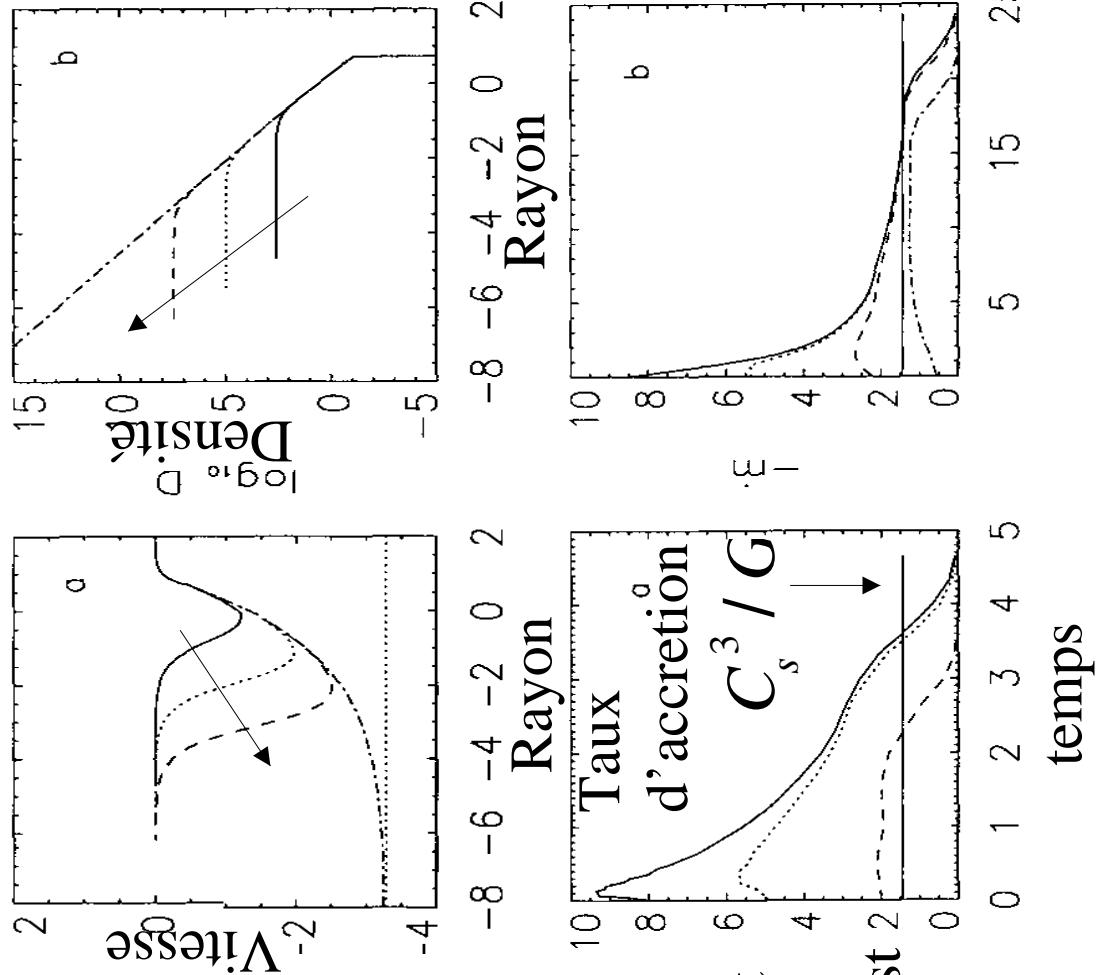
Terebey, Shu & Cassen 84 perturbation de « Shu 77 » avec rotation
Galli & Shu 93 perturbation de « Shu 77 » avec champ magnétique
Li & Shu 98 équilibre 2D magnétique en rotation généralisant la SIS
Allen, Shu & Li 04 évolution numérique de ces états d'équilibre

3) Effondrement gravitationnel :

modèles numériques

Effondrement d'une sphère de Bonnor-Ebert critique :

(Foster & Chevalier 93, Ogino et al. 99,
Hennebelle et al. 03)



condition initiale :

sphère de Bonnor-Ebert instable proche
de la limite critique

Dans la région interne la solution
numérique converge vers la solution de
Larson-Penston.

Dans la partie externe, l'effondrement est
bien décrit par la solution de Shu pour la
densité mais la vitesse d'effondrement est
non nulle. Le taux d'accrédition varie
significativement avec le temps et
atteint jusqu'à 5 fois C_s^3/G .

Effondrement magnétiquement contrôlé :

(Fiedler & Mouschovias 93, Basu & Mouschovias 94, 95, Ciolek & Mouschovias 96,
Basu & Ciolek 00)

modèle 1D, géométrie de disque

paramètres de contrôles :

fraction d'ionisation typique : 10^{-7}

rapport masse/flux initial (M/Φ) de $0.1 M/\Phi_{\text{crit}}$ (très souscritique)

à M/Φ_{crit} (transcritique)

– Le nuage est initialement soutenu par le champ magnétique (nuage souscritique).

– **Contraction du nuage initialement lente** par diffusion des neutres au travers des lignes de champ magnétique (diffusion ambipolaire).

– Développement d'un **coeur supercritique** ($M/\Phi > M/\Phi_{\text{crit}}$).

– **L'effondrement devient alors dynamique.** Les neutres s'effondrent avec les ions et le champ magnétique.

Basu & Mouschovias 95

$$n_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}, R_0 = 5,76 \text{ pc}$$

$$M/\Phi = 0,1 (M/\Phi)_{\text{crit}}$$



champs de densité et de vitesse

Pour $M/\Phi = 0.1 (M/\Phi)_{\text{crit}}$, la vitesse dans la partie externe est de l'ordre de 0.2 Cs soit 0.04 km/s.

champs de densité et de vitesse

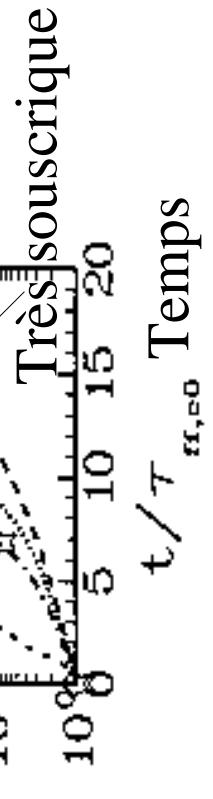
Pour $M/\Phi = 1 (M/\Phi)_{\text{crit}}$, la vitesse dans la partie externe est de l'ordre de 0.5 Cs Soit 0.1 km/s.

Temps d'effondrement

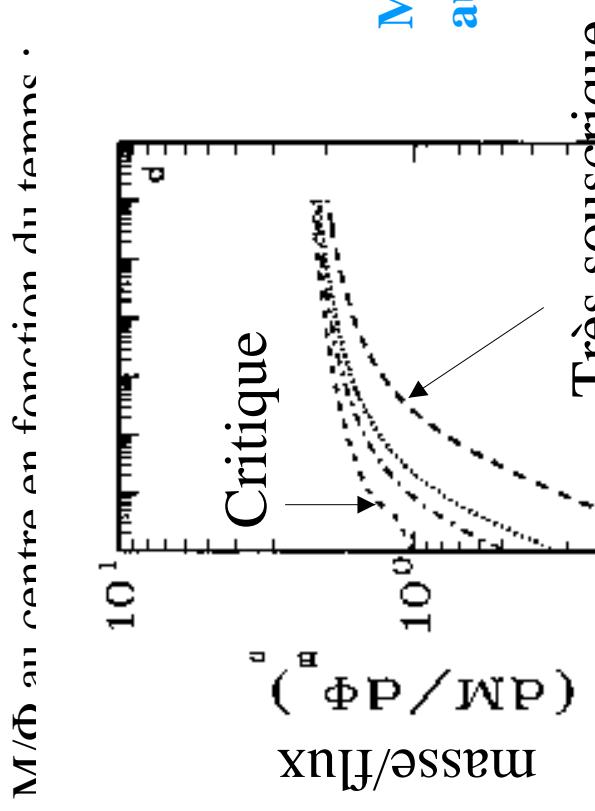
Pour $M/\Phi = 0.1 M/\Phi_{\text{crit}}$,
une étoile se forme après
15 temps de chute libre.

Pour $M/\Phi = M/\Phi_{\text{crit}}$,
une étoile se forme après
3 temps de chute libre.

M/Φ au centre en fonction du temps :



**M/Φ reste inférieur à 2
au cours de l'effondrement.**



$(dM/d\Phi)/\Phi$

$n_{\text{e},c}/n_{\text{e,0}}$ Densité

Basu & Mouschovias 95

Effondrement dynamiquement induit :

(Boss 95, Foster & Boss 96, Vanhala & Cameron 98,
Hennebelle, Whitworth et al. 03,04, Motoyama & Yoshida 03)

Un événement extérieur compresse le cœur initialement stable et induit l'effondrement : collapse outside-in

- un choc de supernovae, un outflow, un vent
- une augmentation de la pression externe
(contraction à grande échelle, augmentation du chauffage, front d'ionisation...)

Conséquences :

vitesse d'effondrement, densité de l'enveloppe, taux d'accrétion plus élevés.
effondrement du cœur plus rapide

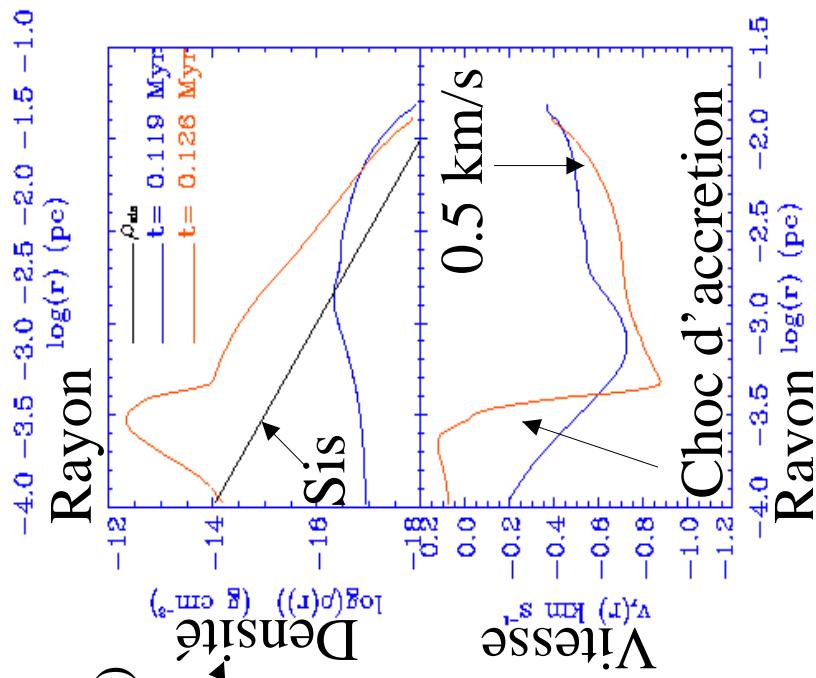
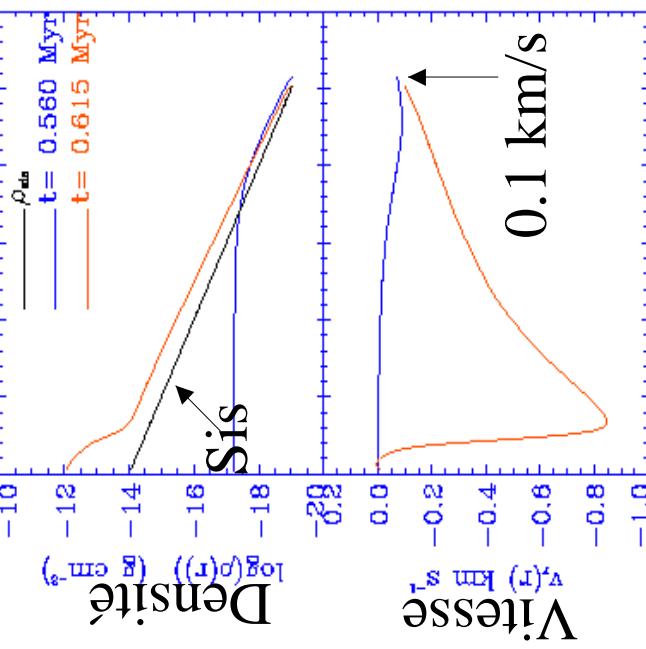
fortement suggéré pour certaines sources.

Ex: Iras4A NGC1333, $V_{\text{in}} = 1 \text{ km/s}$, $\rho = 10 \rho_{\text{sis}}$.

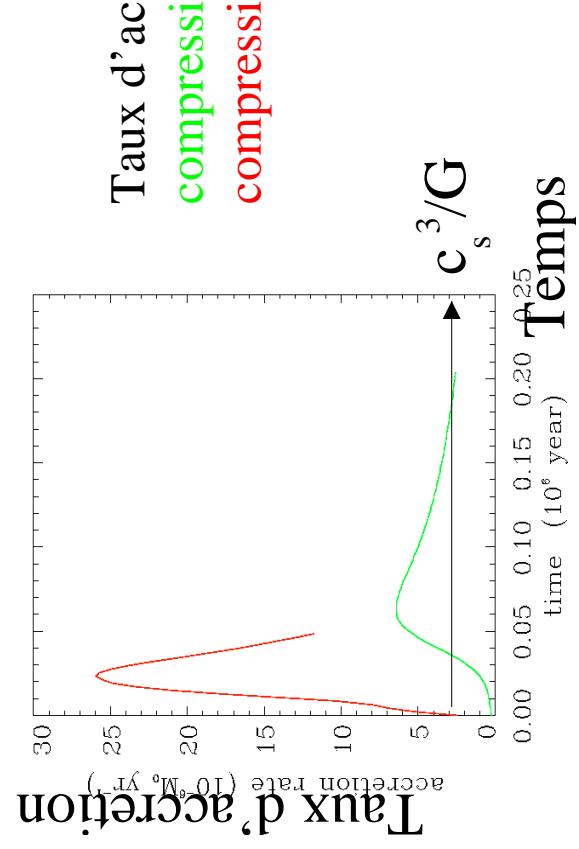
temps de compression / temps de traversée du son :

$$\phi = (P/\dot{P}) / (R/C_s)$$

ϕ grand (3) : identique à l'effondrement d'une sphère critique de Bonnor-Ebert
 $V=0.1 \text{ km/s}, \rho = \rho_{\text{sis}}$



ϕ petit (0.03) : effondrement très dynamique (pression externe environ 10 fois la pression d'équilibre)
 $V=0.5 \text{ km/s}, \rho = 10 \rho_{\text{sis}}$.



Taux d'accrétion pour une **compression lente** et une **compression rapide**

Conclusion :

Les solutions autosimilaires semi-analytiques permettent de comprendre la physique du problème et de tester les codes mais **ne sont pas quantitatives**.

Les différents modèles font des prédictions très spécifiques observationnellement testables :

Effondrement magnétiquement contrôlé

forme du cœur : aplati
champ magnétique : fort et le long du petit axe
vitesse d'effondrement : sous-sonique (sous-critique) à trans-sonique (critique)

Effondrement hydrodynamique

vitesse d'effondrement : trans-sonique à supersonique (si forcé)
densité : proche de sphère de Bonnor-Ebert à plusieurs fois la SIS (si forcé)

prochaine séance :

Formation du disque et fragmentation en systèmes multiples

Formation du disque et fragmentation en systèmes multiples

1) Fin de la phase isotherme : formation de l'étoile

- Equation d'état, premier et second coeurs de Larson

2) Effet de la rotation au cours de l'effondrement

- Appattement des parties internes du cœur
- Barrière centrifuge
- Formation du disque
- Evolution du disque

3) Fragmentation : obtention de systèmes multiples

- Premières idées
- Mécanismes de fragmentation, simulations et critère semi-analytique
- Echelle de fragmentation et problème des binaires proches
- Perspectives : champ magnétique, transfert de rayonnement

1) Fin de la phase isotherme :

formation de l'étoile

Equation d'état. Premier et second coeurs de Larson :

(Larson 69, Tohline 82)

$-\rho < 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$: phase isotherme

$-10^{-13} \text{ g cm}^{-3} < \rho < 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$:

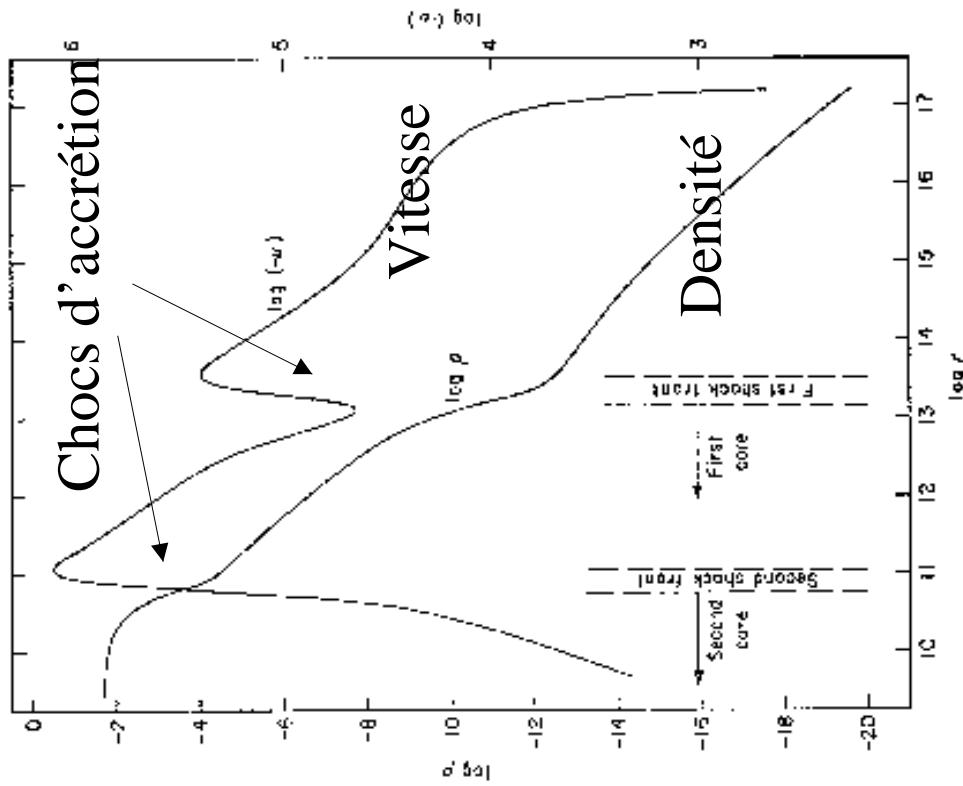
phase adiabatique les poussières sont opaques à leur rayonnement et le gaz est presque adiabatique, $\gamma = 5/3$. L'effondrement est stoppé, formation du premier cœur de Larson

$-10^{-8} \text{ g cm}^{-3} < \rho < 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$:

dissociation de l'hydrogène moléculaire, $\gamma = 1.1$. Le support thermique n'est pas assez fort et l'effondrement reprend.

$-\rho > 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$: formation de l'étoile,

le gaz redevient adiabatique. Second cœur de Larson.

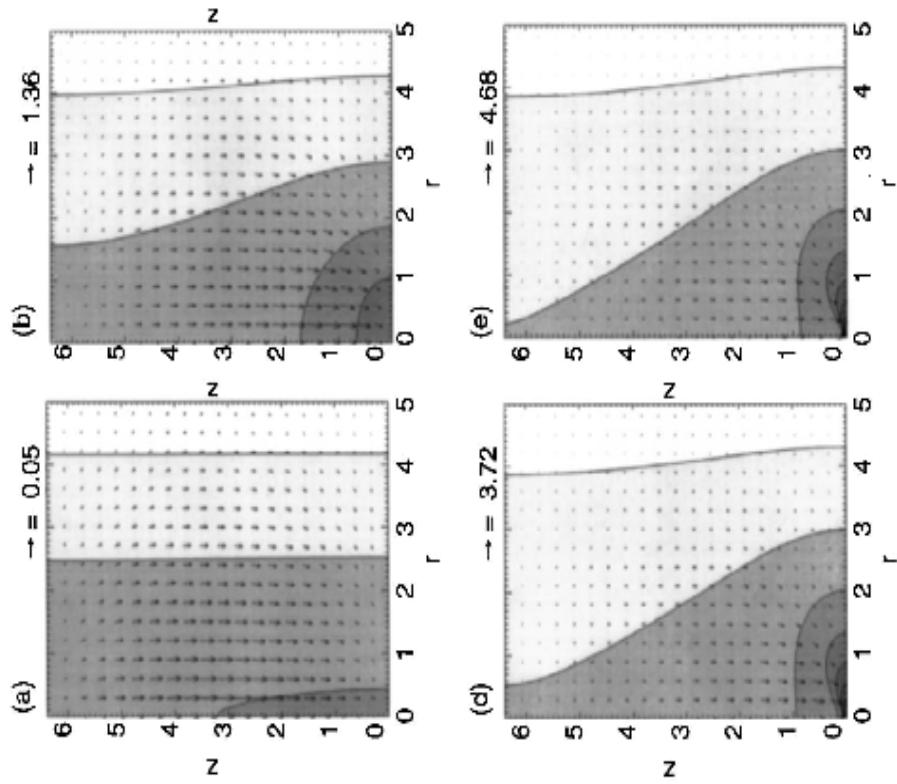


2) Effet de la rotation au cours de l'effondrement

(Larson 72, Black & Bodenheimer 76, Norman et al. 80, Matsumoto et al. 97)

Aplatissement des parties internes du cœur :

Force centrifuge radiale
Effondrement plus rapide le long de l'axe
de rotation : aplatissement.



Cependant pour les valeurs « standards »
observées l'effet de la rotation n'est
pas très important dans les premières phases
de l'effondrement.

Effondrement d'un filament en rotation
Matsumoto et al. 97

Barrière centrifuge :

Conservation du moment cinétique :

$$\dot{j} = R(t)^2 \omega(t) = R_0^2 \omega_0$$

Energie de rotation / énergie gravitationnelle : $(R\omega)^2/(MG/R) = (R_0\omega_0)^2/(MGR)$

Lorsque le cœur poursuit sa contraction (R diminue),
le support dû à la rotation devient dominant. L'effondrement est stoppé.

Formation d'un disque (ou éventuellement un anneau si la rotation est élevée
ex : Larson 72, Black & Bodenheimer 76)

- Approximativement à l'équilibre.
- Support assuré par la pression thermique le long de l'axe de rotation et par la force centrifuge perpendiculairement.
- Bordé par un choc d'accrétion.

Rayon centrifuge : $v^2/R = j^2/R^3 = GM_{eff}/R^2 \Rightarrow R_d = j^2/(GM_{eff})$

$R_d < 200 AU$
Pour des coeurs « standards » :

Formation du disque :

(Ulrich 76, Cassen & Moosman 81, Terebey et al. 84, Stahler et al. 94, Saigo & Hanawa 98, Basu 98)

Rayon centrifuge :

$$R_d = j^2 / (GM_{eff})$$

La croissance du disque centrifuge est lié à la distribution de moment cinétique $j(m)$ dans la condensation pré-stellaire initiale. $j(m)$ est conservé durant la phase d'effondrement dynamique.

Hypothèse SIS en rotation solide (Terebey et al. 84, Stahler et al. 94) :

$$\text{A } t=0 : \quad m \propto r, \quad j = \omega r^2 \propto r^2 \Rightarrow j \propto m^2 \Rightarrow R_d \propto m^3 = (\dot{M}t)^{3/2}$$

Hypothèse effondrement dynamique mais magnétiquement contrôlé (Basu 98) :

$$\text{A } t=0 : \quad m \propto r, \quad j \propto r \Rightarrow j \propto m \Rightarrow R_d \propto m$$

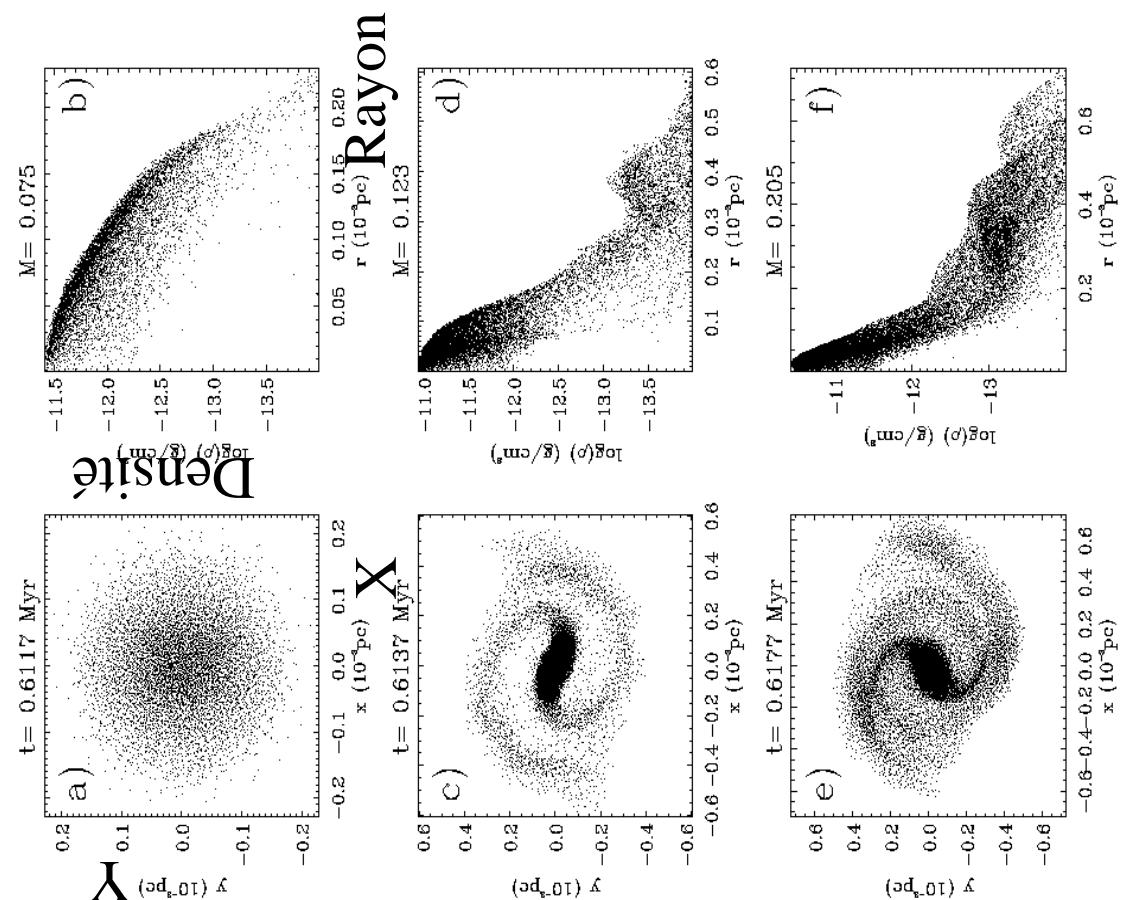
Hypothèse effondrement hydrodynamique d'un nuage sphérique de densité constante en rotation uniforme :

$$\text{Au début de l'effondrement :} \quad m \propto r^3, \quad j \propto r^2 \Rightarrow j \propto m^{2/3} \Rightarrow R_d \propto m^{1/3}$$

Evolution du disque :

Le support centrifuge stoppe l'accrétion sur l'étoile d'où nécessité de transporter le moment cinétique vers l'extérieur.

200 AU



Disque non-autogravitant (peu massif) :
transport par turbulence générée par
l'instabilité magnéto-rotationnelle
(Balbus & Hawley 91, 98)

Disque autogravitant :
–développement d'ondes spirales
et transport du moment cinétique
par le couple gravitationnel
(Larson 84, Laughlin et al. 96).

–éventuellement fragmentation en
plusieurs objets (évolution complexe)

Rôle du champs magnétique à préciser

3) Fragmentation :

Obtention de systèmes multiples

(Bodenheimer et al. 2000)

Une grande fraction des étoiles sont binaires (ou multiples).

Par quel mécanisme expliquer cela ?

Premières idées :

Fragmentation par fission d'un objet en rotation ? (Tassoul 78, Durisen et al. 86)

Ne fonctionne pas car : les modes spiraux redistribuent efficacement le moment angulaire grâce au couple gravitationnel.

Capture ? (Tassoul 78, Boss 88, Clarke & Pringle 91)

Implique un troisième objet et en pratique ne semble pas assez efficace.

Mécanismes de fragmentation :

-fragmentation induite par une collision ou par un choc

(Pringle 89, Chapman et al. 92, Turner et al. 95)

2 masses de Jeans évoluent indépendamment et donnent lieu à la formation d'objets multiples liés (collision de 2 nuages)

-effondrement d'un cœur en rotation

avec une perturbation m=2 :

« modèle standard » : nuage de densité uniforme en rotation uniforme défini initialement par 2 paramètres

—énergie thermique / énergie gravitationnelle,

—énergie de rotation / énergie gravitationnelle,

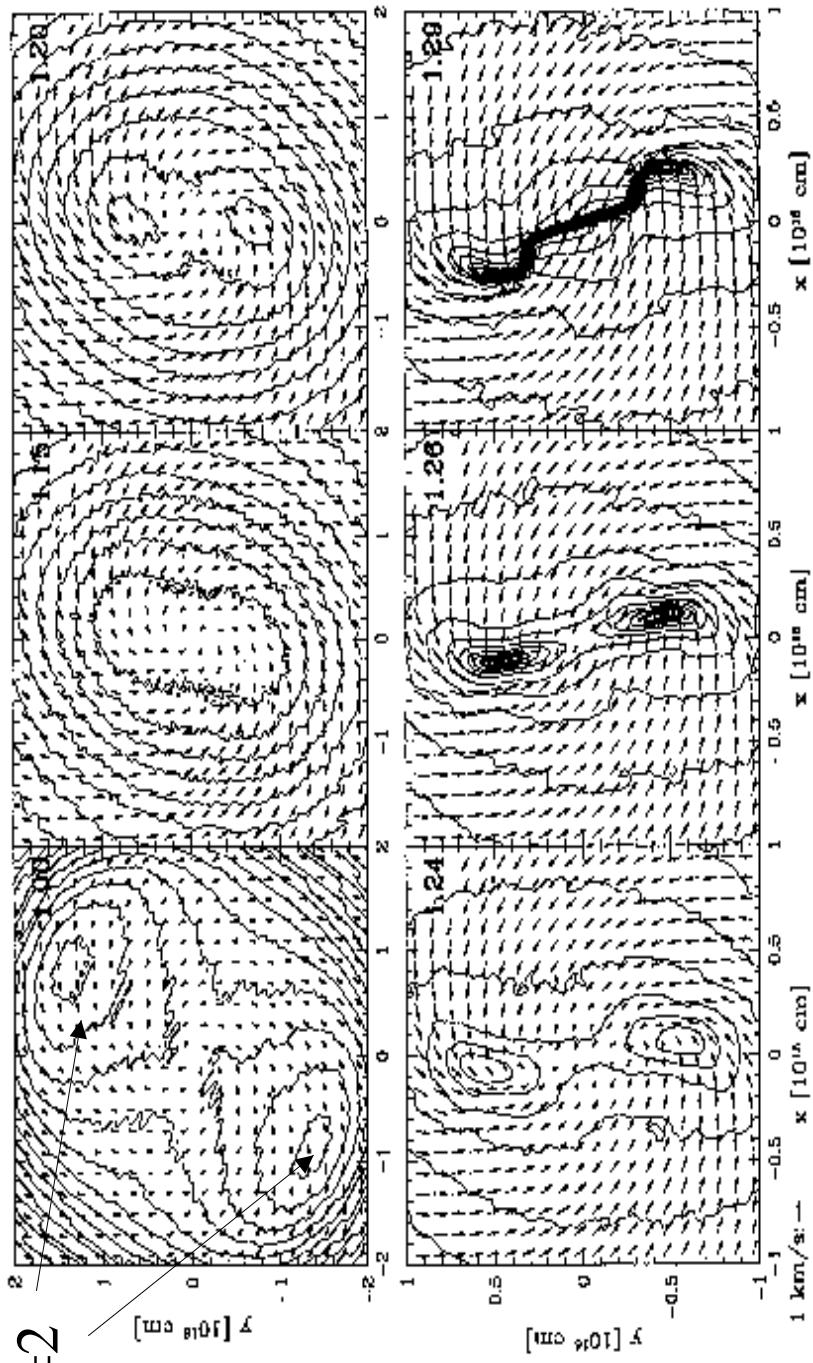
$$\alpha = 5R_0 P_0^2 / (2GM\rho_0)$$

$$\beta = R_0^3 \omega_0^2 / (3GM)$$

(Boss & Bodenheimer 79, Miyama et al. 84, Burkert & Bodenheimer 93,
Bate & Burkert 97, Truelove et al. 98, Cha & Whitworth 03)

~ 1000 AU

Perturbation m=2



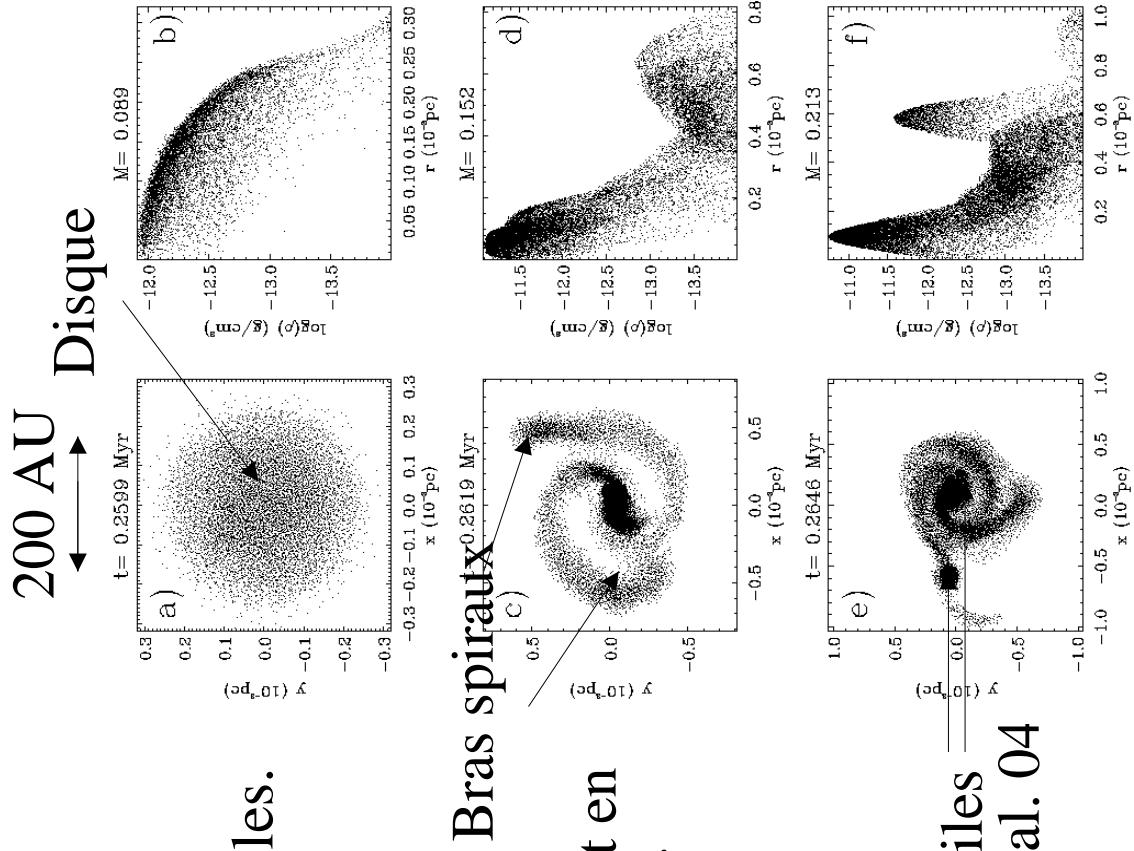
$\alpha=0.25$, $\beta=0.2$, amplitude
de la perturbation 50%,
formation d'une binaire

Bate & Burkert 97

sans perturbation m=2 :

Formation d'un disque de grand β (rot/grav) et brisure spontanée de symétrie.
L'interaction entre les bras spiraux et le gaz accréte conduit à la formation de plusieurs objets.

(Bonnell 94, Whitworth et al. 95, Burkert et al. 97,
Boss 99, Matsumoto & Hanawa 03,
Hennebelle et al. 04)



Plusieurs modes de fragmentation sont possibles.
Fragmentation de type satellite, de type barre,
anneaux.

Pour $\beta > 1-2\%$ plusieurs fragments se forment en bon accord avec les observations car la valeur moyenne du β observé est justement 2% (Goodman et al. 93) et le taux de binaires est de 50% (Duquenoy & Mayor 91).

Étoiles
Hennebelle et al. 04

Critère semi-analytique pour la fragmentation :

(Tohline 81, Miyama 92, Tsuribe & Inutsuka 99)

disque : z_d hauteur, r_d rayon, m_d masse, σ_d densité surfacique, ω_d vitesse de rotation

équation d'état :

$$P = K \rho^\gamma$$

équilibre axial, support centrifuge :

$$z_d \sim P / (\pi G \sigma \rho)$$

équilibre radial, support centrifuge :

$$Gm_d/r_d^2 \sim r_d \omega_d^2$$

conservation du moment angulaire :

$$r_d^2 \omega_d \propto R_0^2 \omega_0 m/M_0$$

relation de dispersion dans un disque autogravitant :

$$\omega_s^2 = c_s^2 k_s^2 - 2\pi G \sigma k + k^2$$

=> **critère de « fragmentation » :** $\alpha \beta^{4-3\gamma} = cst(\gamma)$, ex : cst=0,15 si $\gamma=1$
 $(\alpha : E_{\text{therm}} / E_{\text{grav}}, \beta : E_{\text{rot}} / E_{\text{grav}})$

Ce critère donne une « tendance » mais reste peu précis.
Il n'existe pas à l'heure actuelle de critère rigoureux de la fragmentation.

Echelle de fragmentation et problème des binaires proches :

La fragmentation (par les mécanismes connus) a lieu avant ou juste au début de la phase adiabatique car durant cette phase la masse de Jeans croît avec la densité

Pour $T=10K$ et $\rho = 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ la longueur de Jeans est environ 10 AU

Or des binaires sont observées à des distances beaucoup plus petites que cela.

Fragmentation lors de l'effondrement du premier cœur de Larson

([Boss 89](#), [Bate & Bonnell 94](#), [Bate 98](#)) :

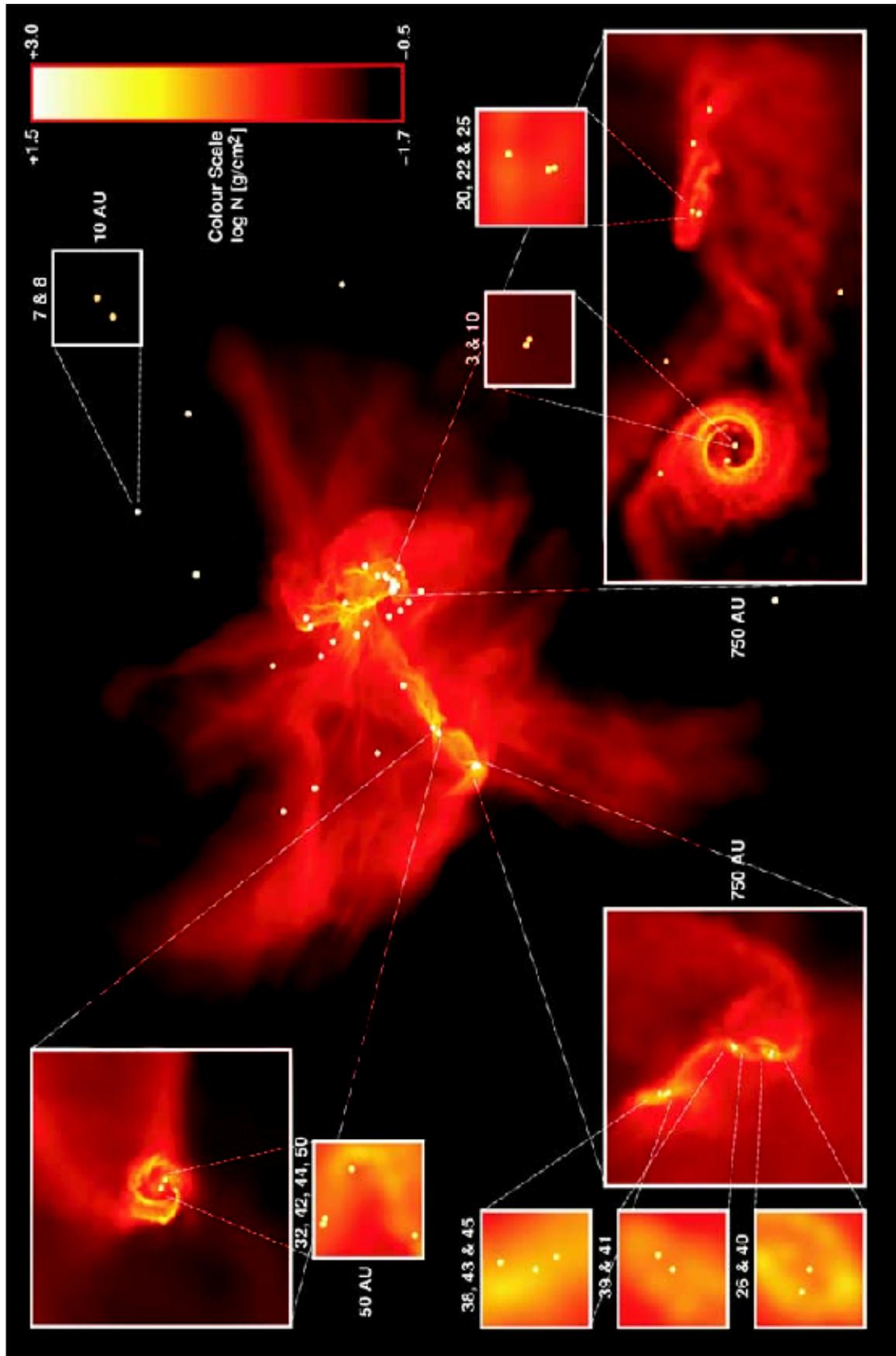
selon les calculs :

- donne des binaires proches mais les objets formés ont une masse très faible
- ne fragmente pas

« durcissement » des binaires formées

([Bate et al. 02,03](#), [Goodwin et al. 04](#)) :

- interaction de la binaire avec le disque circuminaire ([Pringle 91](#))
- interaction avec un 3ième objets, éjection d'un objet peu massif ([Tokovinin 97,00](#))



Effondrement d'un nuage de 50 Msol supporté initialement par la turbulence
technique SPH, 3.5×10^6 particules ont été utilisées (95000 heures CPU)
Calcul hydrodynamique.

Perspectives effets du champ magnétique et du transfert de rayonnement :

champ magnétique :

Hosking & Whitworth 2004

calculs 3D (SPH magnétique) : pas de fragmentation dans les conditions standards correspondant à l'effondrement par diffusion ambipolaire

Nakamura & Li 2002

calculs 2D : trouve de la fragmentation

Transfert de rayonnement :

Boss et al. 2000

calculs 3D : résultats extrêmement sensibles à l'hypothèse faite pour le gaz adiabatique.

Dans le cas présenté par Boss et al.
avec indice polytropique : pas de fragmentation
avec le transfert de rayonnement : fragmentation

Conclusion :

La distribution du moment angulaire dans le nuage détermine la croissance du disque.

Le rôle du champ magnétique dans la croissance du disque et pour son évolution reste à préciser.

=> **impossibilité à l'heure actuelle de suivre le disque depuis sa formation jusqu'aux phases évoluées.**

Si la rotation du nuage initiale est suffisamment forte, le disque qui se forme peut se fragmenter ($\beta \sim 1-2\%$).

Le problème des binaires proches suggère qu'un petit nombre d'étoiles se forment simultanément et interagissent fortement avec le disque.

Le rôle du champ magnétique et celui du transfert de rayonnement dans le processus de fragmentation restent à préciser.