



# Leçon N. 7 - 3 décembre 2025

Alessandro  
**MORBIDELLI**

Chaire  
Formation planétaire: de la Terre aux exoplanètes

*La dynamique des poussières et la formation des  
planétésimaux: théorie vs. observations*



## Friction et nombre de Stokes

Une particule de poussière qui se déplace dans un gaz subit une accélération (friction):

$$\vec{a}_{fric} = -\frac{1}{t_f} (\vec{v} - \vec{u})$$

où  $\vec{v}$  est la vitesse de la particule et  $\vec{u}$  celle du gaz,  $\vec{a}_{fric}$  son accélération.  
Le coefficient  $t_f$  est appelé *temps de friction*.

Ils existent deux régimes:

- Epstein – la particule, de rayon  $R$ , est plus petite que le libre parcours moyen des molécules du gaz

$$t_f = \frac{\rho_{\bullet} R}{\rho_g c_s}$$

- Stokes – l'inverse

$$t_f = \frac{4\rho_{\bullet} R^2}{9\rho_g c_s \lambda} \quad (\lambda: \text{libre parcours moyen des molécules du gaz})$$



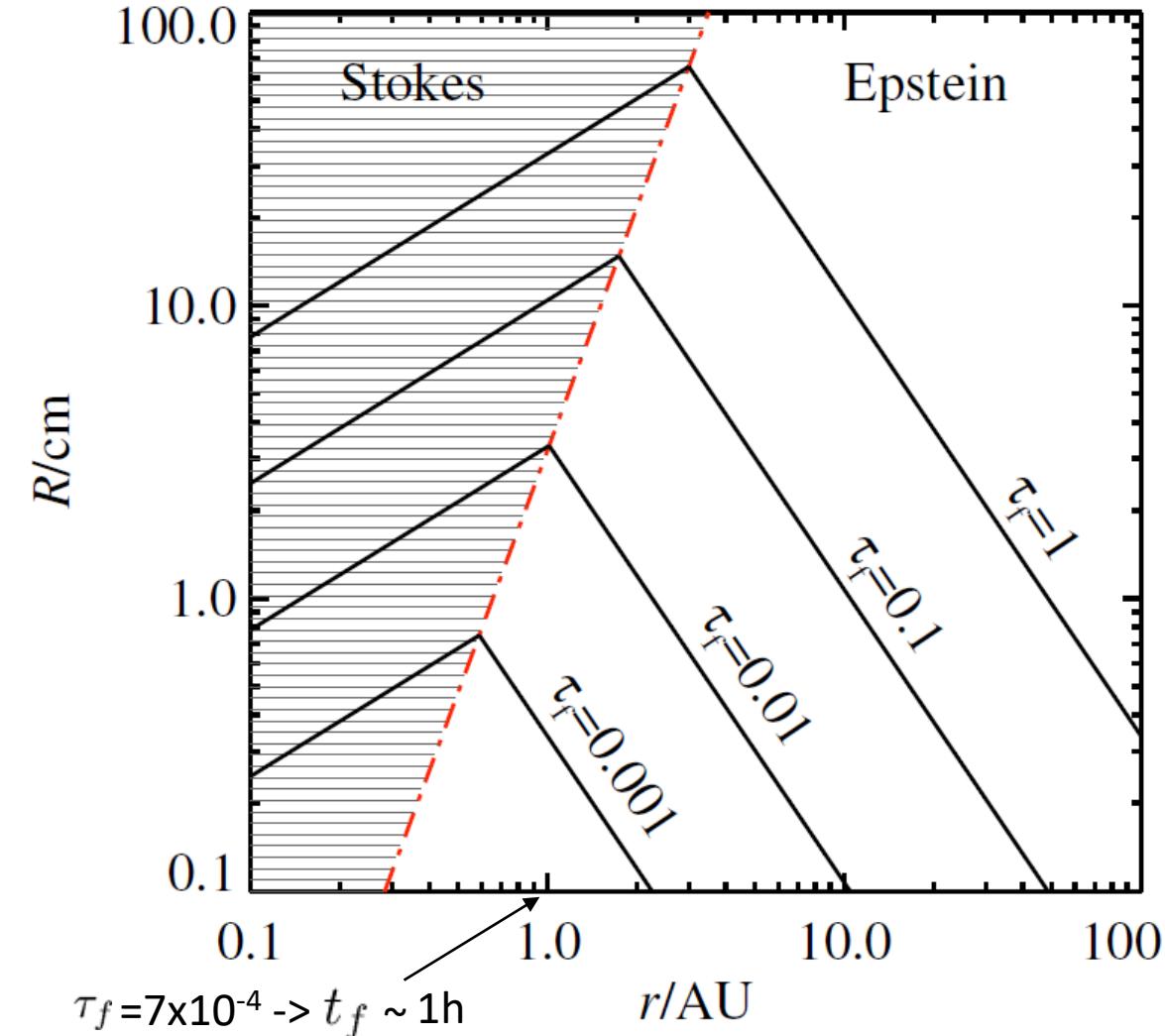
## Friction et nombre de Stokes

Pour avoir des quantités adimensionnelles il est souhaitable introduire le nombre de Stokes:

$$\tau_f = t_f \Omega$$

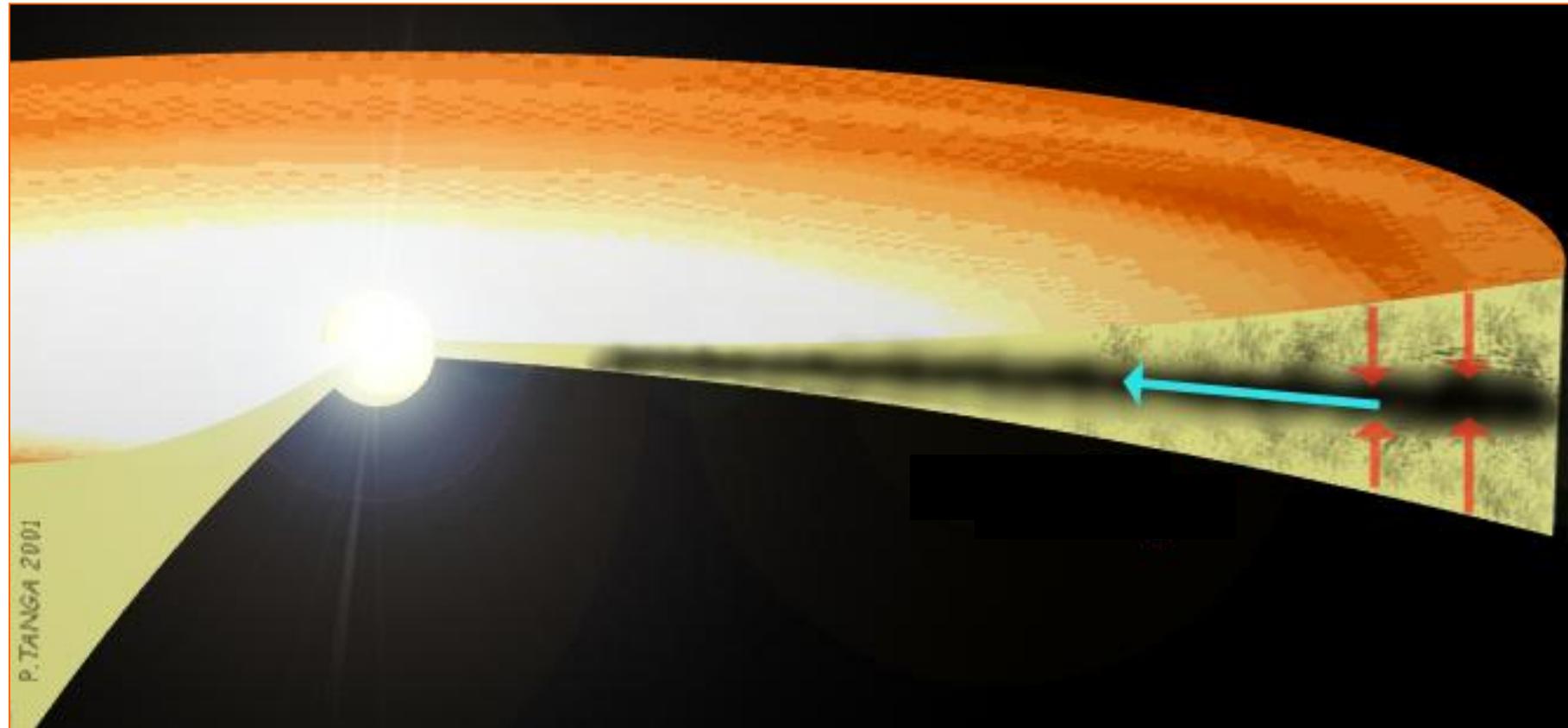
$$t_f = \tau_f P / (2\pi)$$

Valeur de  $\tau_f$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et la taille de la particule  $R$ , pour un disque dont la densité de surface  $\Sigma$  est:  
 $\Sigma = 1700 \text{ g/cm}^2 \cdot 1/r^{3/2}$   
Lambrechts et Johansen, 2012



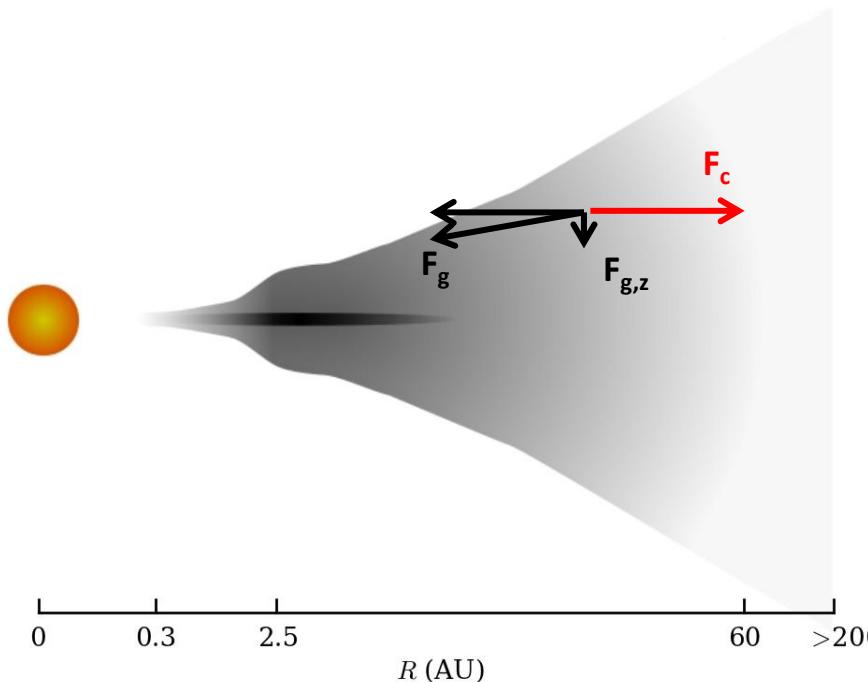


# Sédimentation et dérive radiale des poussières





## Sédimentation vers le plan médian



$$a_{g,z} = -\frac{GM_*}{r^3}z = -\Omega^2 z$$

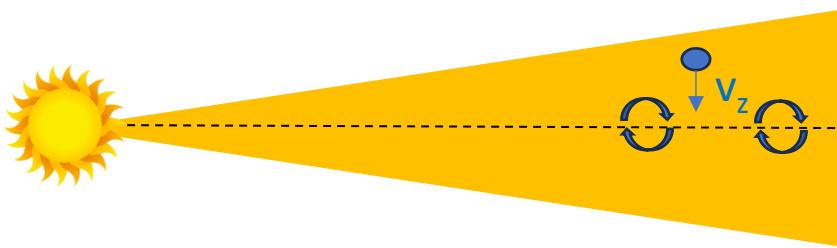
$$a_{fric} = -\frac{1}{t_f}v_z = -\frac{\Omega}{\tau_f}v_z$$

La particule accélère en chutant vers le plan médian jusqu'à quand les accélérations s'équilibrent:  $\vec{a}_{g,z} = -a_{fric}$

On a alors:  $v_z = -\Omega z \tau_f$  (vitesse terminale de sédimentation)  
[A noter la dépendance en  $z$ : il faudrait un temps infini pour atteindre le plan médian!]



## Sédimentation vers le plan médian



Les particules ne peuvent pas sédimeriter indéfiniment vers le plan médian car la diffusion turbulente cherche à les redisperser verticalement.

La distribution verticale  $\rho_p(z)$  répond à l'équation:  $\rho_p v_z = D \frac{d\rho_p}{dz}$  où  $D \equiv \nu$  est le coefficient de diffusion

En rappelant  $v_z = -\Omega z \tau_f$  et en adoptant la prescription  $\alpha$  pour la viscosité du disque:  $\nu = \alpha H^2 \Omega$

l'équation devient:  $-\frac{\tau_f}{\alpha H^2} z = \frac{1}{\rho_p} \frac{d\rho_p}{dz}$

la solution est:  $\rho_p(z) = \rho_p(0) \exp \left[ -\frac{z^2}{2H_p^2} \right]$

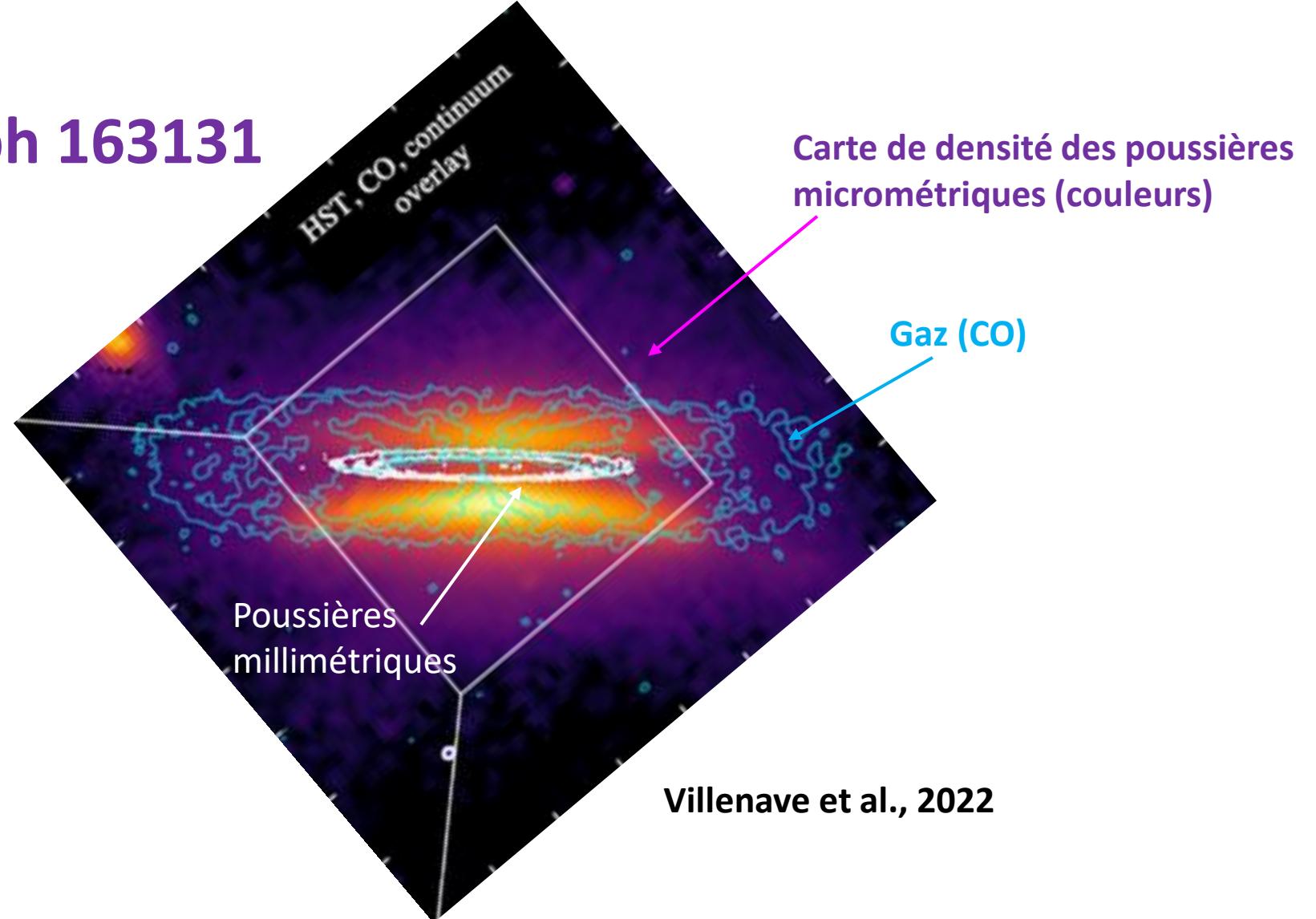
avec:  $H_p = H \sqrt{\frac{\alpha}{\tau_f}}$

Plus les particules sont grandes ( $\tau_f$  grand), plus elles se concentrent autour du plan médian



## Sédimentation vers le plan médian

### Oph 163131

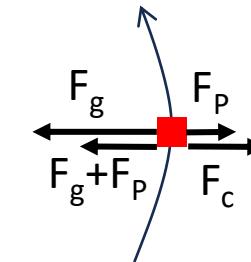


La mesure de la sédimentation permet de mesurer  $\frac{\alpha}{\tau_f}$

Une estimation de  $\tau_f$  permet d'estimer  $\frac{\alpha}{\tau_f} \sim 10^{-5}$ . Suggère donc la faible viscosité des disques



## La dérive radiale



La vitesse orbitale du gaz est donc:  $u_\theta = r\Omega = v_K(1 - \eta)$  où  $\eta = -\frac{1}{2} \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{d \log P}{d \log r}$

$P = H^2 \Omega_K^2 \rho \sim 1/r \rho$  est typiquement une fonction décroissante de  $r$

**Donc  $\eta$  est généralement positif. Le disque est en rotation sous-Keplerienne**

Ceci induit une dérive radiale des particules avec une vitesse  $v_r = -2 \frac{\tau_f}{\tau_f^2 + 1} \eta v_K$



## La dérive radiale

En général, le gaz a aussi un mouvement radial  $u_r$

La formule complète pour la dérive radiale d'une poussière est donc:

$$v_r = -2 \frac{\tau_f}{\tau_f^2 + 1} \eta v_K + \frac{u_r}{\tau_f^2 + 1}$$

Chiang et Youdin, AREPS, 2010

Armitage: Physical processes in protoplanetary disks, 2015

Les petites particules avec  $\tau_f \rightarrow 0$  suivent le mouvement radial du gaz

Les plus grandes particules se déplacent radialement dans la direction opposée au gradient de pression



## Evolution radiale des particules

$$v_r = -2 \frac{\tau_f}{\tau_f^2 + 1} \eta v_K + \frac{u_r}{\tau_f^2 + 1} > 0$$

Si  $\tau_f$  est suffisamment petit

Quand le disque est jeune et encore en train de se former, il peut être en expansion radiale. Les particules peuvent alors être entraînées vers l'extérieur.  
C'est le cas des CAI (leçons N. 2 et N. 6)



## Evolution radiale des particules

$$v_r = \frac{-2 \frac{\tau_f}{\tau_f^2 + 1} \eta v_K}{>0} + \frac{u_r}{<0}$$

Si  $\tau_f$  est suffisamment petit

Quand le disque est jeune et encore en train de se former, il peut être en expansion radiale. Les particules peuvent alors être entraînées vers l'extérieur.  
C'est le cas des CAI (leçons N. 2 et N. 6)

Le disque finit par devenir un disque d'accrétion, avec  $u_r < 0$

Les particules sont alors entraînées vers l'étoile

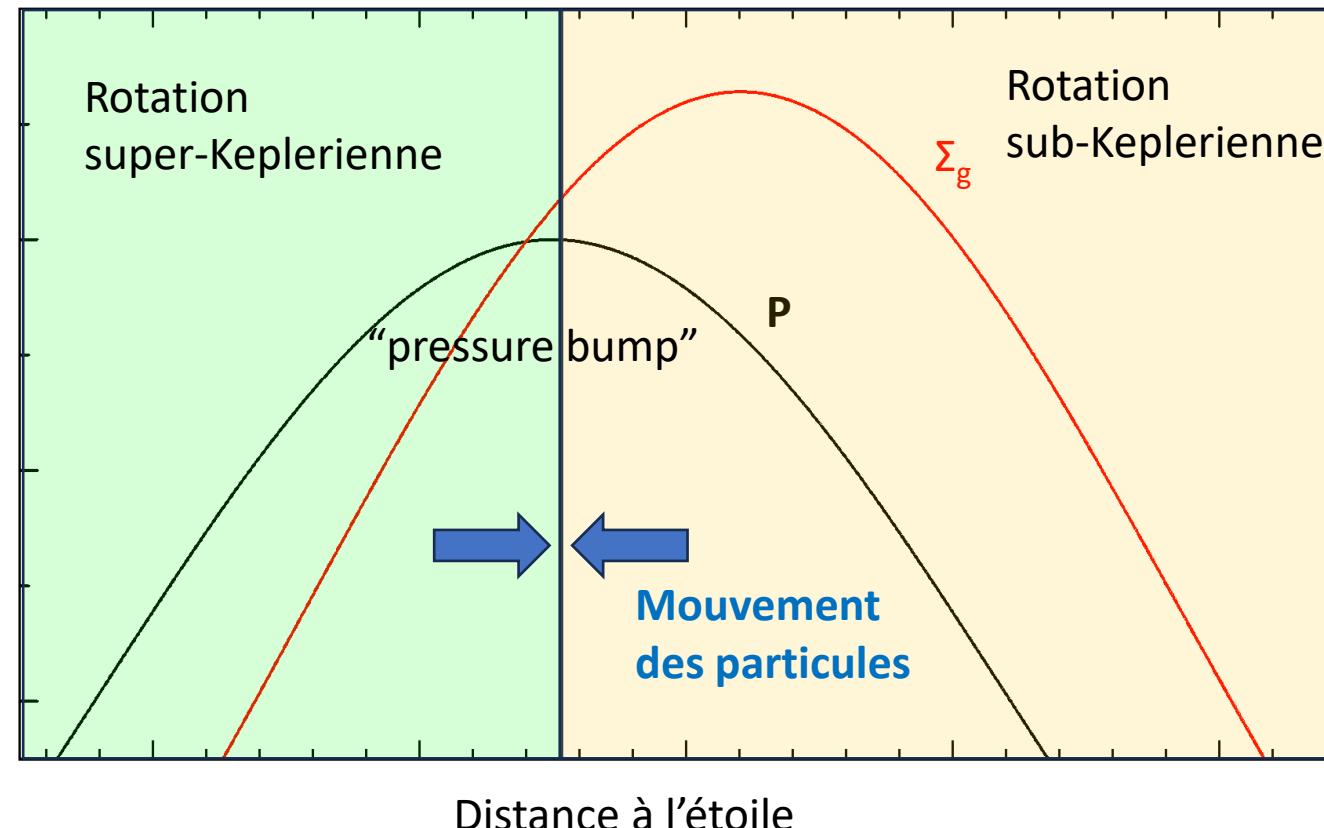
Sauf si  $\tau_f$  est non négligeable et dans les régions spécifiques où  $\eta < 0$



## Barrières à la dérive des particules

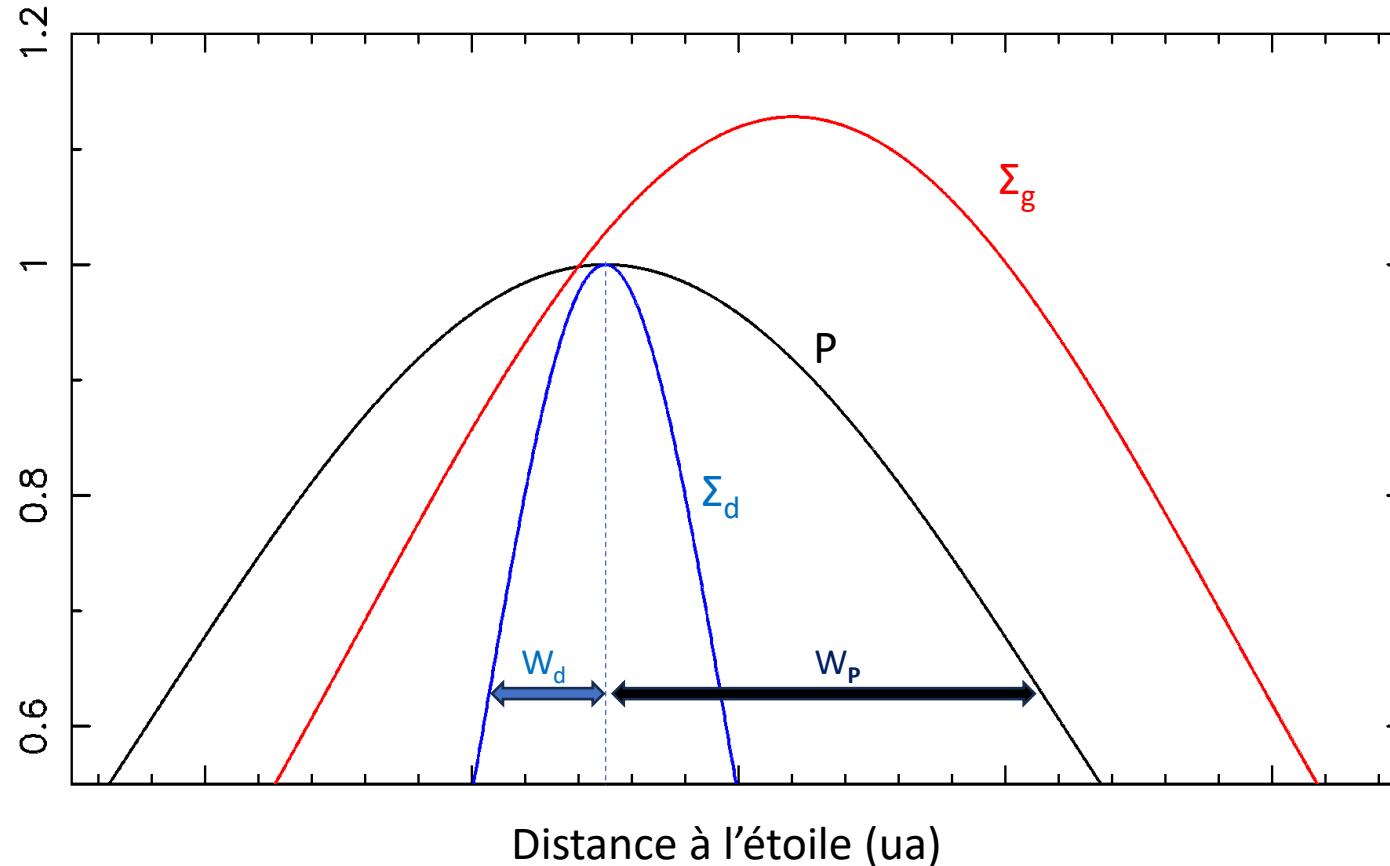
On veut  $\eta = -\frac{1}{2} \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{d \log P}{d \log r} < 0$ , i.e. un gradient positif de la pression

$$P = (H\Omega)^2 \rho \approx \rho/r \approx \Sigma_g/r^2$$





## Barrières à la dérive des particules



La poussière se concentre  
autour du maximum de  
pression avec une  
distribution Gaussienne due  
à la diffusion turbulente.

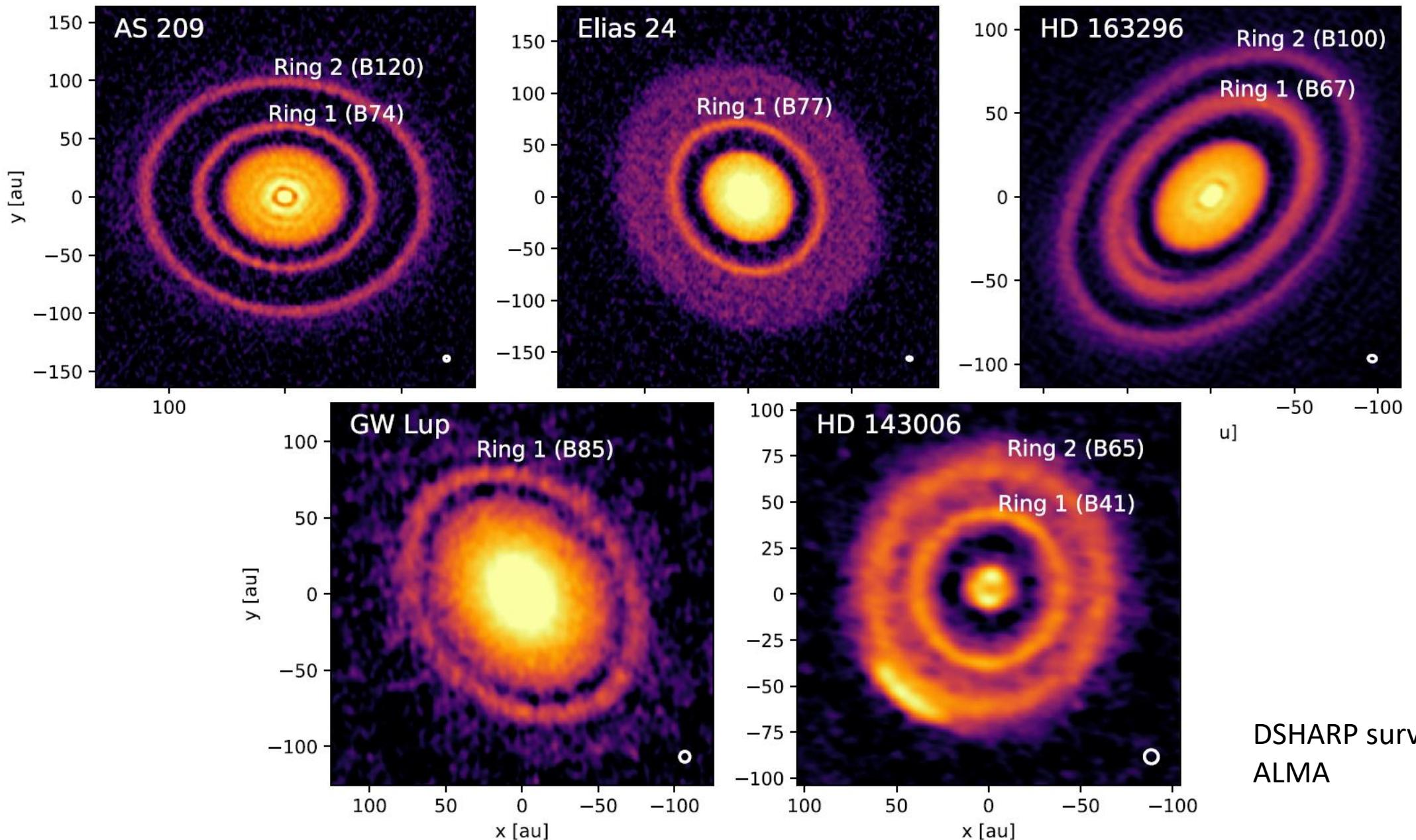
Elle ne dérive pas vers  
l'étoile

$$W_d = W_p \sqrt{\frac{\alpha}{\tau_f}}$$

(Dullemond et al., 2018)



## Barrières à la dérive des particules





## Largeur des anneaux de poussières

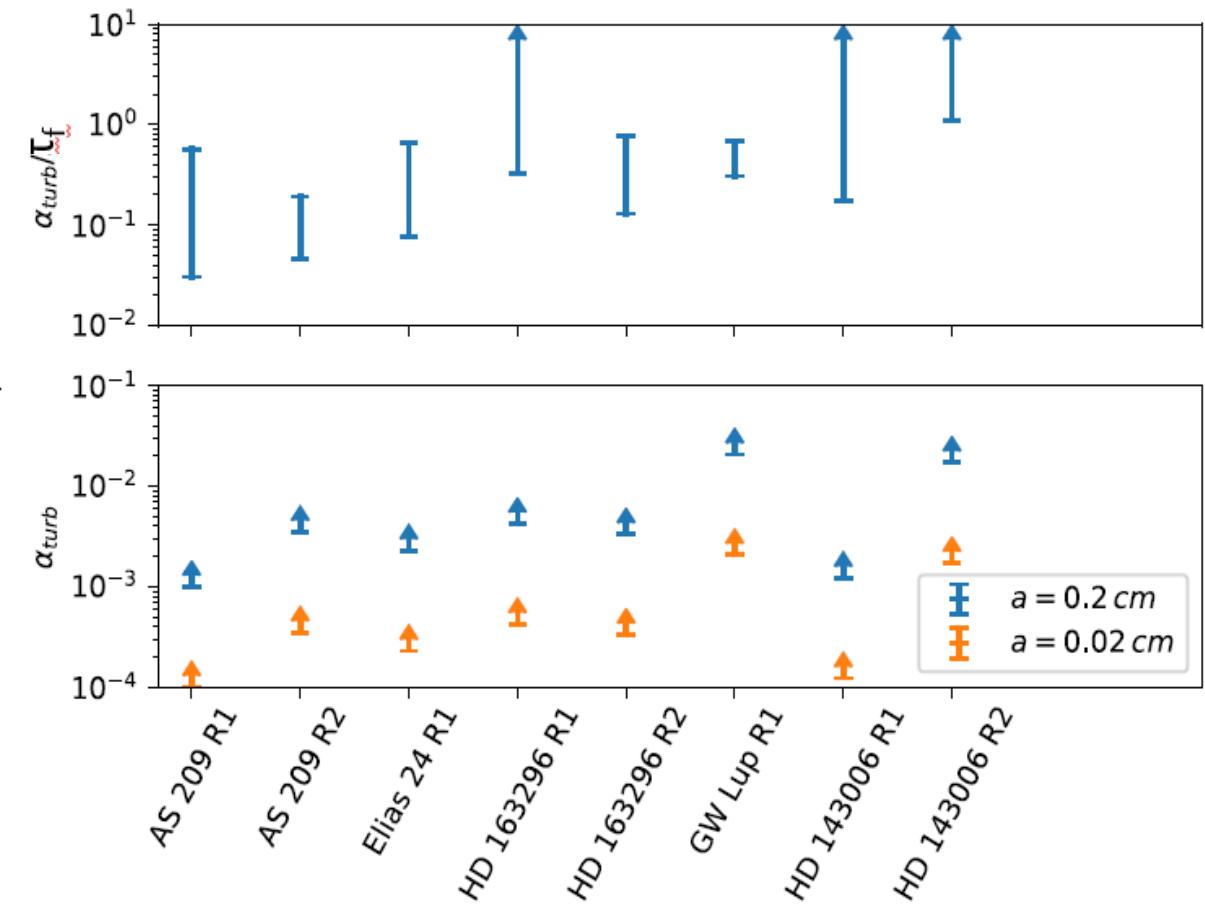
$$W_d = W_p \sqrt{\frac{\alpha}{\tau_f}}$$

En principe, en mesurant  $W_d$  et  $W_p$  on peut déduire  $\alpha/\tau_f$ , mais le gaz est difficilement observable

En supposant que  $W_p$  est aussi large que possible (moitié de la distance entre-anneaux),  
Dullemond et al. (2018) obtiennent



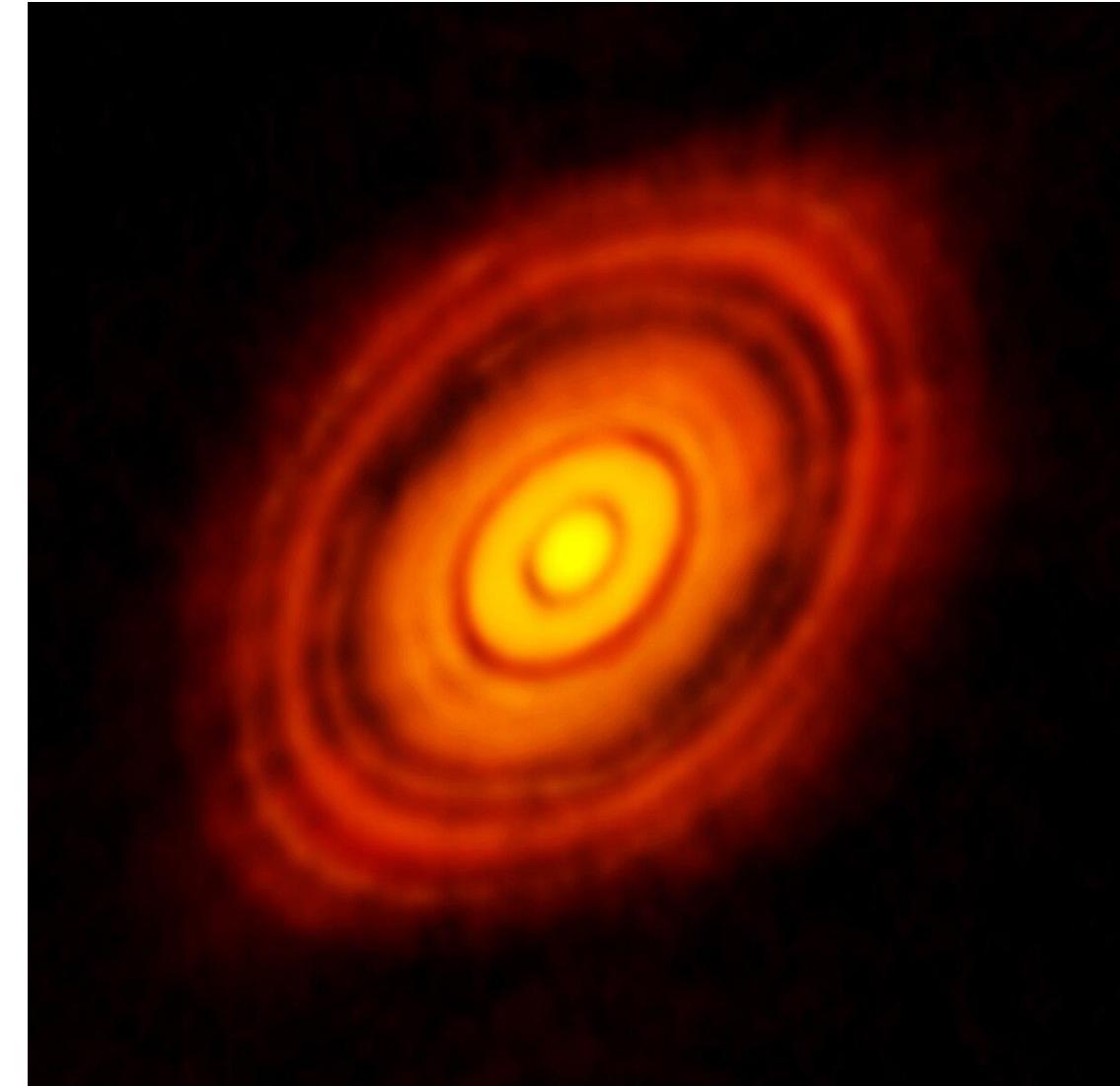
Ce résultat, comparé à celui sur la sédimentation verticale, suggère que la diffusion turbulente radiale est plus forte que celle verticale.





## Barrières à la dérive des particules

La formation des corps parents des chondrites, 2-4Ma après les CAIs, ainsi que la préservation de la dichotomie isotopique sur cette échelle de temps, impliquent que des barrières à la dérive des particules devaient exister aussi dans le disque protosolaire





## Formation de maxima de pression

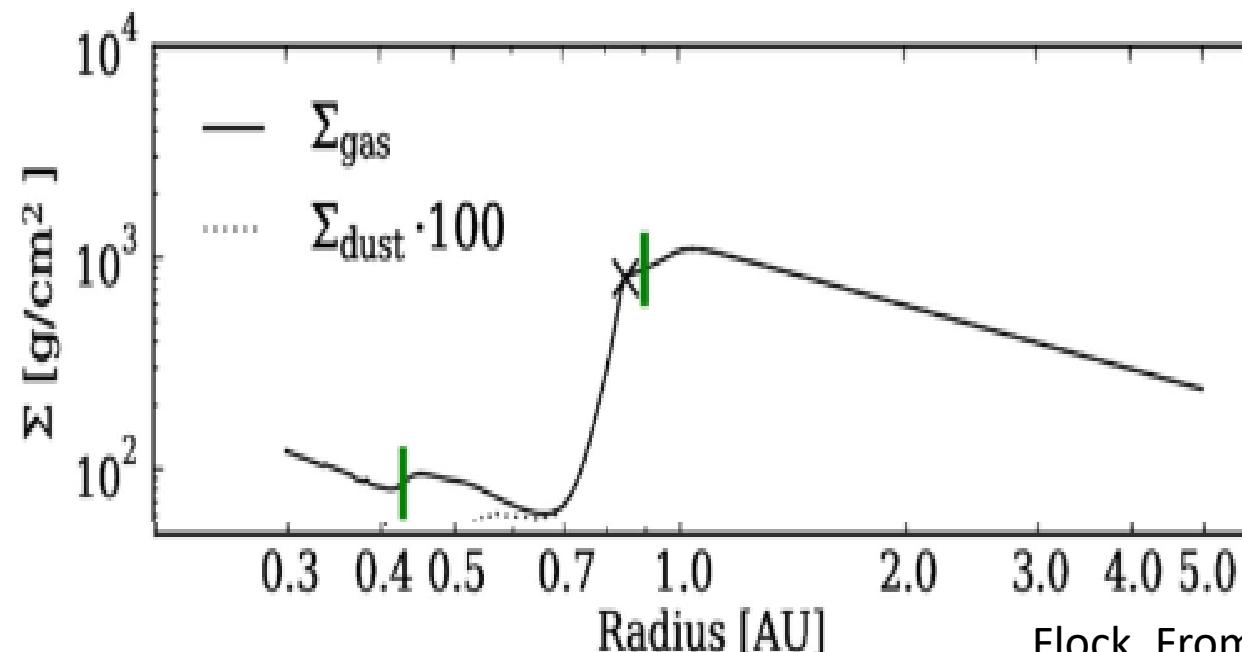
$\Sigma(r)$ ,  $\rho(r)$  ont un gradient fortement positif:

- 1) Près du bord interne du disque, là où le disque devient chaud et ionisé, et donc turbulent et visqueux.

$$u_r = -\frac{3}{2} \frac{v}{r}$$

le flux radial de masse est  $\frac{dM}{dt}(r) = 2\pi r \Sigma_g u_r$

par conservation du flux de masse, si  $u_r$  augmente,  $\Sigma_g$  diminue

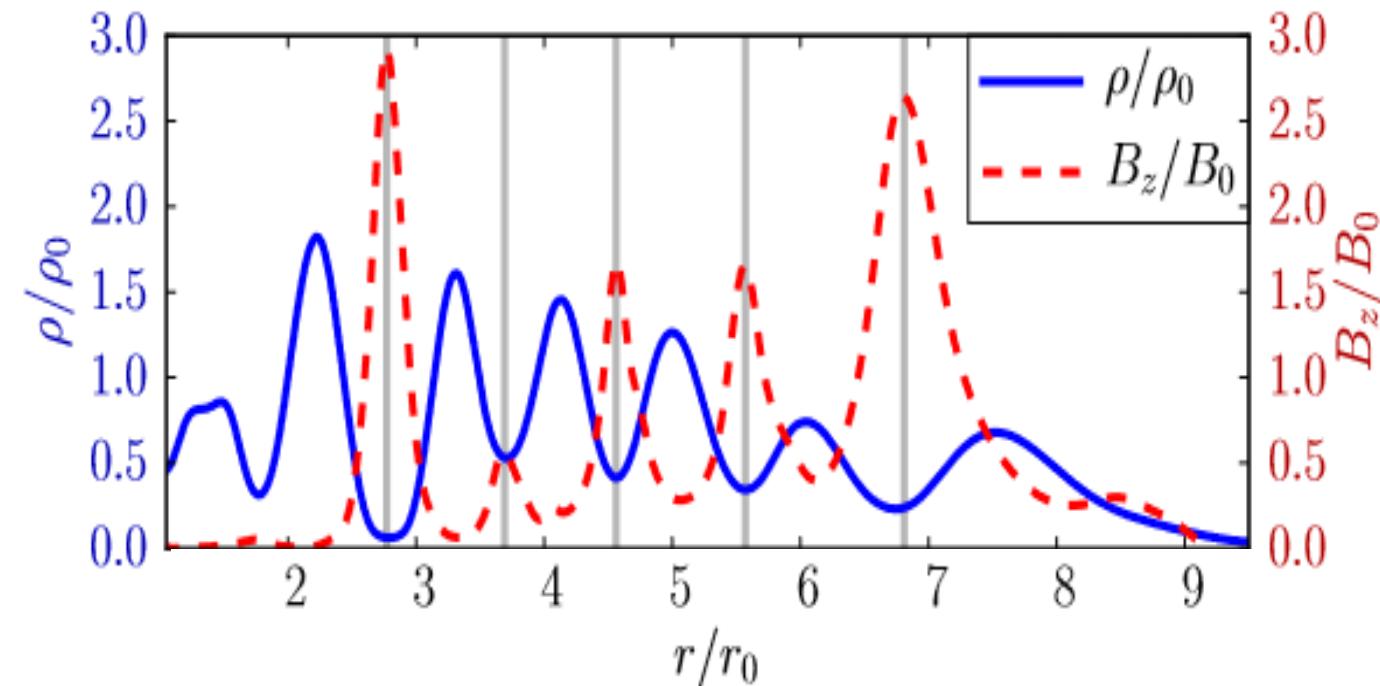




## Formation de maxima de pression

$\Sigma(r), \rho(r)$  ont un gradient fortement positif:

2) Suffisamment loin de l'étoile (au-delà de 5-10 ua), où le disque est peu dense et dans le régime magnétohydrodynamique de diffusion ambipolaire



Bethune et Lesur A&A 600, A75 (2017)

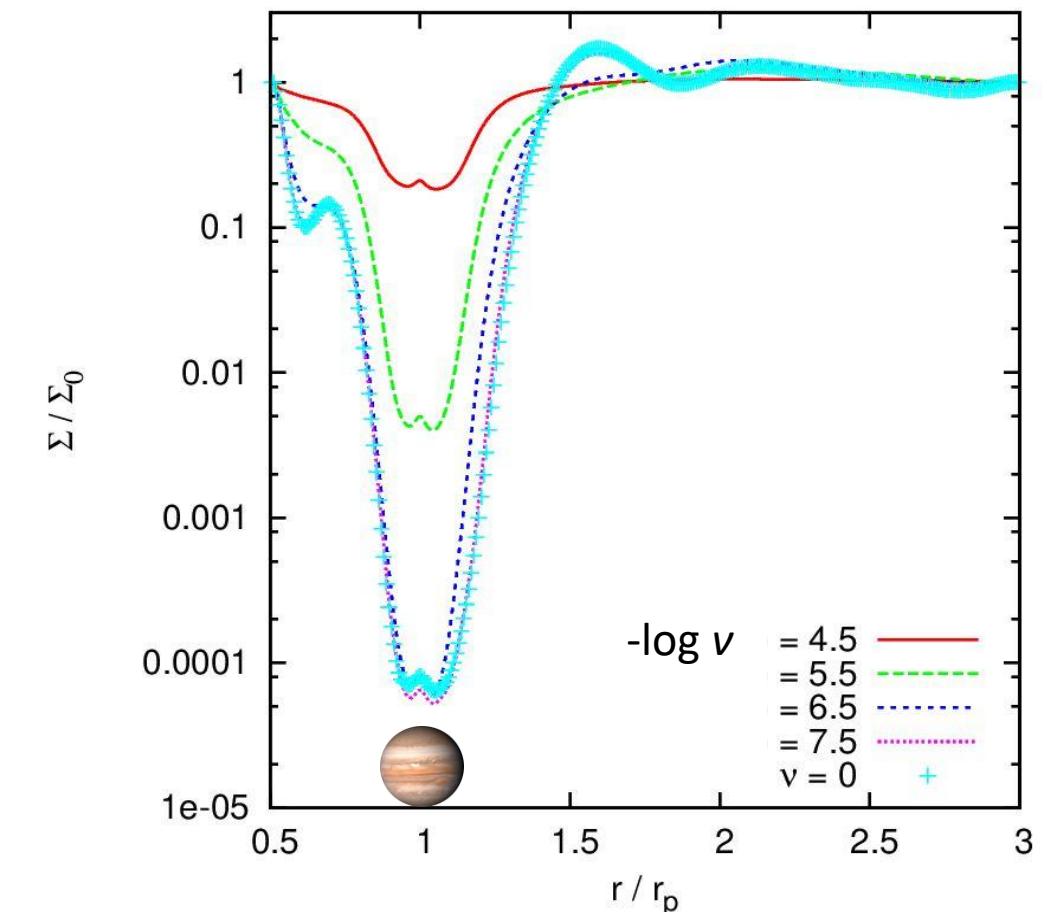


## Formation de maxima de pression

$\Sigma(r), \rho(r)$  ont un gradient fortement positif:

- 3) Lorsque une planète suffisamment massive ouvre un sillon dans le disque sur son orbite

Distribution de densité du gaz en présence d'une planète de la masse de Jupiter à  $r_p = 1$ , pour différentes viscosités du disque



Crédit: A. Crida @ OCA

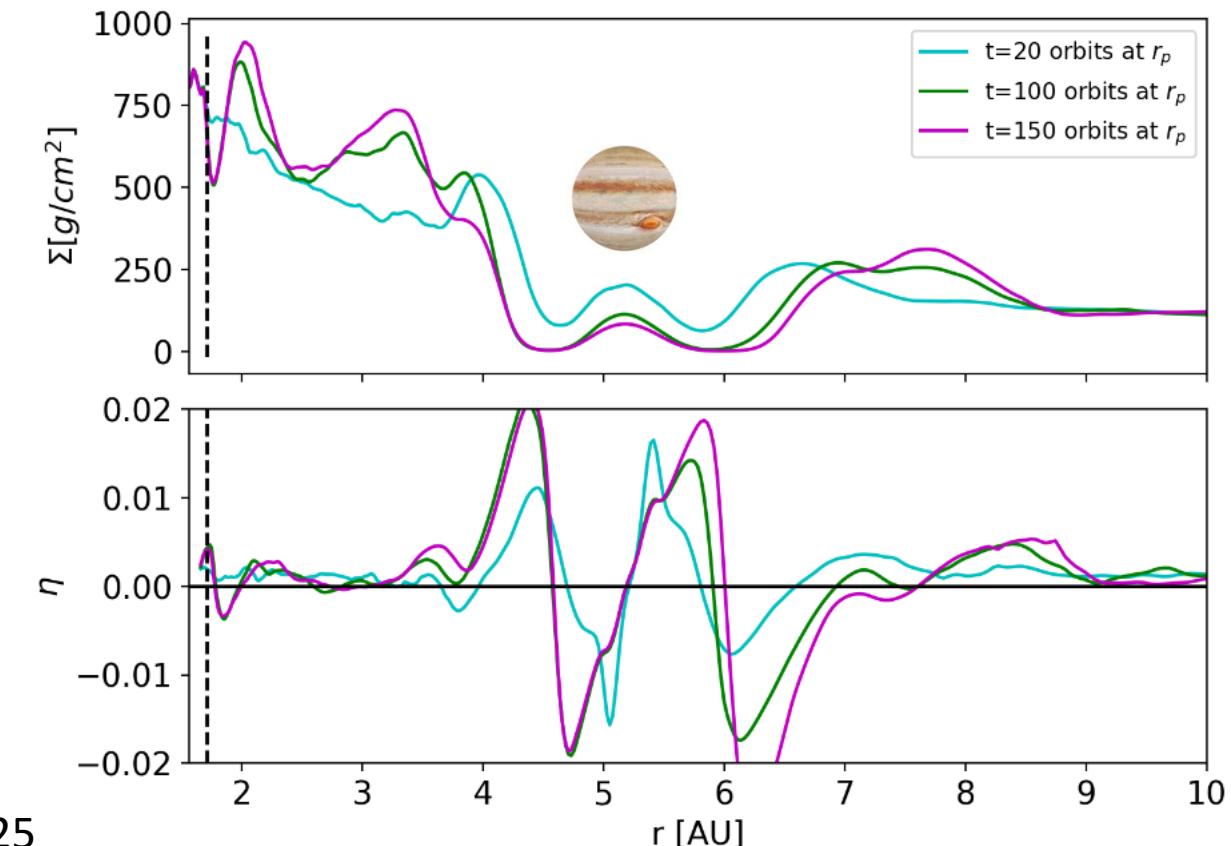


## Formation de maxima de pression

$\Sigma(r), \rho(r)$  ont un gradient fortement positif:

4) A plusieurs endroits à l'intérieur de l'orbite d'une planète géante, si le disque a une viscosité presque nulle

Distribution de densité du gaz et valeurs de  $\eta$  en présence d'une planète de la masse de Jupiter à 5,2 ua, à différents temps, dans un disque à viscosité nulle.

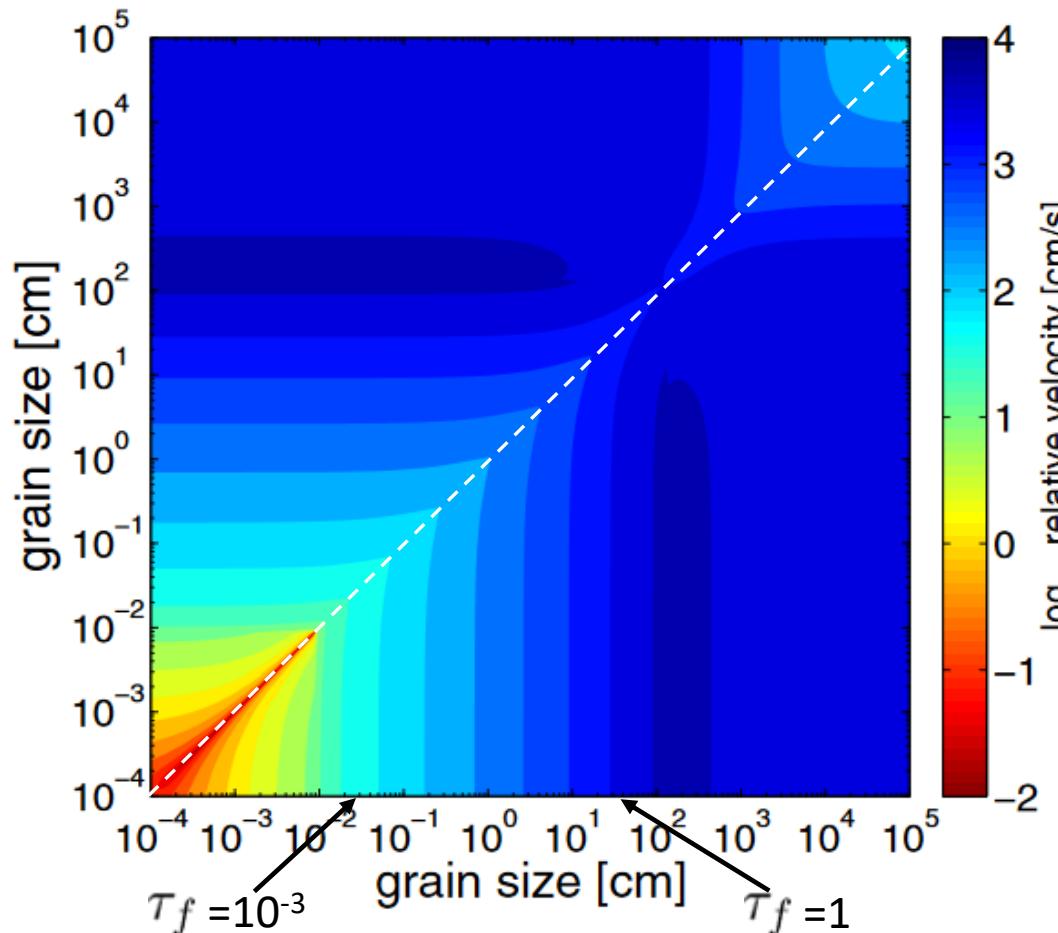




## Taille des grains dans le disque: vitesse de collisions

Les poussières ont des collisions mutuelles avec une vitesse non nulle due à:

1. Leur dérive vers l'étoile, à des vitesses différentes si elles ont des tailles différentes
2. La dispersion de leurs vitesses due à la turbulence,  $v_{turb} = \sqrt{\tau_f \alpha} c_s$  si elles ont des tailles équivalentes



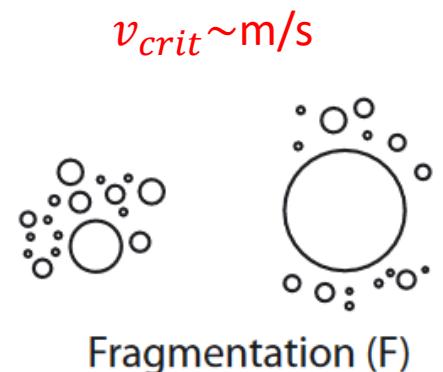
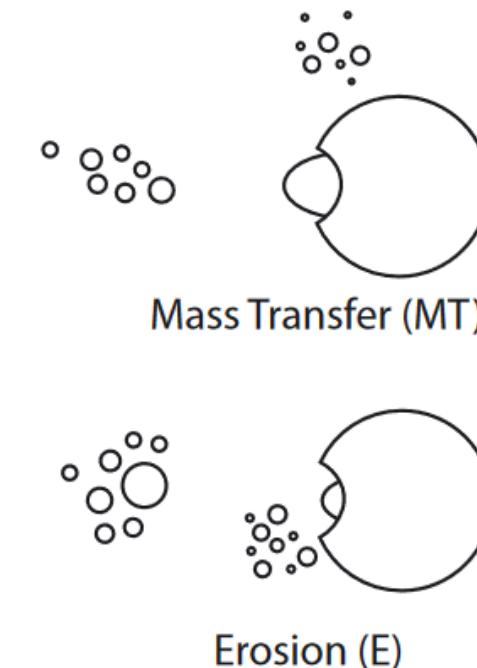
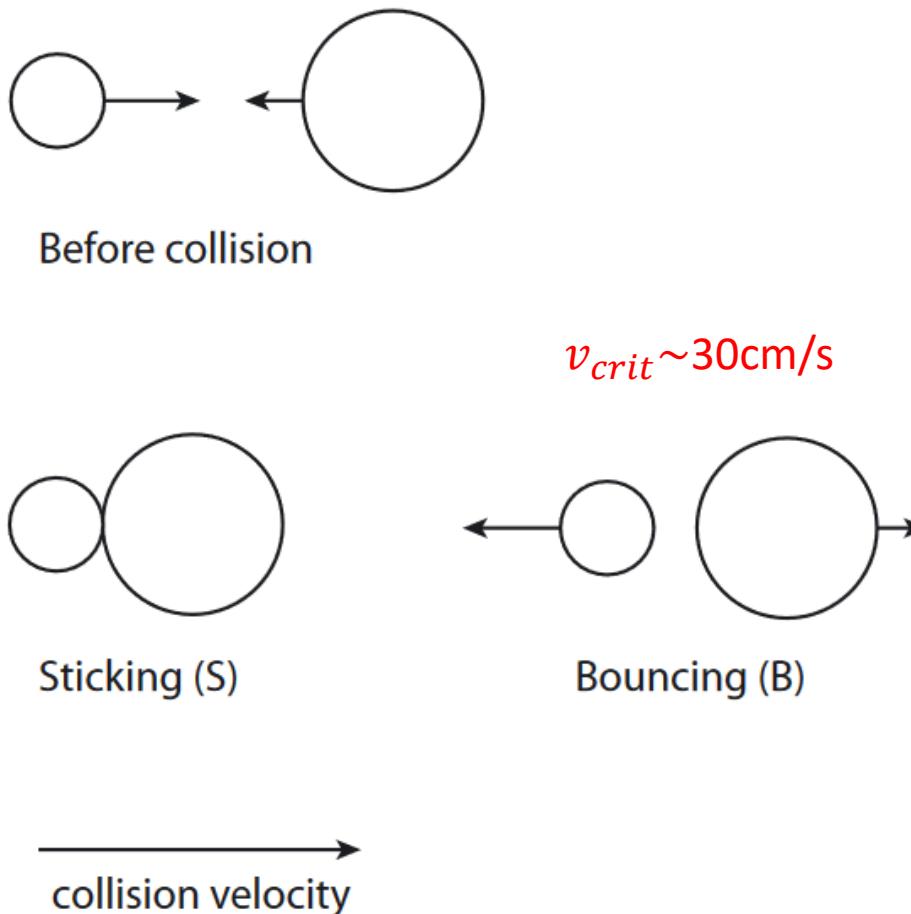
Carte des vitesses de collisions calculée pour:

- $\alpha = 10^{-3}$
- $c_s = 640 \text{ m/s}$
- $r = 3 \text{ ua}$
- $\Sigma_g = 330 \text{ g/cm}^2$
- $\rho_\bullet = 1.6 \text{ g/cm}^3$

Windmark et al. A&A 540, A73 (2012)



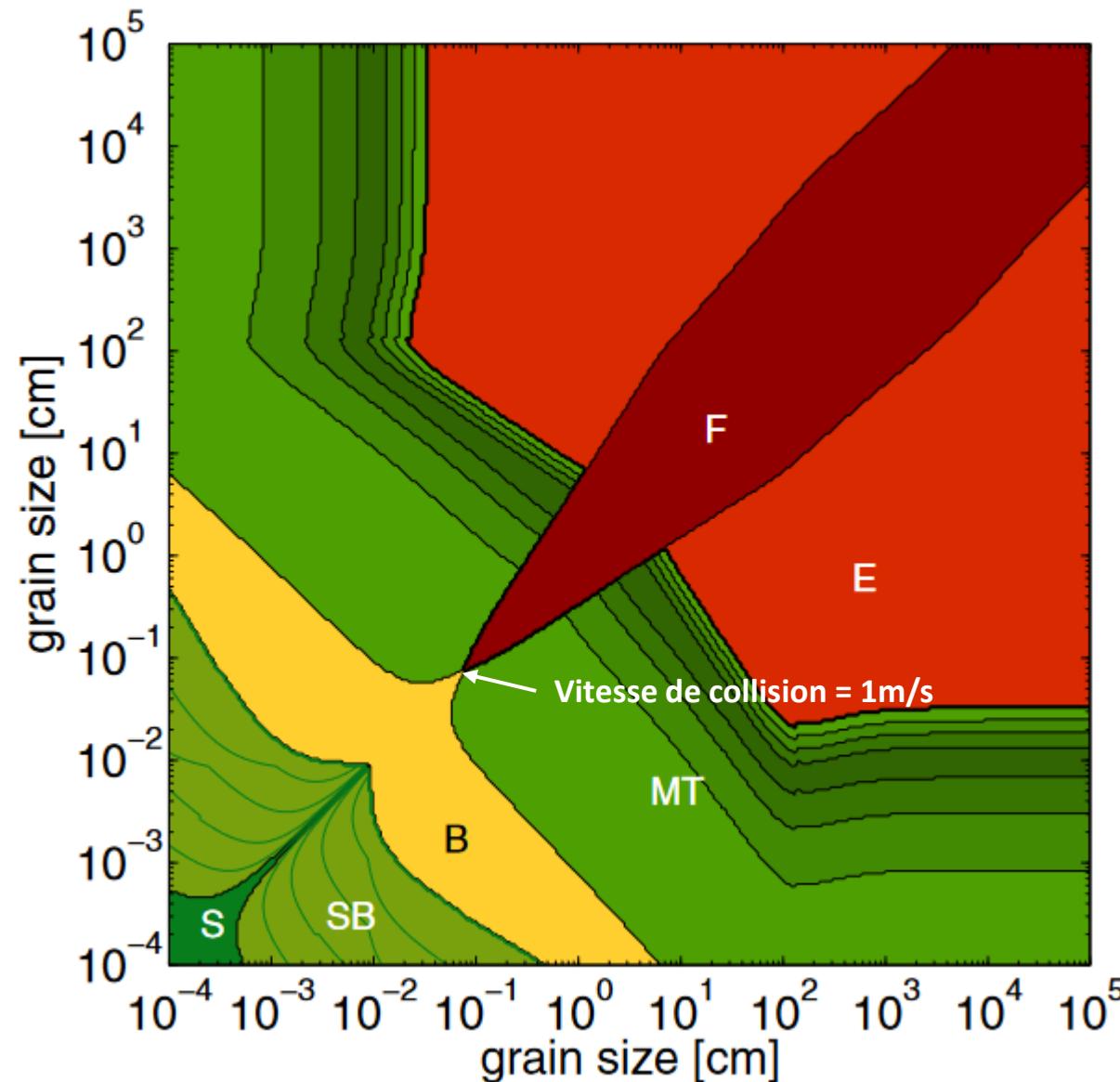
## Taille des grains dans le disque: Expériences collisionnelles



Windmark et al. A&A 540, A73 (2012)



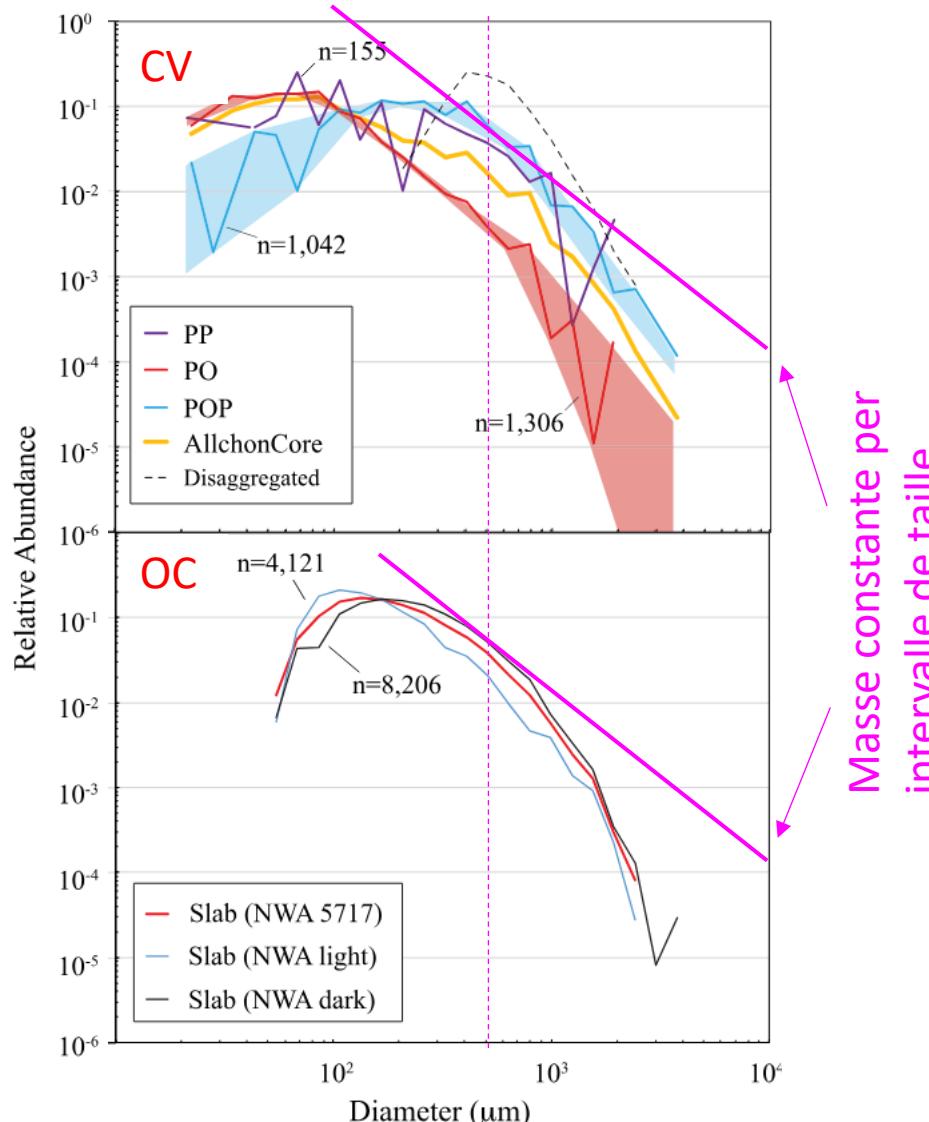
## Taille des grains dans le disque: Carte d'évolution collisionnelle



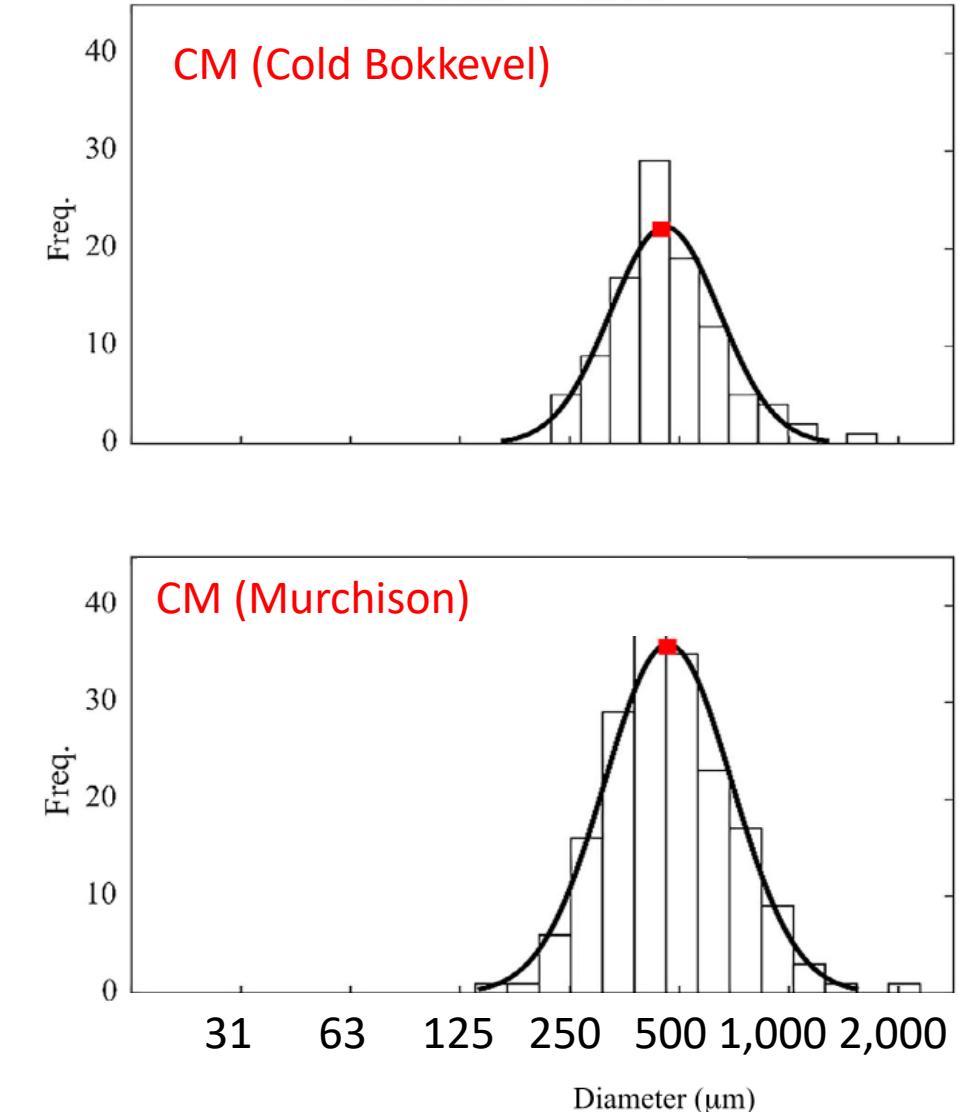
Les grains, initialement micrométriques, peuvent seulement grandir jusqu'à des tailles millimétriques



# Distribution des tailles des chondres



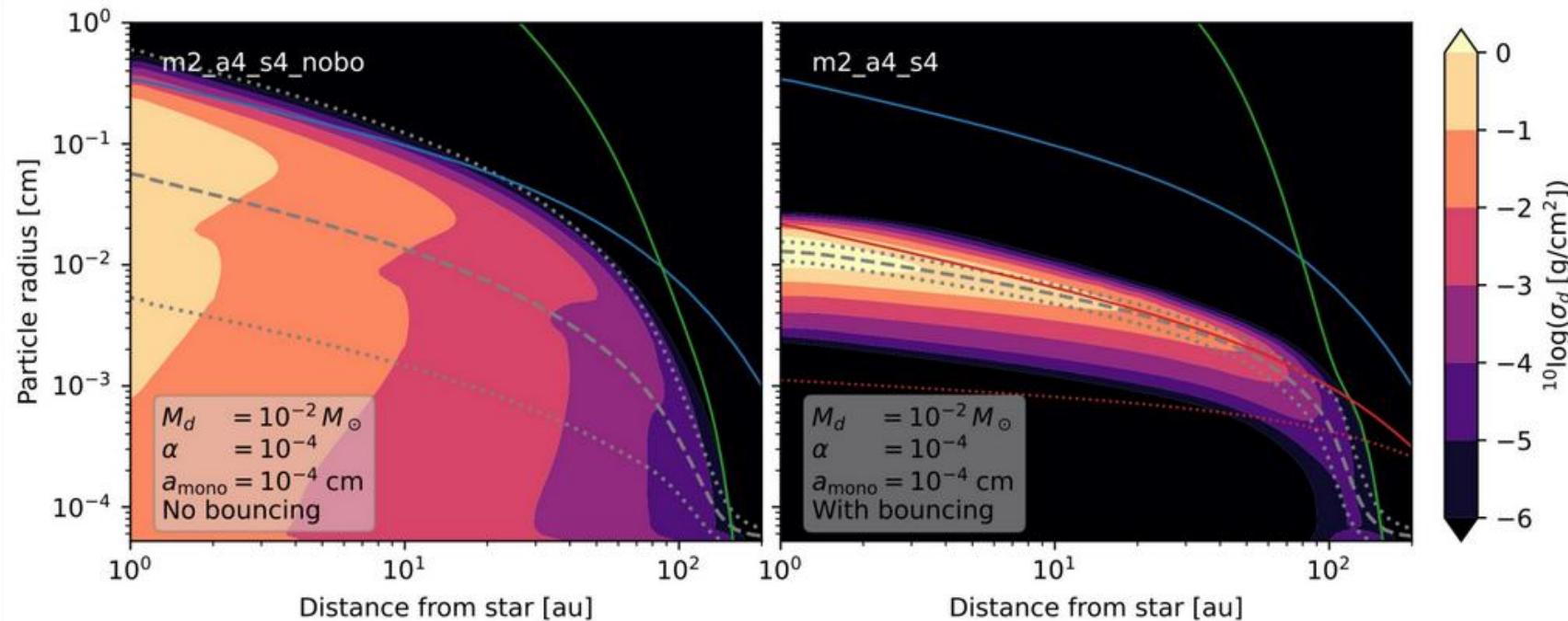
Simon et al., 2018



Floyd et al., 2024



# Croissance des grains limitée par fragmentation ou rebondissement?



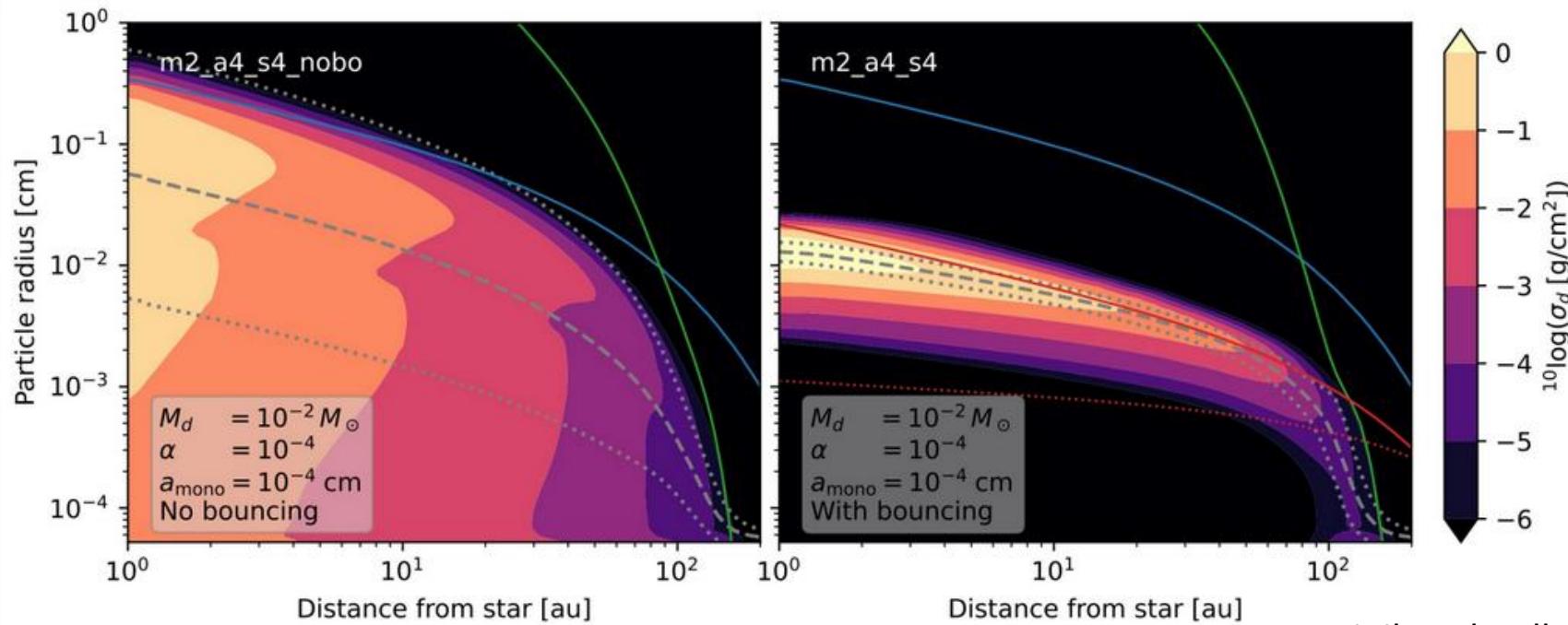
Dominik and Dullemond, 2024

Si la croissance des grains est limitée par la fragmentation, on s'attend à une distribution de tailles très large, car les particules croissent et se fragmentent sans cesse.

Si la croissance des grains est due au rebondissement, la distribution des tailles est beaucoup plus piquée



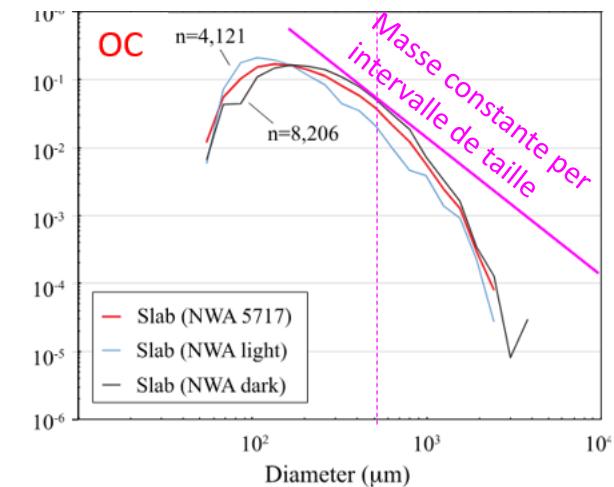
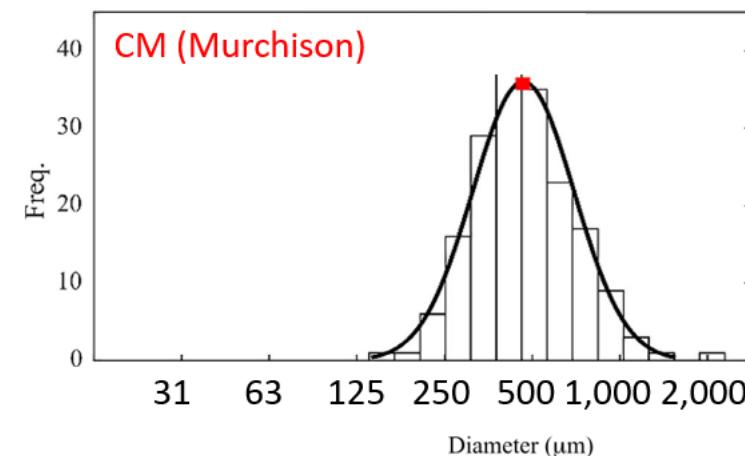
## Comparaison avec les données



Dominik and Dullemond, 2024

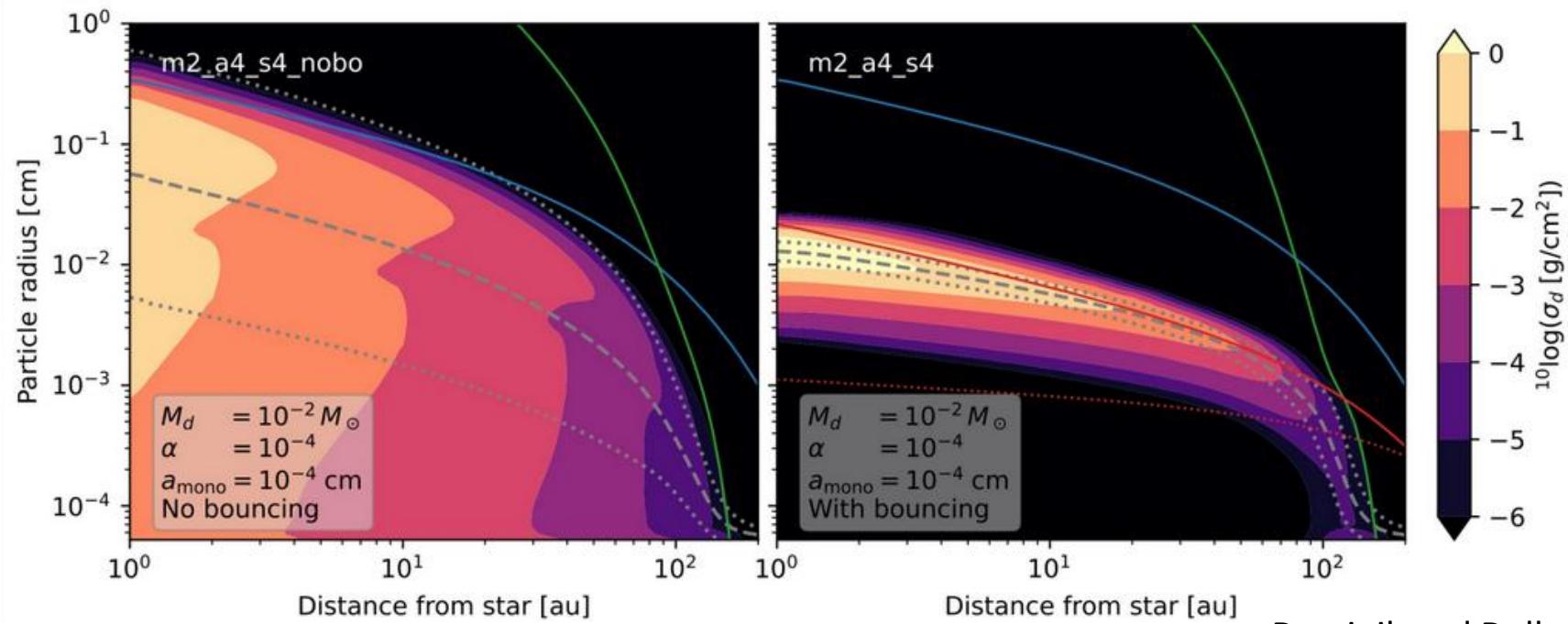
**Distribution des tailles des chondres:**  
bien meilleur accord avec la distribution attendue dans le cas du rebondissement

Attention: peut-être les particules plus petites ne sont pas accrétées par les planétésimaux





## Comparaison avec les données



Dominik and Dullemond, 2024

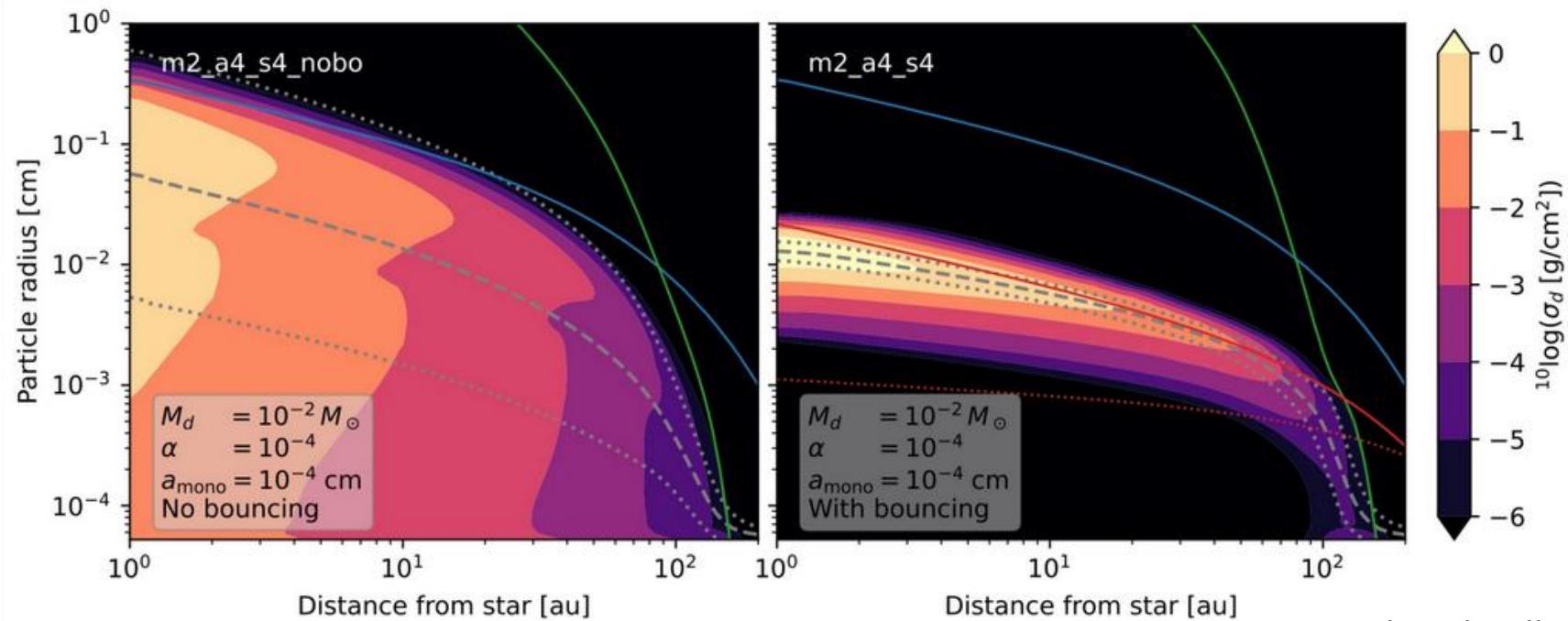
### Confinement isotopique:

La dichotomie isotopique et la préservation des propriétés isotopiques entre certaines paires de achondrite-chondrite suggèrent que les barrières étaient assez "étanches"

Dans le cas de la barrière de fragmentation, la distribution de masse est plate sur 3 ordres de grandeur en taille. Les particules petites, très couplées avec le gaz, ne sont pas confinées aux maxima de pression, ce qui rendrait les barrières poreuses



## Comparaison avec les données



Dominik and Dullemond, 2024

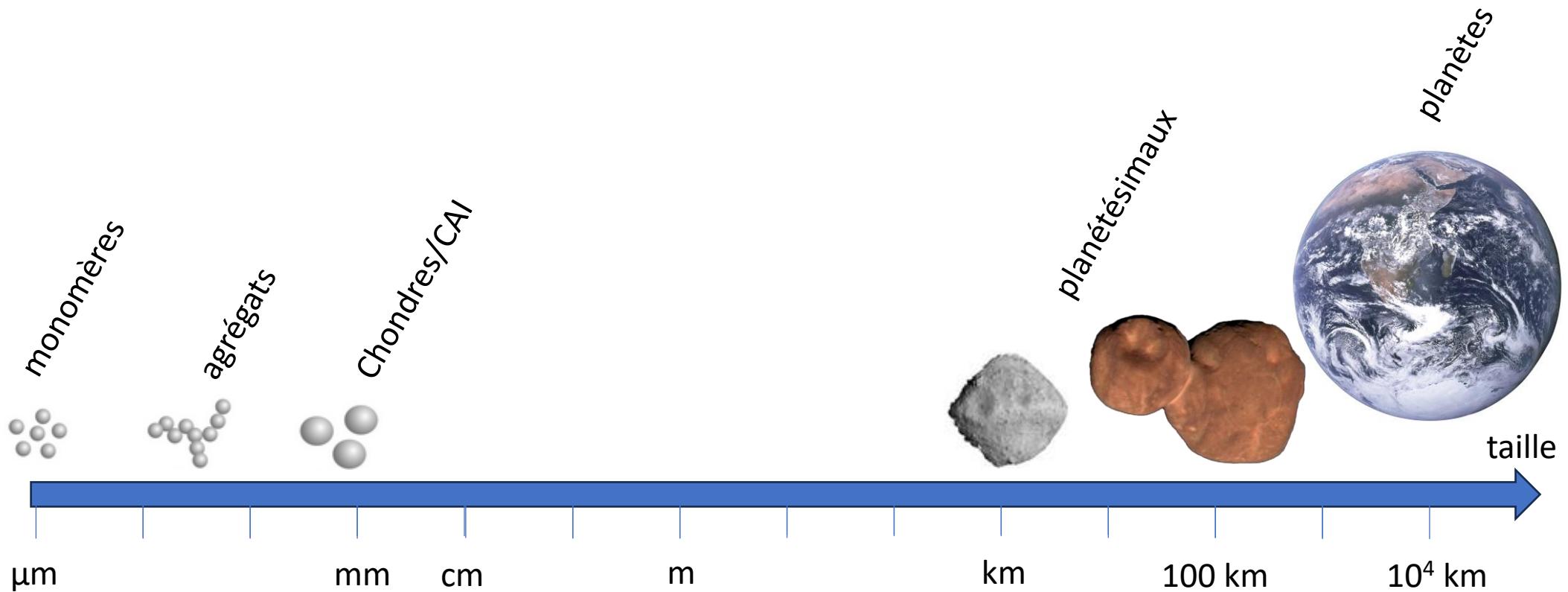
### Complémentarité chondre-matrice:

Elle implique qu'il n'y a pas de biais d'accrétion en faveur des chondres ou de la matrice

Plus facile à concevoir si les grains, qu'ils soient chondres ou agrégats de matrice, ont tous de tailles similaires



# La formation des planétésimaux

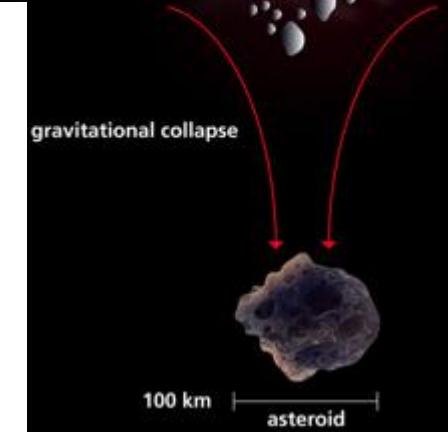
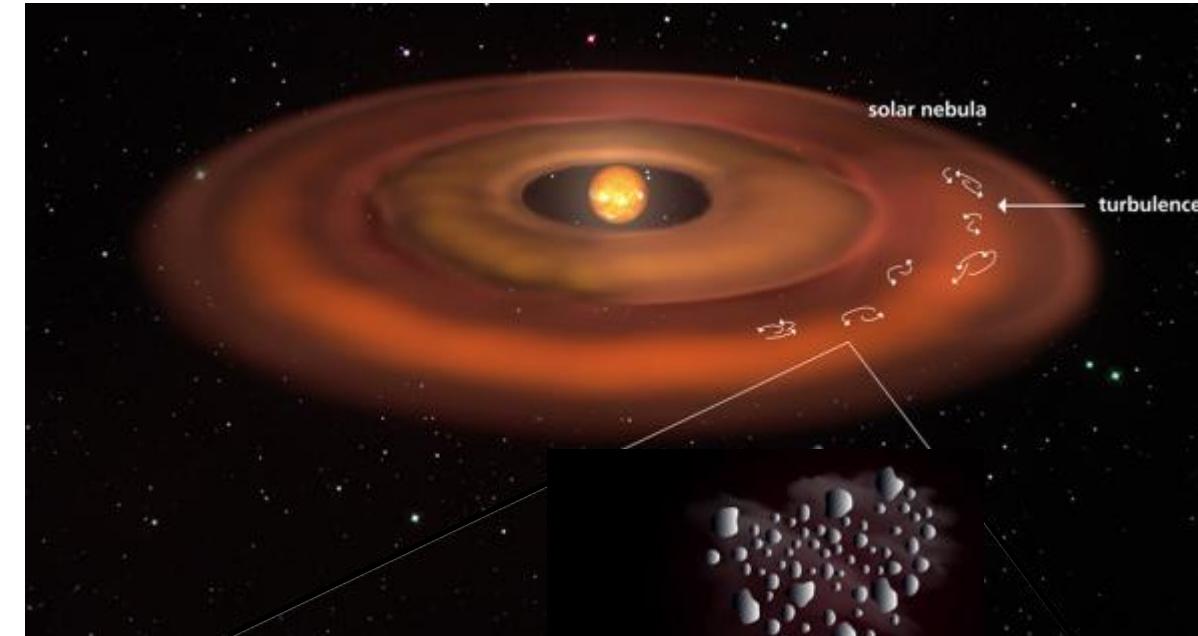




# Les planétésimaux comme amas autogravitants de poussières

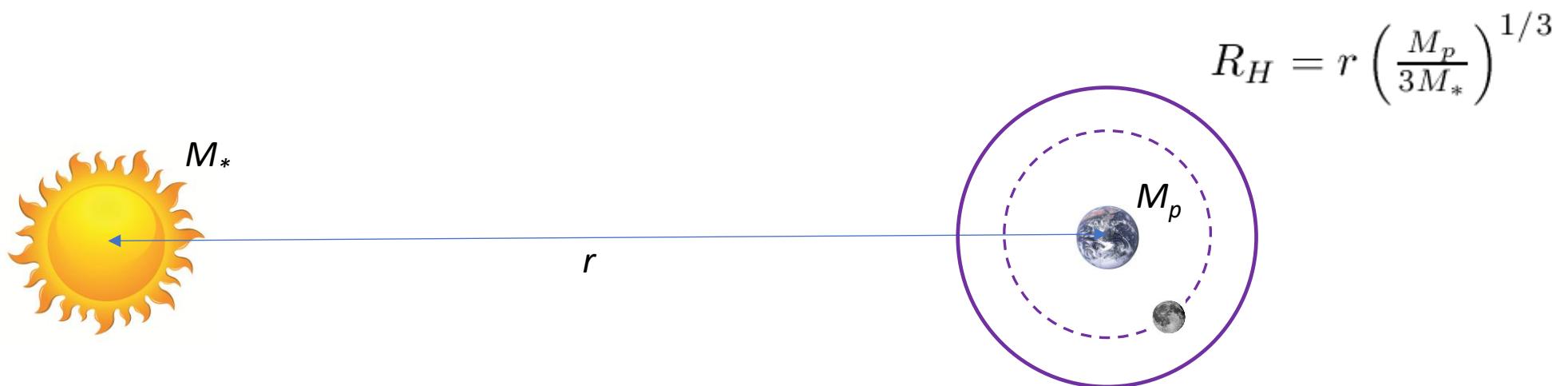
Étant donné que les poussières ne peuvent pas croître au-delà du mm/cm, l'idée est que les planétésimaux se forment par contraction d'amas autogravitants de poussières.

**Comment former de tels amas?**





## Le rayon de Hill

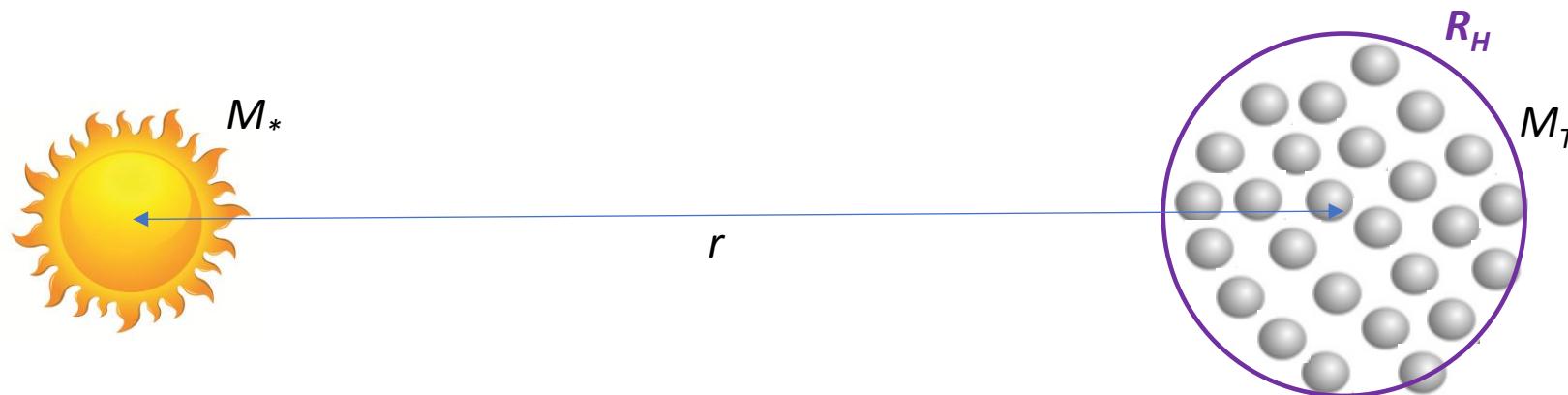


Le rayon de Hill est le rayon de la sphère d'influence gravitationnelle d'un objet



## La densité de Hill

Critère pour être gravitationnellement liés dans une sphère de rayon  $R_H$ :  
 $M_T > M_p (R_H)$



$$M_T = \frac{4}{3}\pi\rho_p R_H^3 > M_p$$

$$\frac{4}{3}\pi\rho_p r^3 \frac{M_p}{3M_*} > M_p$$

$$\rho_p > \frac{9}{4\pi} \frac{M_*}{r^3} \equiv \rho_H \sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3 \text{ à 1 ua}$$

$$\rho_p > \rho_H \iff$$

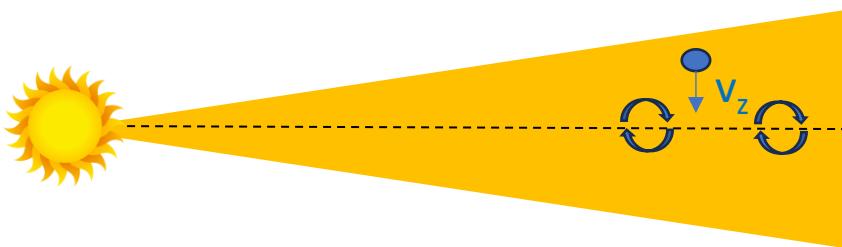
Amas gravitationnellement lié  
Instabilité gravitationnelle

À comparer avec la densité du gaz à 1 ua dans la MMSN ( $\sim 10^{-9} \text{ g/cm}^3$ )



## Instabilité gravitationnelle par sédimentation vers le plan médian

Safronov, 1969; Goldreich and Ward, 1973



Puisque  $\rho_p = \frac{\Sigma_p}{\sqrt{2\pi}H_p}$  et  $H_p = H_g \sqrt{\frac{\alpha}{\tau_f}}$

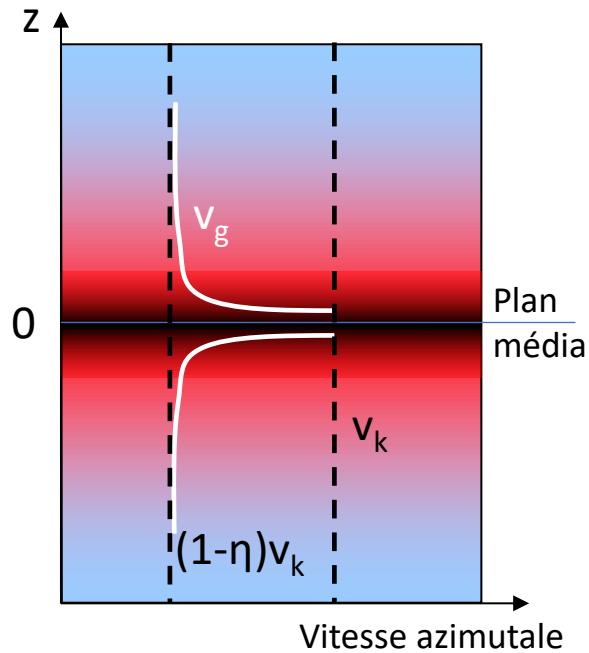
la densité  $\rho_p$  peut être arbitrairement grande si  $\alpha$  est arbitrairement petit

Initialement  $\Sigma_p \sim 0.01\Sigma_g$  : avoir  $\rho_p > 100\rho_g$  requière  $H_p < 10^{-4}H_g$

c'est à dire  $\frac{\alpha}{\tau_f} \lesssim 10^{-8}$ . Est-ce réaliste?



## Instabilité de Kelvin-Helmholtz



Dès que le rapport poussières/gaz avoisine 1 sur le plan médian, le gaz est poussé par les poussières en rotation quasi-keplerienne

Ceci génère un cisaillement vertical en vitesse de rotation qui engendre l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et donc une turbulence



Il n'est donc pas correct de supposer  $\alpha$  arbitrairement petit (Weidenschilling, 1977, 1980)



## Epaisseur limite de la couche des poussières à cause de la IK-H

La vitesse d'agitation turbulente induite par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est  $v_{turb} = \frac{\Delta v}{30}$

où  $\Delta v \sim \eta v_K = \eta r \Omega$  est la différence des vitesses dans le cisaillement vertical (Tennekes et Lumley, 1972; Weidenschilling, 1980)

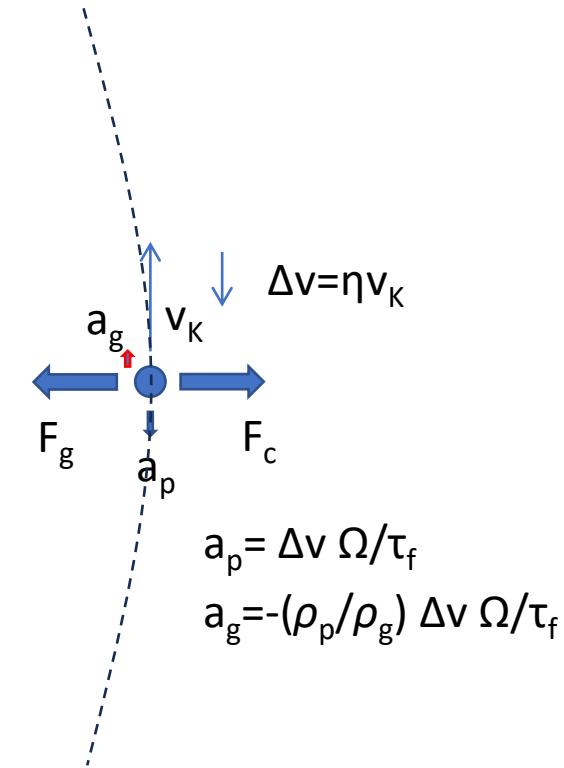
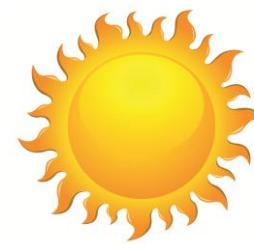
Le  $\alpha_{KH}$  de la turbulence induite sera:  $\alpha_{KH} = \frac{v_{turb}^2}{c_s^2} = \frac{\eta^2}{900} \left( \frac{H_g}{r} \right)^{-2} \sim 4 \times 10^{-6}$

(à comparer avec  $\frac{\alpha}{\tau_f} \lesssim 10^{-8}$  nécessaire pour l'instabilité gravitationnelle)

Pour que ça marche, il faut que  $\eta$  soit très petit ou nul, comme lors d'un maximum de pression



# Dynamique du gaz et des poussières (avec rétroactions)



A l'état stationnaire:

Poussière:  $v_\theta = v_K - \frac{\rho_g}{\rho} \eta v_K + \left( \frac{\rho_g}{\rho} \right)^3 \eta v_K \tau_f^2$        $v_r = -2 \left( \frac{\rho_g}{\rho} \right)^2 \eta v_K \tau_f$

$$\rho = \rho_p + \rho_g$$

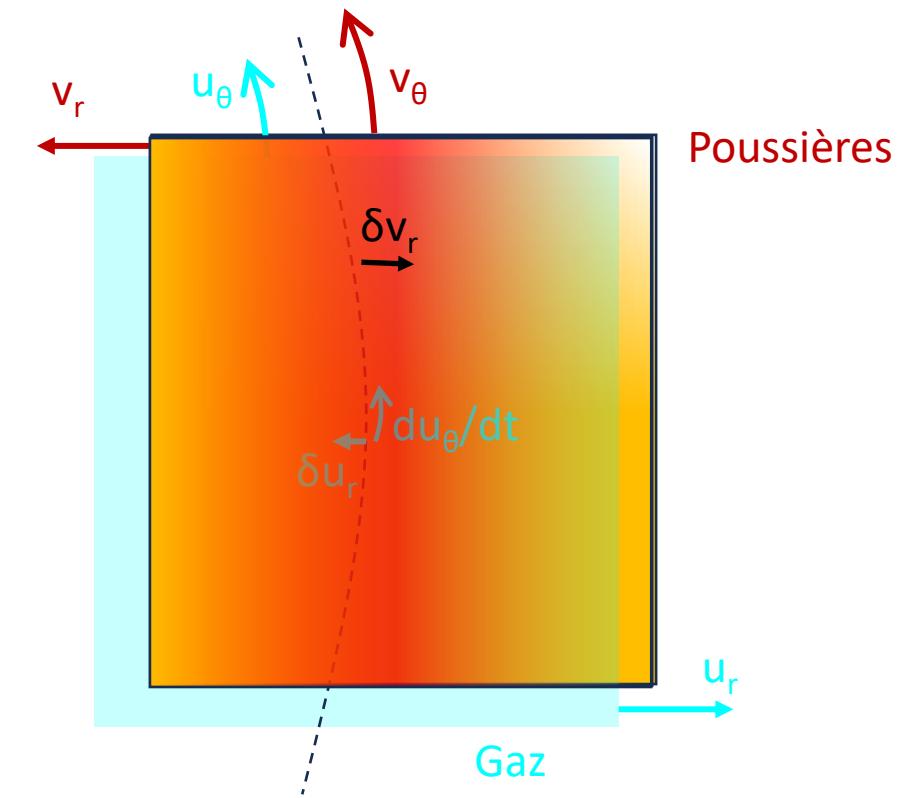
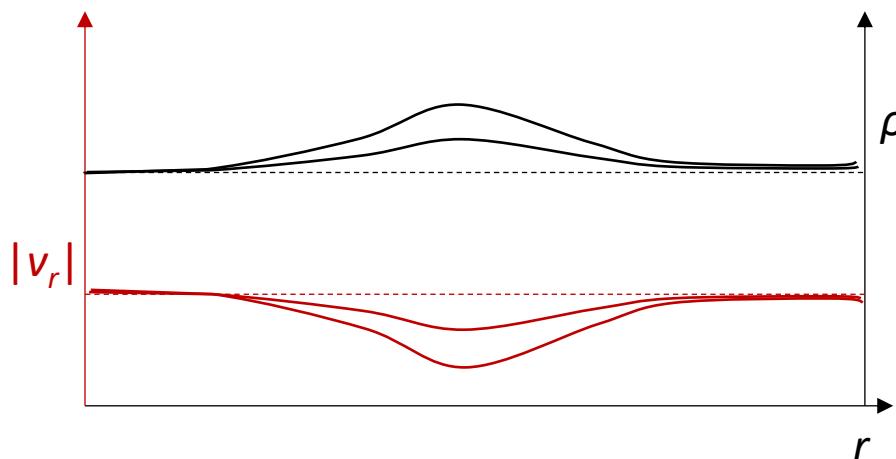
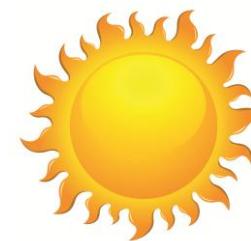
Gaz:  $u_\theta = v_K - \frac{\rho_g}{\rho} \eta v_K - \frac{\rho_p}{\rho} \left( \frac{\rho_g}{\rho} \right)^2 \eta v_K \tau_f^2$        $u_r = 2 \frac{\rho_p}{\rho} \frac{\rho_g}{\rho} \eta v_K \tau_f$

Youdin and Goodman, 2005



# L'instabilité de courant (streaming instability)

$$\rho_p > \rho_g, \quad \rho_p > \frac{1}{2}\rho$$



$$\rho_p v_r = \text{constante} \rightarrow \delta \rho_p = -\delta v_r \frac{\rho_p}{v_r}$$

$$u_r = 2 \frac{\rho_p}{\rho} \frac{\rho_g}{\rho} \eta v_K \tau_f \rightarrow \delta u_r = 2 \rho_g \frac{\rho_g - \rho_p}{\rho^3} \delta \rho_p \eta v_K \tau_f < 0$$

$$\frac{du_\theta}{dt} = -2\delta u_r \Omega$$

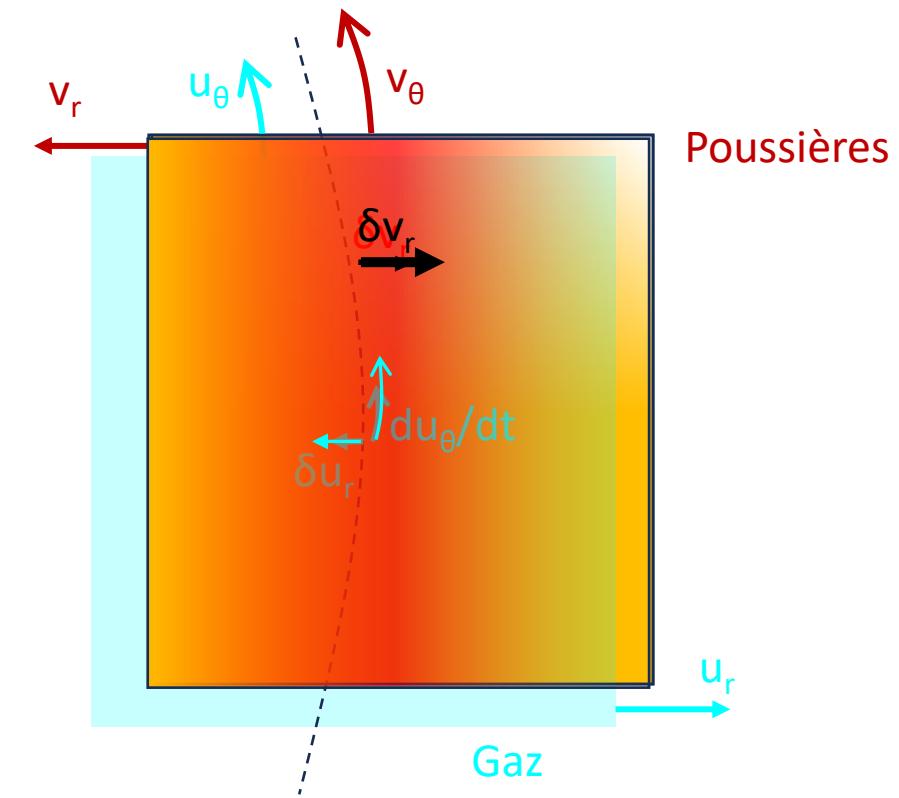
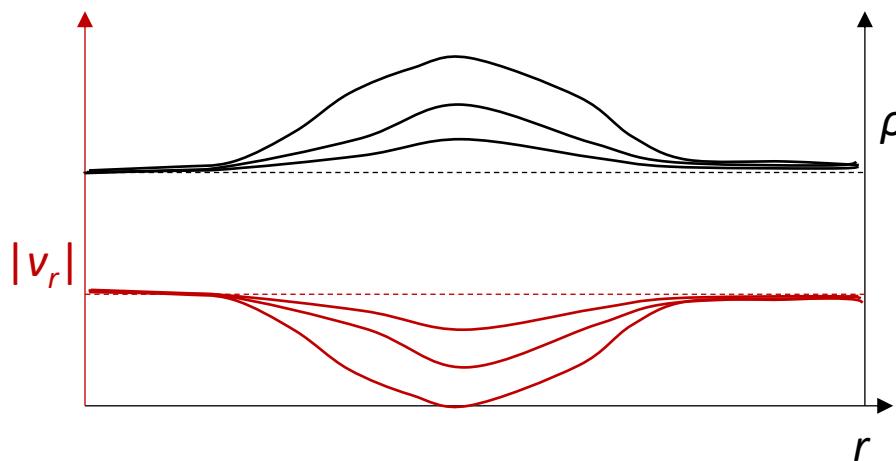
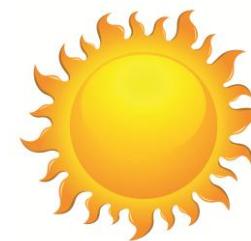
Squire et Hopkins, MNRAS  
498, 1239–1251 (2020)

$$v_r = -2 \left( \frac{\rho_g}{\rho} \right)^2 \eta v_K \tau_f \rightarrow \delta v_r^{(N)} = 4 \frac{\rho_g^2}{\rho^3} \delta \rho_p \eta v_K \tau_f = \frac{2 \rho_p}{\rho} \delta v_r > 1$$



# L'instabilité de courant (streaming instability)

$$\rho_p > \rho_g, \quad \rho_p > \frac{1}{2}\rho$$



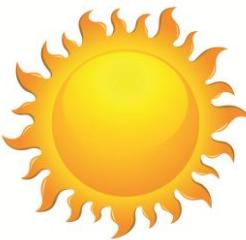
$$\rho_p v_r = \text{constante} \rightarrow \delta \rho_p = -\delta v_r \frac{\rho_p}{v_r}$$

$$u_r = 2 \frac{\rho_p}{\rho} \frac{\rho_g}{\rho} \eta v_K \tau_f \rightarrow \delta u_r = 2 \rho_g \frac{\rho_g - \rho_p}{\rho^3} \delta \rho_p \eta v_K \tau_f < 0$$

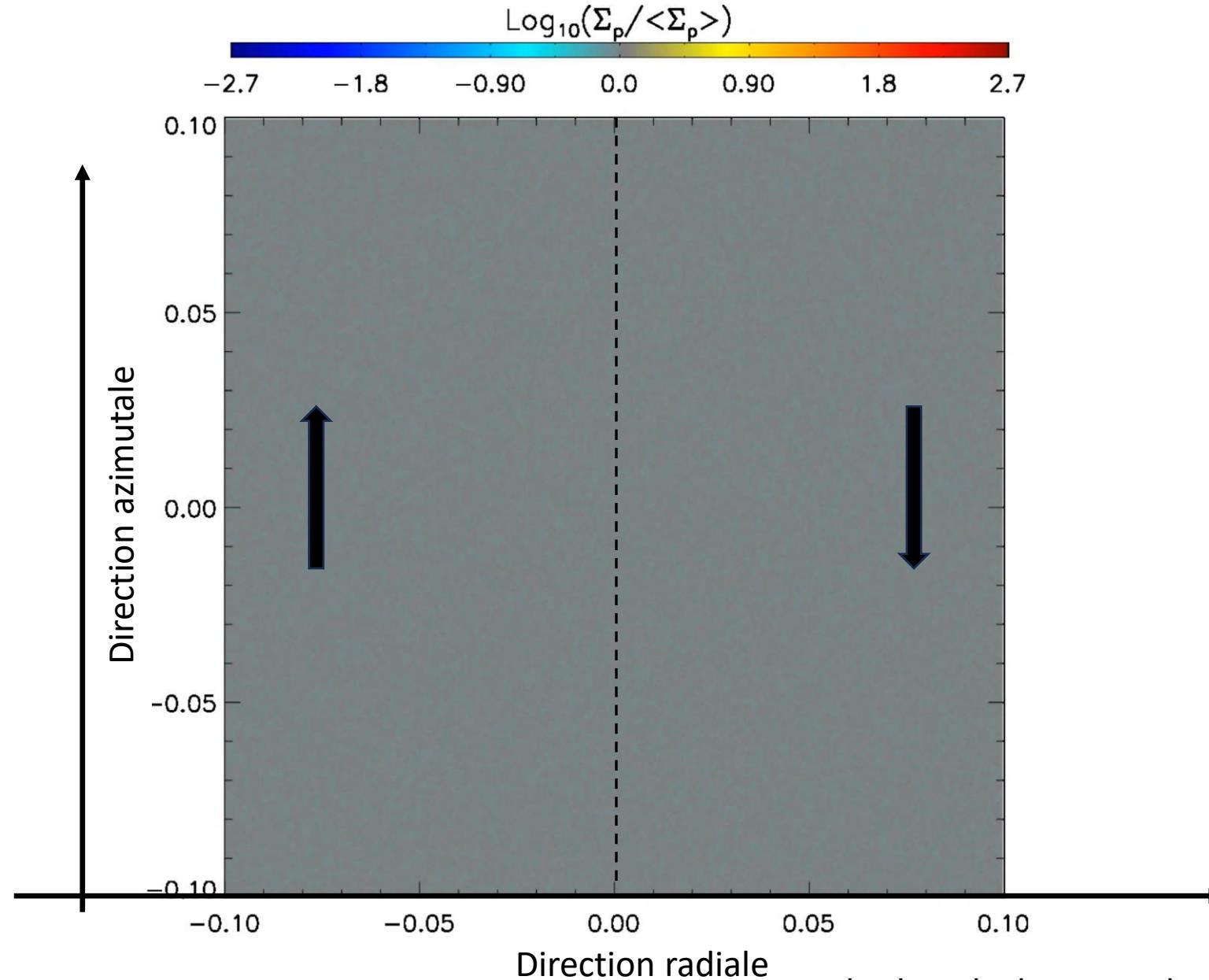
$$\frac{du_\theta}{dt} = -2 \delta u_r \Omega$$

Squire et Hopkins, MNRAS  
498, 1239–1251 (2020)

$$v_r = -2 \left( \frac{\rho_g}{\rho} \right)^2 \eta v_K \tau_f \rightarrow \delta v_r^{(N)} = 4 \frac{\rho_g^2}{\rho^3} \delta \rho_p \eta v_K \tau_f = \frac{2 \rho_p}{\rho} \delta v_r > 1$$

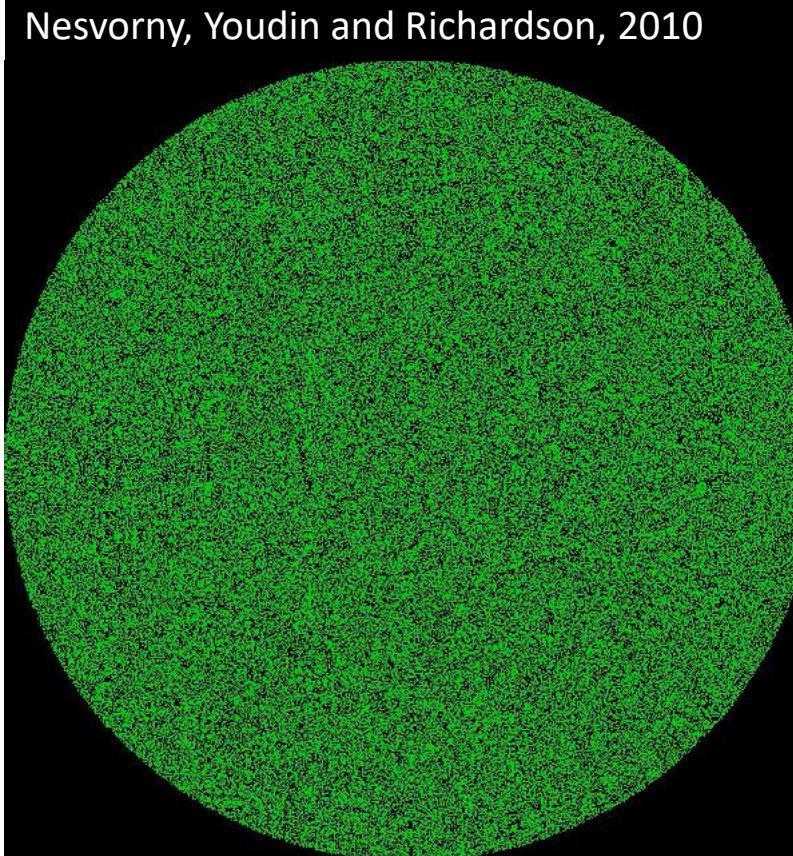


## L'instabilité de courant (streaming instability)



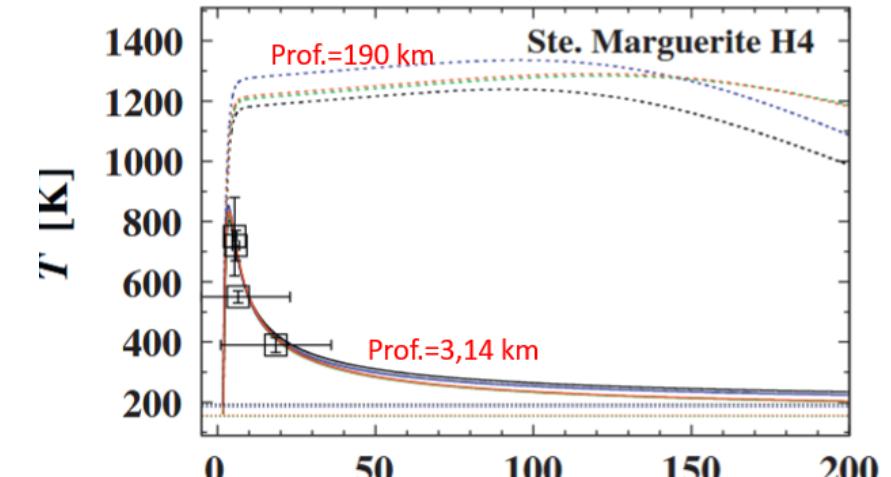


# Accrétion presque instantanée

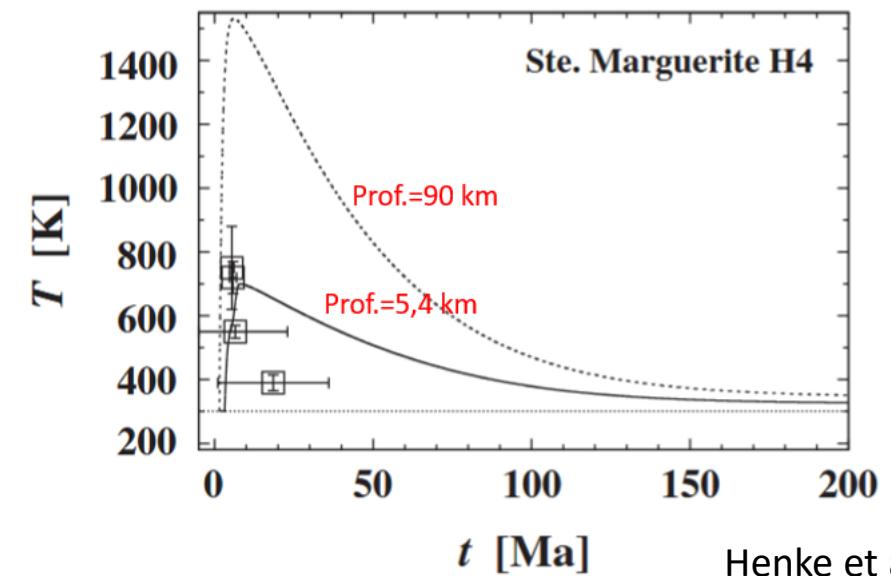


Taille typique: 100km (Klahr and Schreiber, 2020).  
Objets plus gros (e.g. Vesta) nécessitent  
probablement des collisions entre planétésimaux

Accrétion instantanée à 1,85 Ma



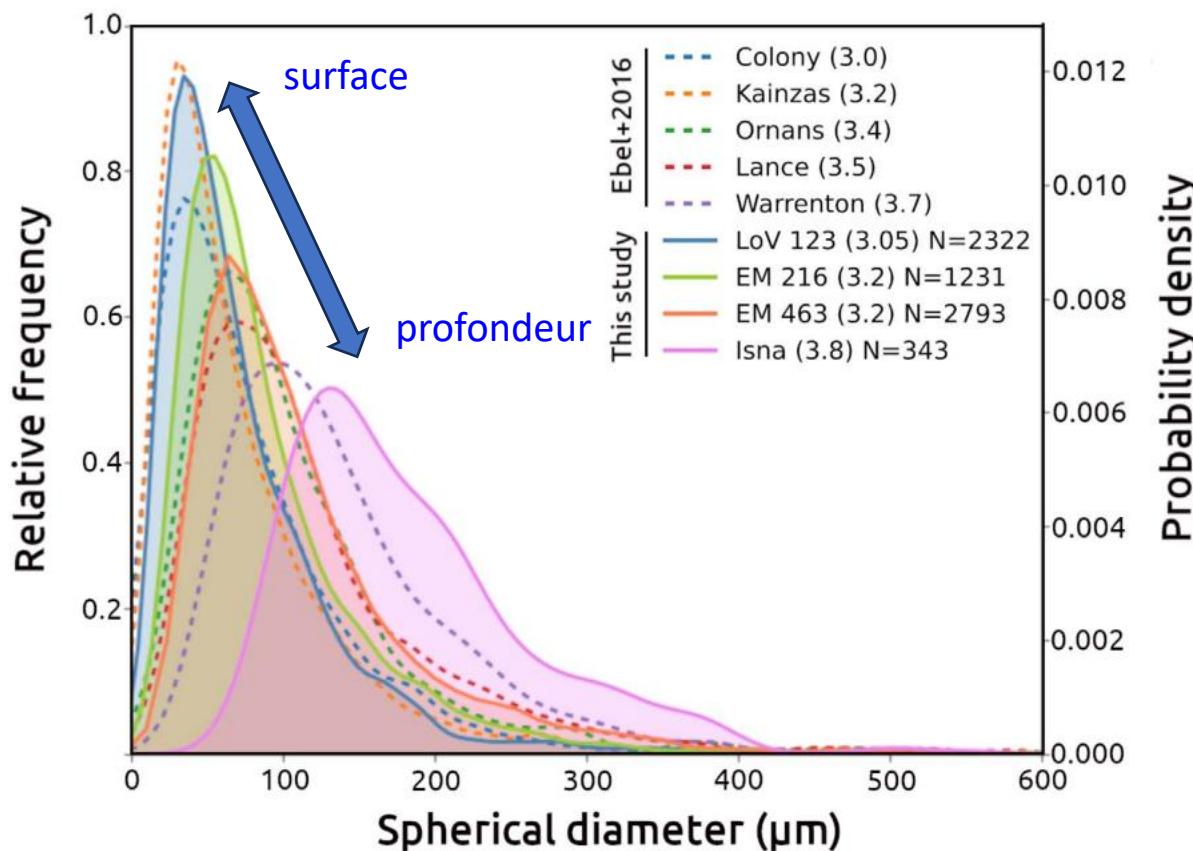
Accrétion continue entre 1,5 et 3,5 Ma



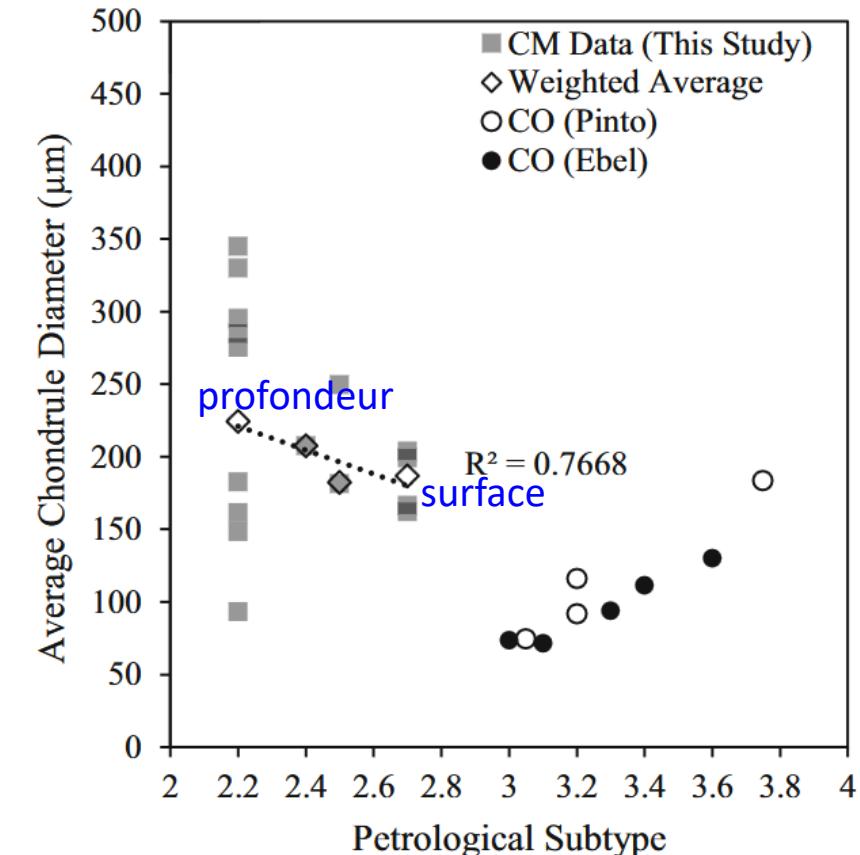


# Effondrement différentiel

Météorites CO



Pinto et al., 2021

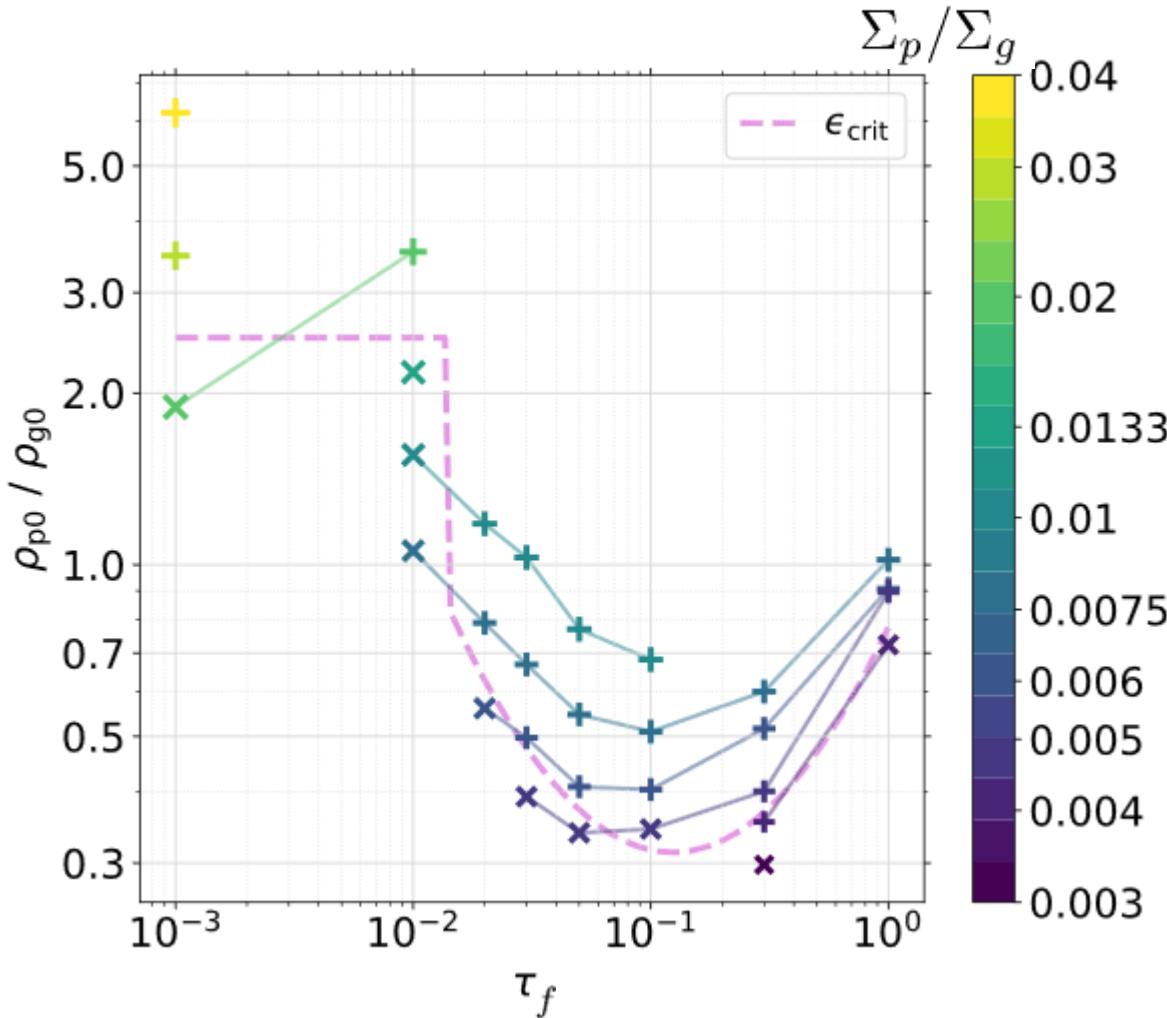


Floyd et al., 2024

La taille des chondres semble augmenter avec la profondeur dans le corps parent, en accord avec les prédictions pour l'effondrement gravitationnel d'un nuage de chondres en présence du gaz



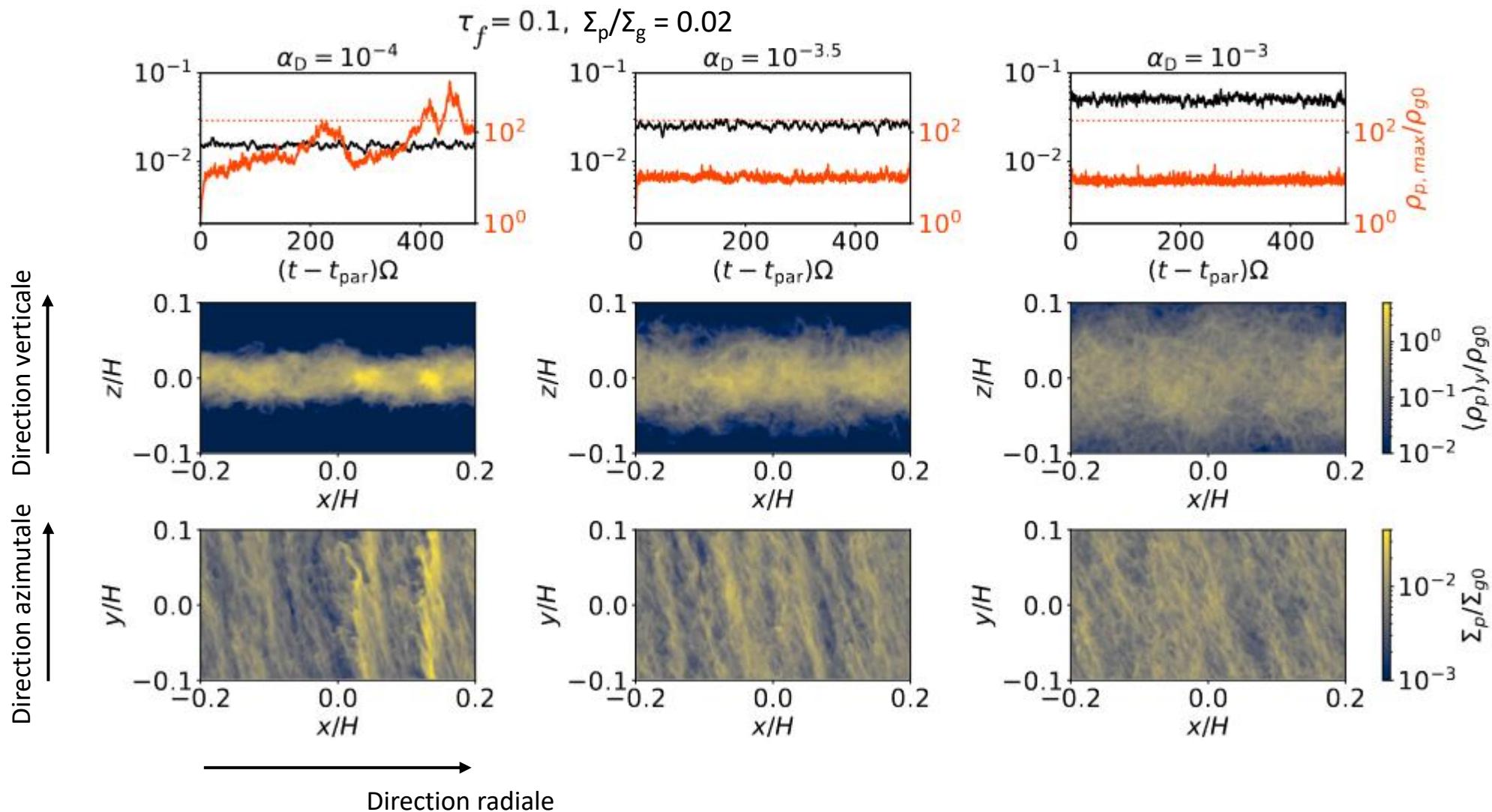
## Conditions pour le déclenchement de l'instabilité de courant



A noter! Ici aucune turbulence est imposée au disque.  
La seule turbulence est celle induite par l'instabilité elle même



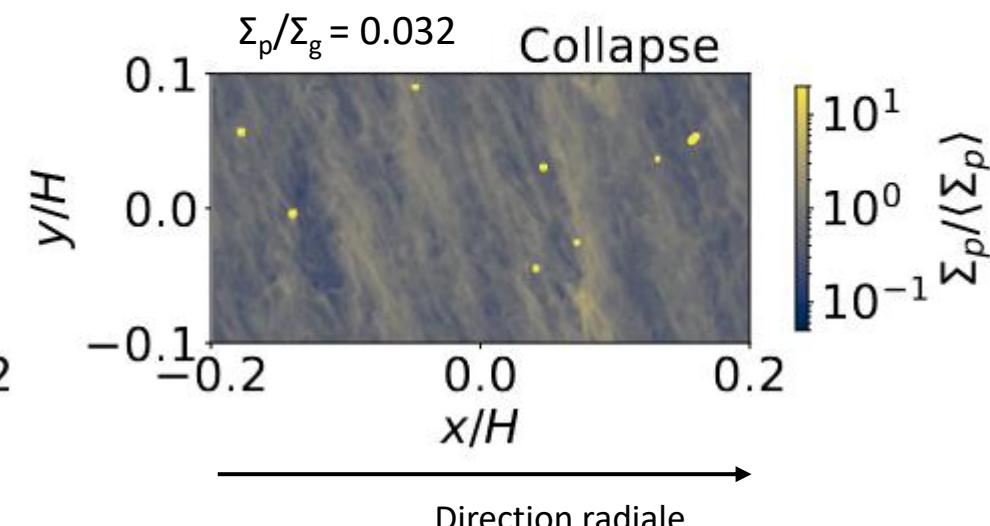
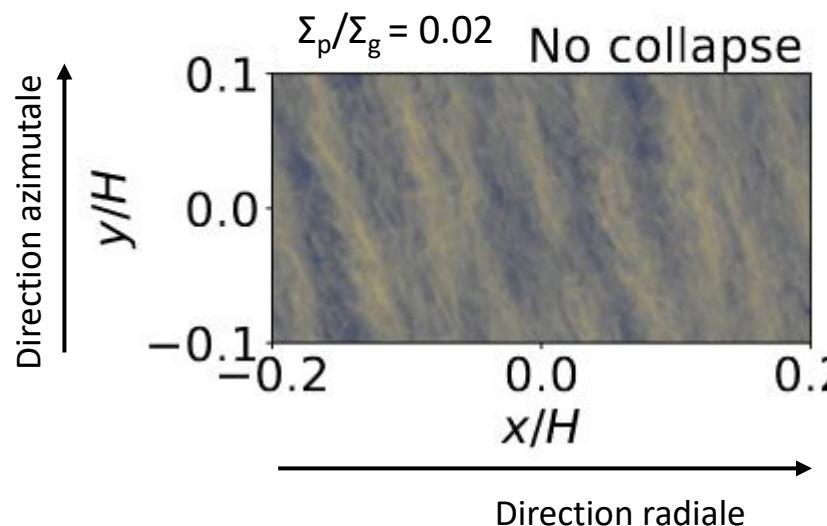
# Turbulence et instabilité de courant





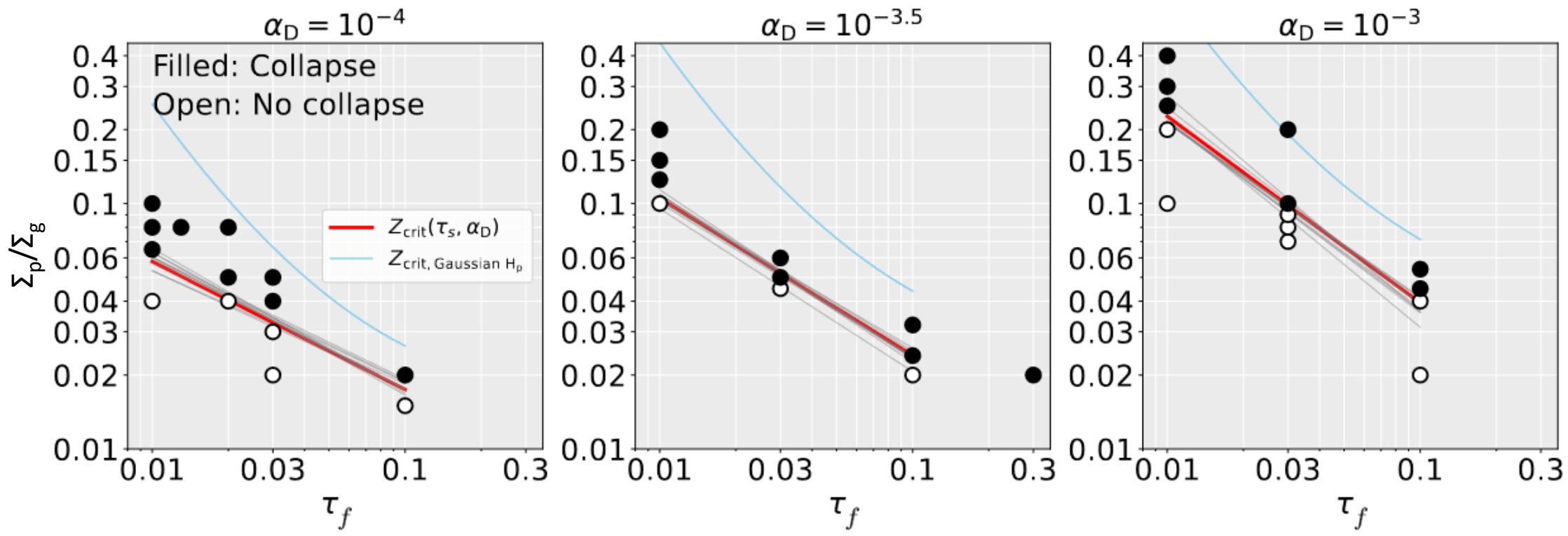
# Turbulence et instabilité de courant

$$\tau_f = 0.1, \alpha_D = 10^{-3.5}$$





## Turbulence et instabilité de courant



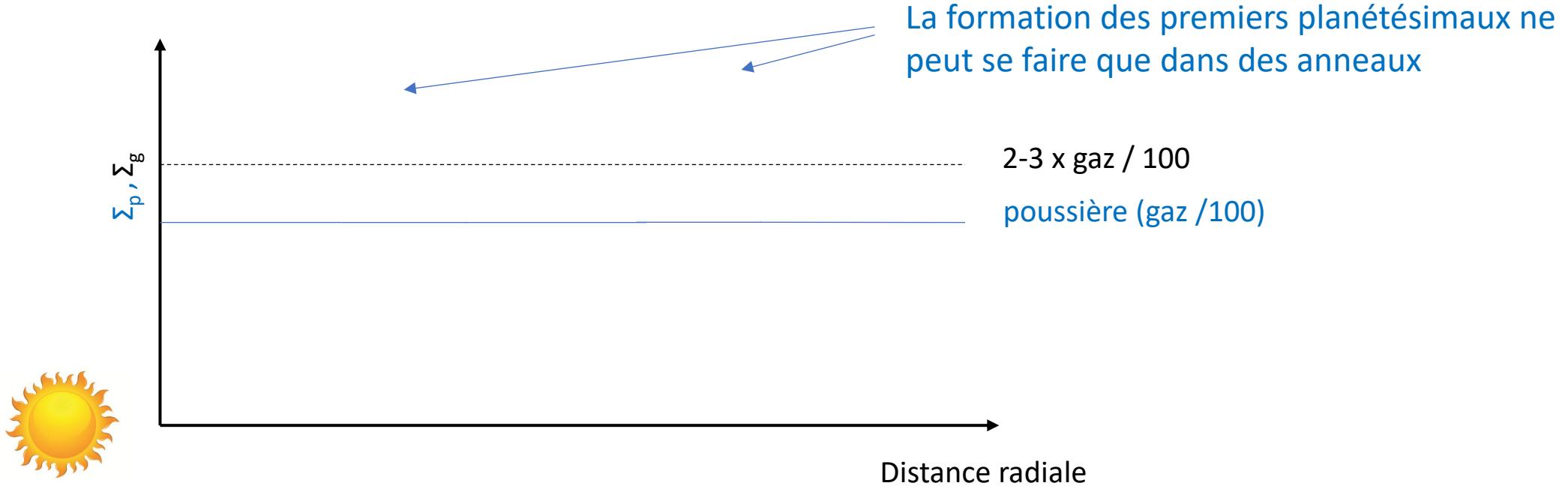
Lim et al., 2024

Même pour une turbulence très faible ( $\alpha \sim 10^{-4}$ ) et  $\tau_f = 10^{-2}$  le déclenchement de l'instabilité de courant nécessite un rapport  $\Sigma_p/\Sigma_g > 0.02$



## Conditions conduisant à la formation de planétésimaux

L'instabilité de courant requière que  $\Sigma_p > 2-3 \times \Sigma_g / 100$ ,  $\Sigma_g / 100$  étant la valeur typique dans un disque de composition solaire.

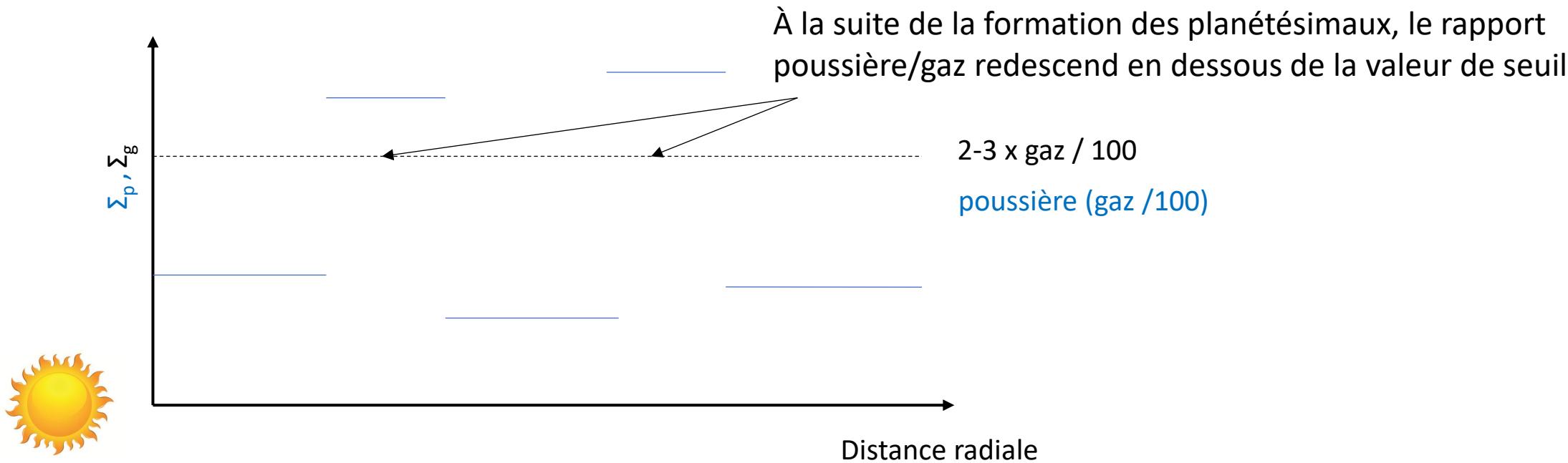


La formation de planétésimaux nécessite donc au préalable l'accumulation de poussières à des distances données. Ceci ne peut que se faire qu'au détriment du rapport poussière/gaz ailleurs dans le disque.



## Conditions conduisant à la formation de planétésimaux

L'instabilité de courant requiert que  $\Sigma_p > 2-3 \times \Sigma_g / 100$ ,  $\Sigma_g / 100$  étant la valeur typique dans un disque de composition solaire.



La formation de planétésimaux nécessite donc au préalable l'accumulation de poussières à des distances données. Ceci ne peut que se faire qu'au détriment du rapport poussière/gaz ailleurs dans le disque. Après, si les poussières sont préservées, piégées dans des maxima de pression, la formation des planétésimaux peut se faire quand le rapport  $\Sigma_p/\Sigma_g$  devient suffisamment grand à la déplétion du gaz

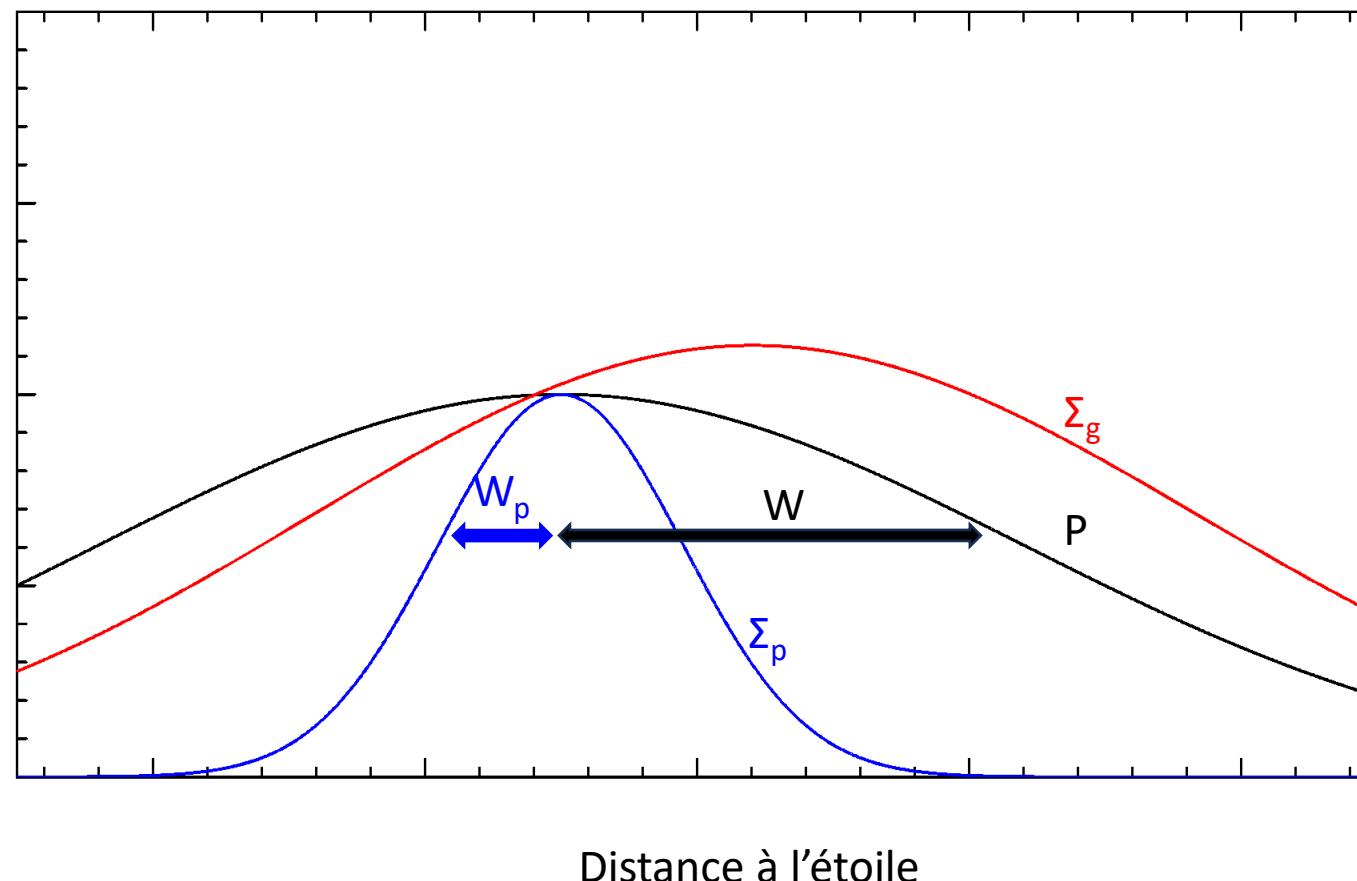
**Deux générations de planétésimaux: les précoces (achondrites) et les tardifs (chondrites)**



# Formation des planétésimaux dans les maxima de pression

Vision simple:

Quand les densités des particules et du gaz sont comparables, le coefficient de diffusion  $D=\alpha H^2 \Omega$  se réduit d'un facteur  $\frac{\rho_g}{\rho_g + \rho_d}$



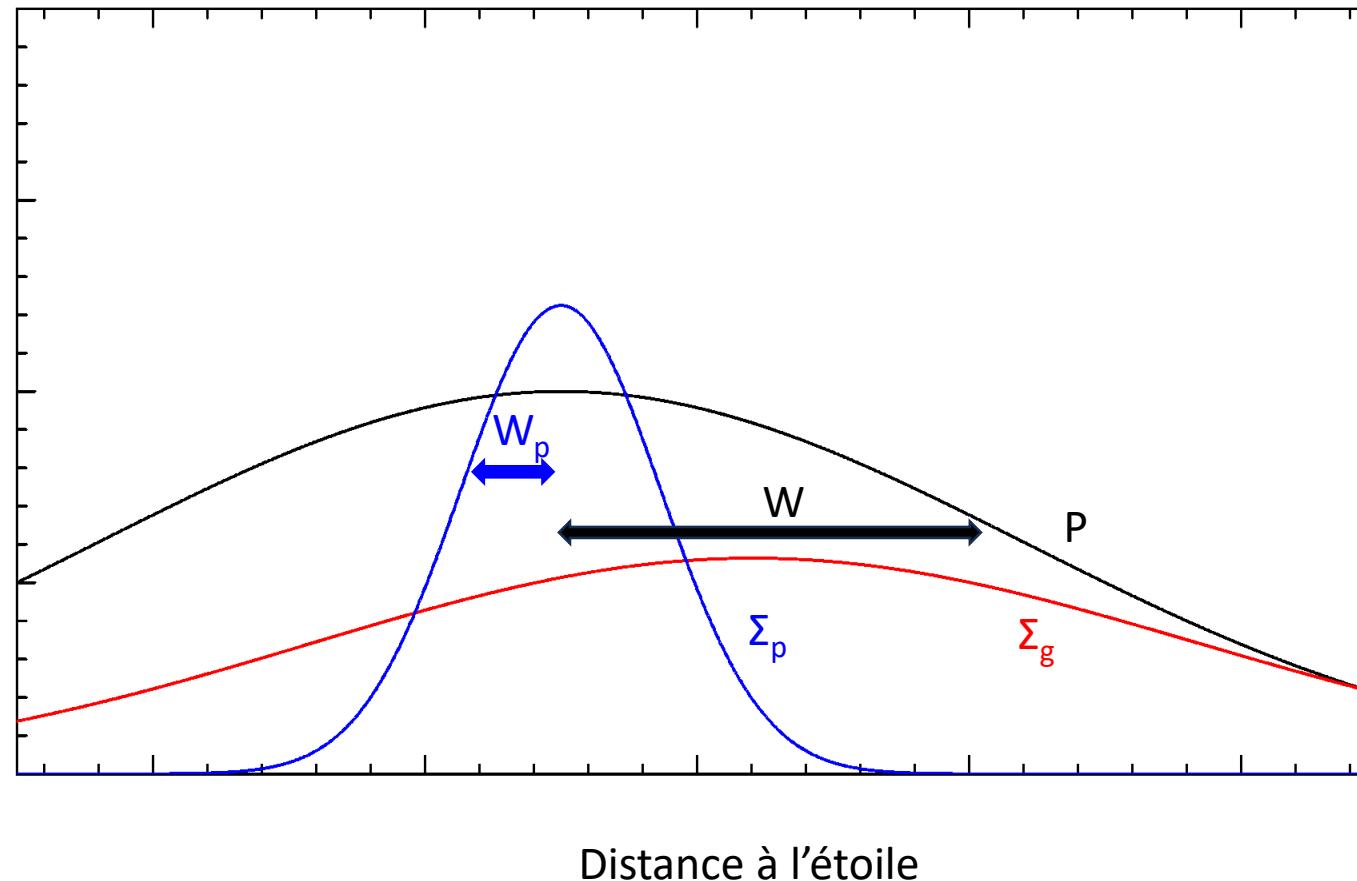
$$W_p = W \sqrt{\alpha/\tau_f} \sqrt{\frac{\Sigma_g}{\Sigma_g + \Sigma_d}}$$



# Formation des planétésimaux dans les maxima de pression

Vision simple:

En diminuant la quantité de gaz, la diffusion s'affaiblit et la concentration radiale des poussières au maximum de pression augmente



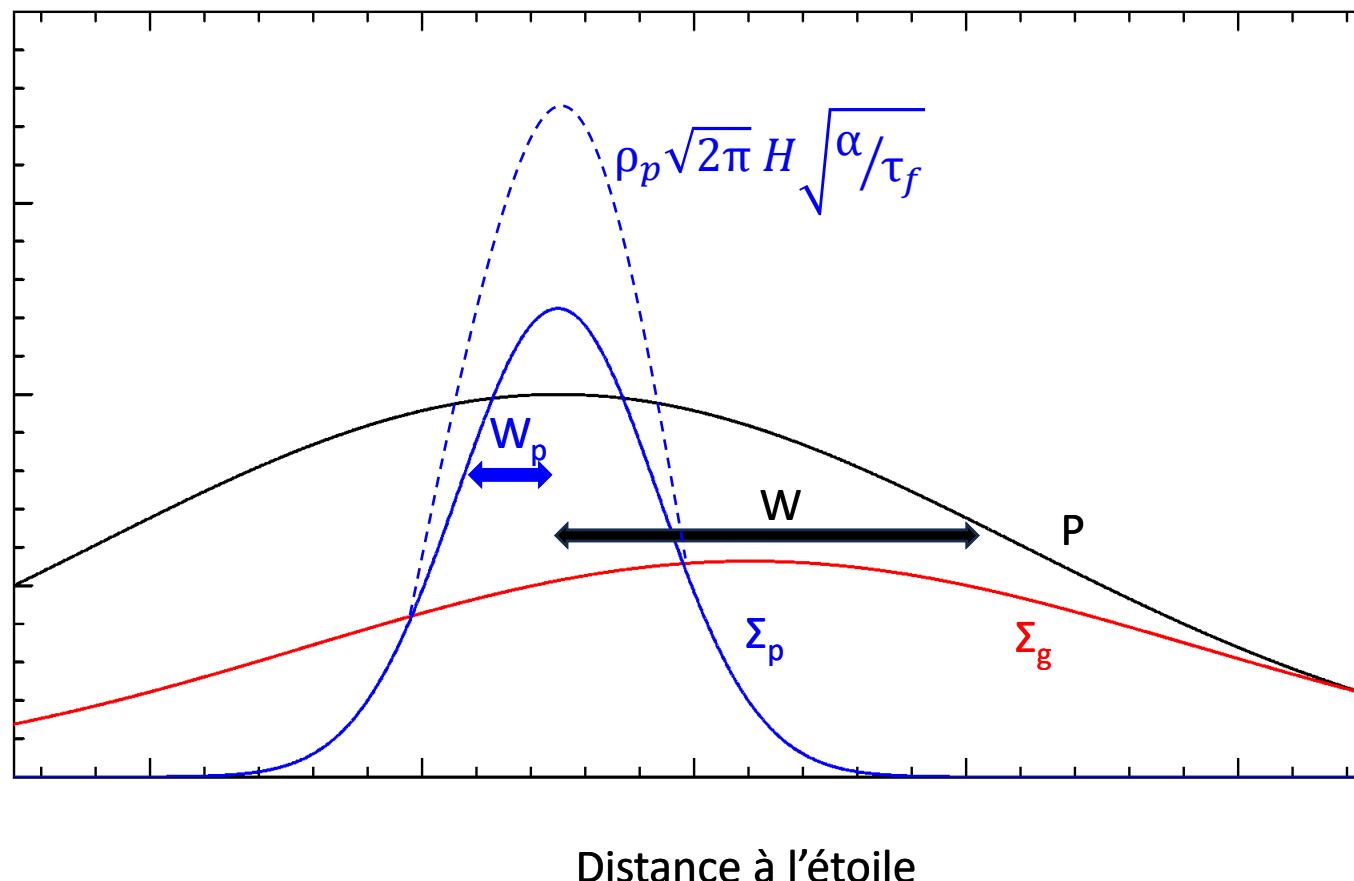
$$W_p = W \sqrt{\alpha/\tau_f} \sqrt{\frac{\Sigma_g}{\Sigma_g + \Sigma_d}}$$



# Formation des planétésimaux dans les maxima de pression

Vision simple:

En diminuant la quantité de gaz, la diffusion s'affaiblit et la concentration des poussières au maximum de pression augmente



$$W_p = W \sqrt{\alpha/\tau_f} \sqrt{\frac{\Sigma_g}{\Sigma_g + \Sigma_d}}$$

En même temps la sedimentation sur le plan médian augmente car  
 $\rho_p = \Sigma_p / (\sqrt{2\pi} H_p)$ , ou

$$H_p = H \sqrt{\alpha/\tau_f} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_g + \rho_p}}$$

Ceci fait diverger  $\rho_p$  en conduisant à l'instabilité gravitationnelle des poussières



## Formation des planétésimaux dans les maxima de pression: simulations 2D

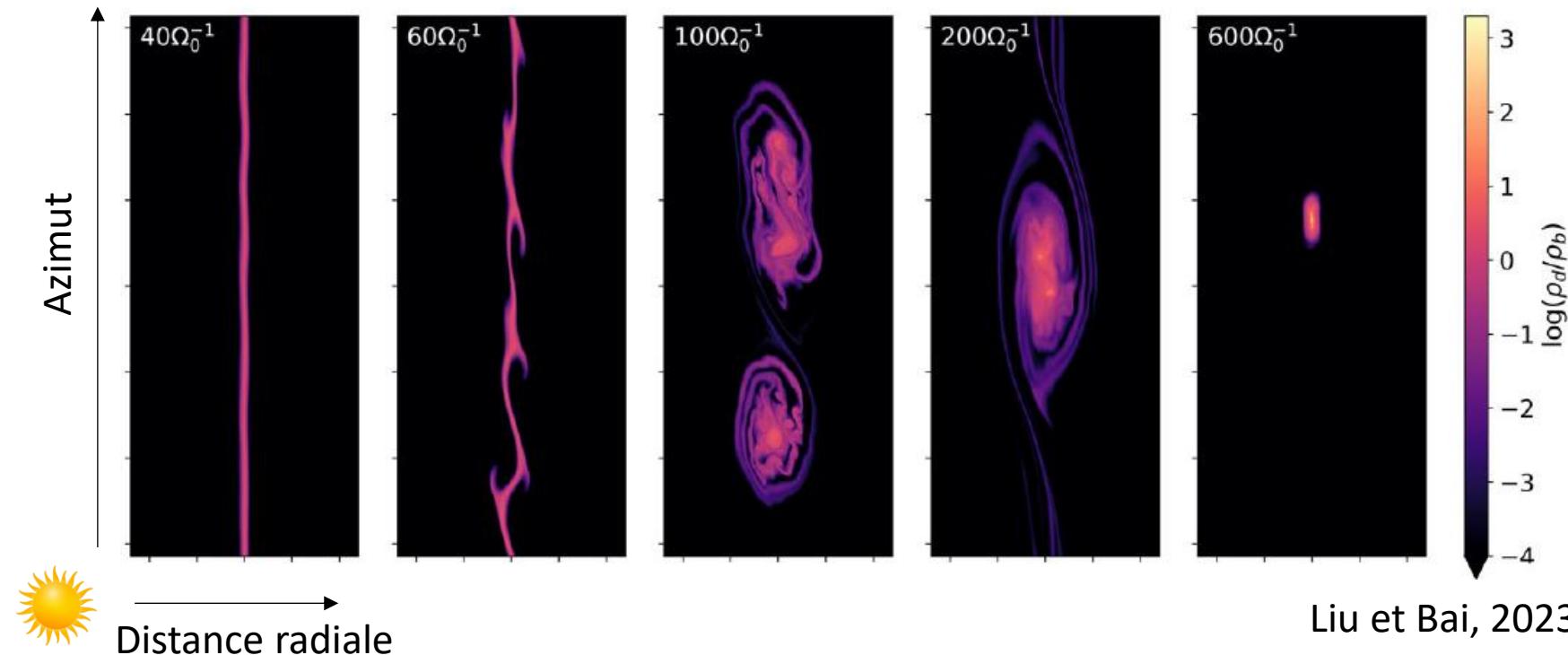
En réalité il peut y avoir des instabilités hydrodynamiques qui permettent de concentrer en en azimut les poussières, créant des maxima de densité locaux. Ceci permet d'atteindre l'instabilité gravitationnelle plus tôt, pendant la disparition du gaz



## Formation des planétésimaux dans les maxima de pression: simulations 2D

En réalité il peut y avoir des instabilités hydrodynamiques qui permettent de concentrer en azimuth les poussières, créant des maxima de densité locaux. Ceci permet d'atteindre l'instabilité gravitationnelle plus tôt, pendant la disparition du gaz

Si le maximum de pression est abrupt, le gaz forme un vortex et les poussières se concentrent au centre du vortex

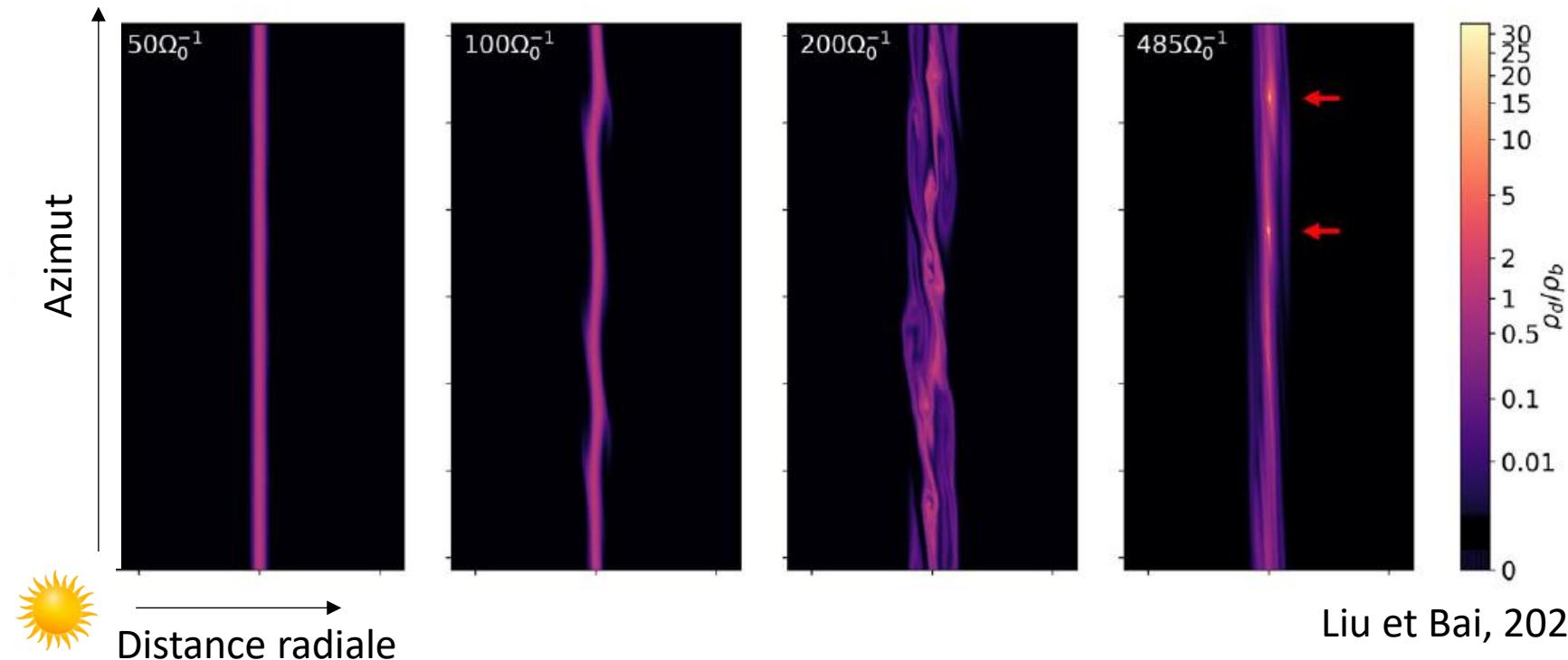




## Formation des planétésimaux dans les maxima de pression: simulations 2D

En réalité il peut y avoir des instabilités hydrodynamiques qui permettent de concentrer en azimuth les poussières, créant des maxima de densité locaux. Ceci permet d'atteindre l'instabilité gravitationnelle plus tôt, pendant la disparition du gaz

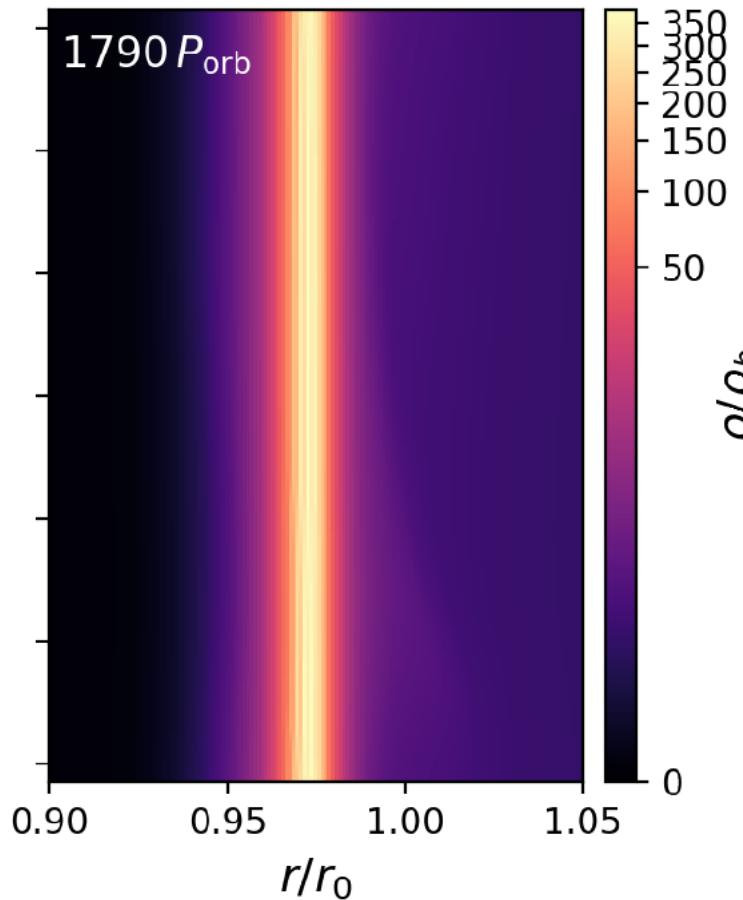
Si le maximum de pression est modéré, les poussières créent néanmoins des turbulences qui les concentrent





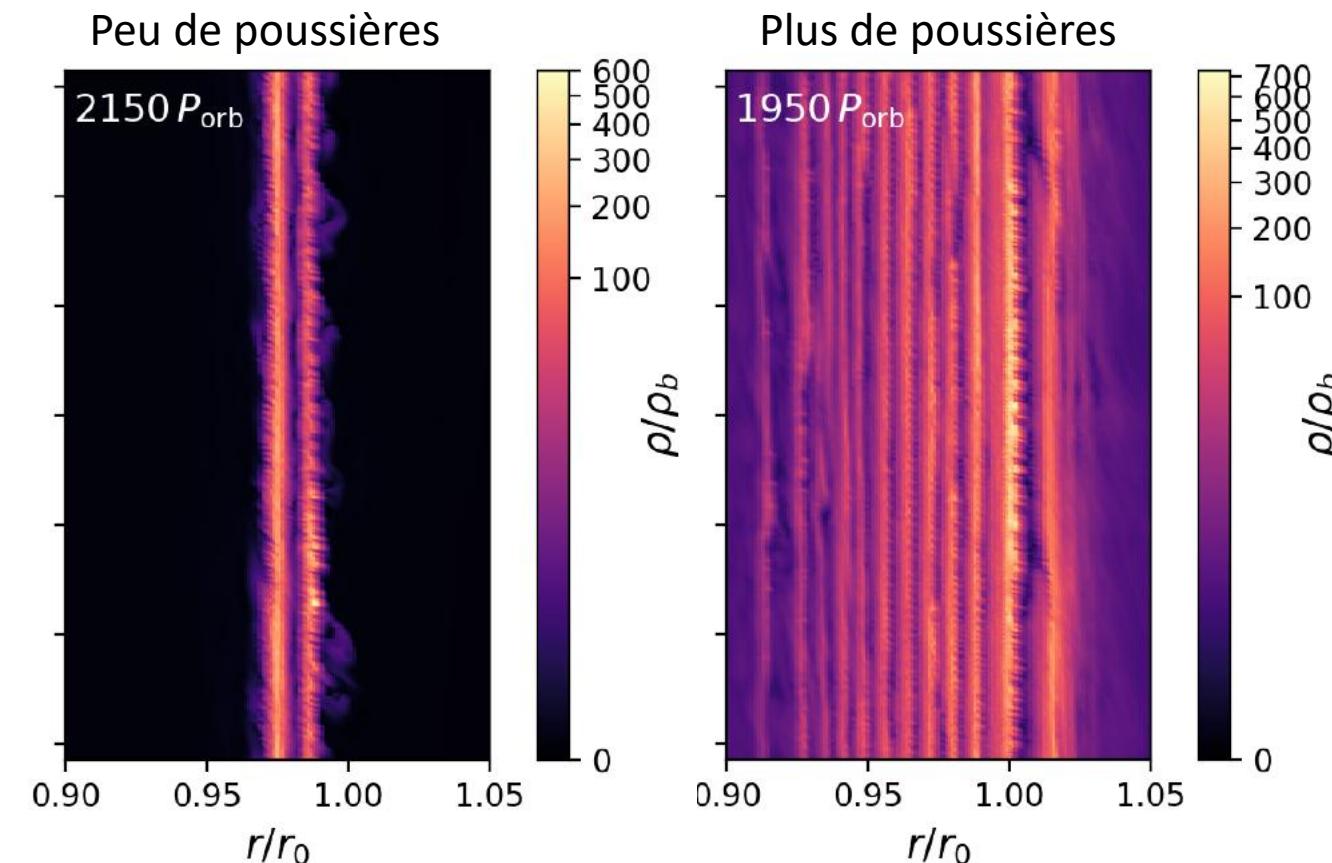
# Formation des planétésimaux dans les maxima de pression: simulations 3D

Disque visqueux:  $\alpha=10^{-4}$



Pas d'instabilités et formation d'amas de poussières

Disque non visqueux:  $\alpha<10^{-5}$



Formation de plusieurs anneaux. Anneaux beaucoup plus larges que épais, sans besoin de turbulence anisotropique.  
Quelques amas de poussières



## Formation des planétésimaux dans les maxima de pression: simulations 3D

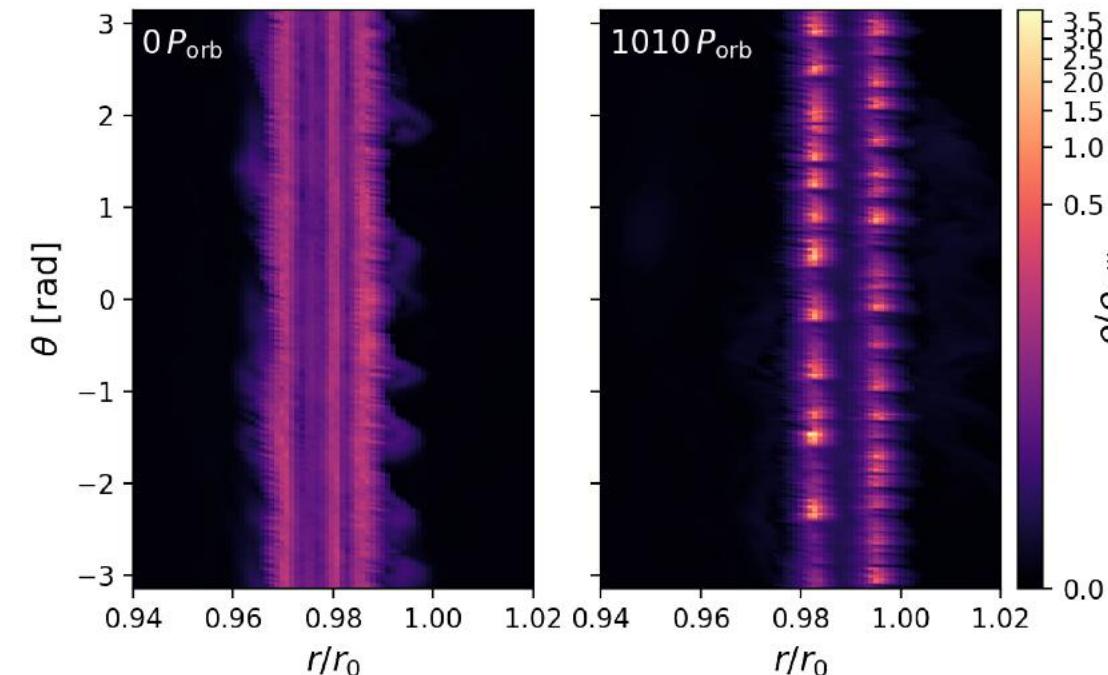
A la disparition du gaz:

Disque visqueux: Pas d'instabilités visibles, contraction radiale et verticale.  
On s'attend asymptotiquement à

$$\rho_p \propto \left(\frac{M_p}{M_g}\right)^3$$

Disque non-visqueux: apparition d'amas de plus en plus prononcés, ce qui donne

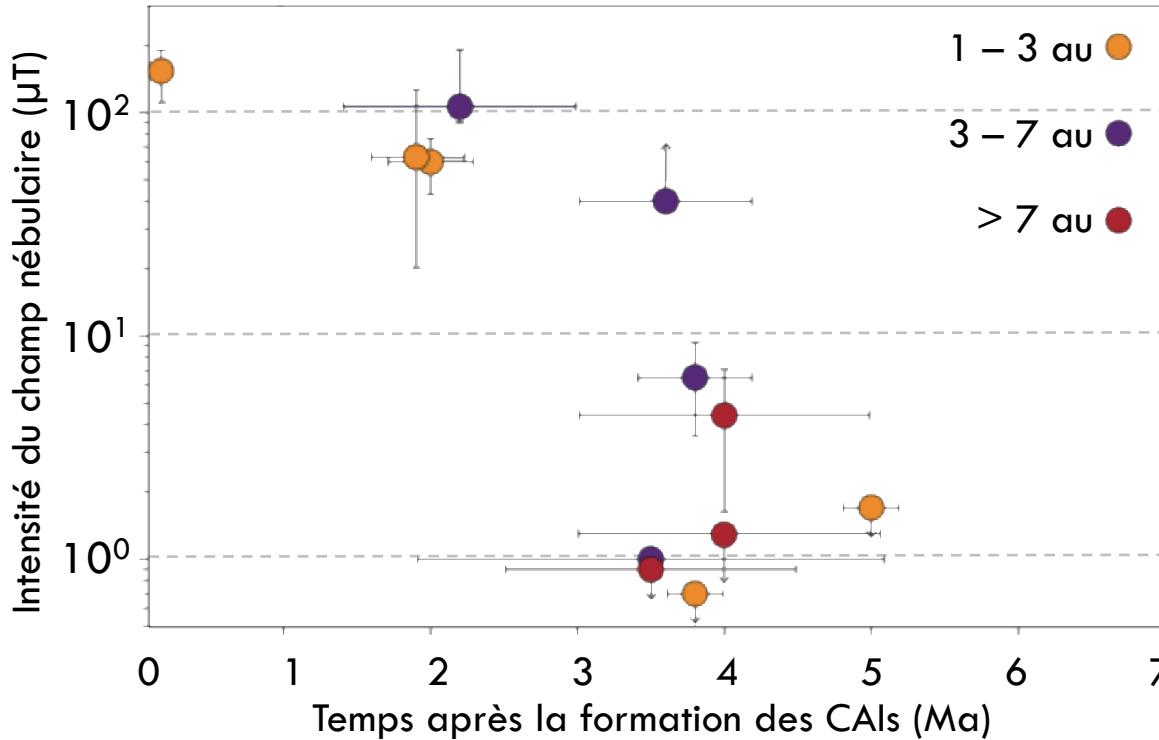
$$\rho_p \propto \left(\frac{M_p}{M_g}\right)^{7/2}$$



*La formation des chondrites devrait avoir lieu à la disparition du disque*



# Disparition du disque et formation des planétismaux



Cours #5:

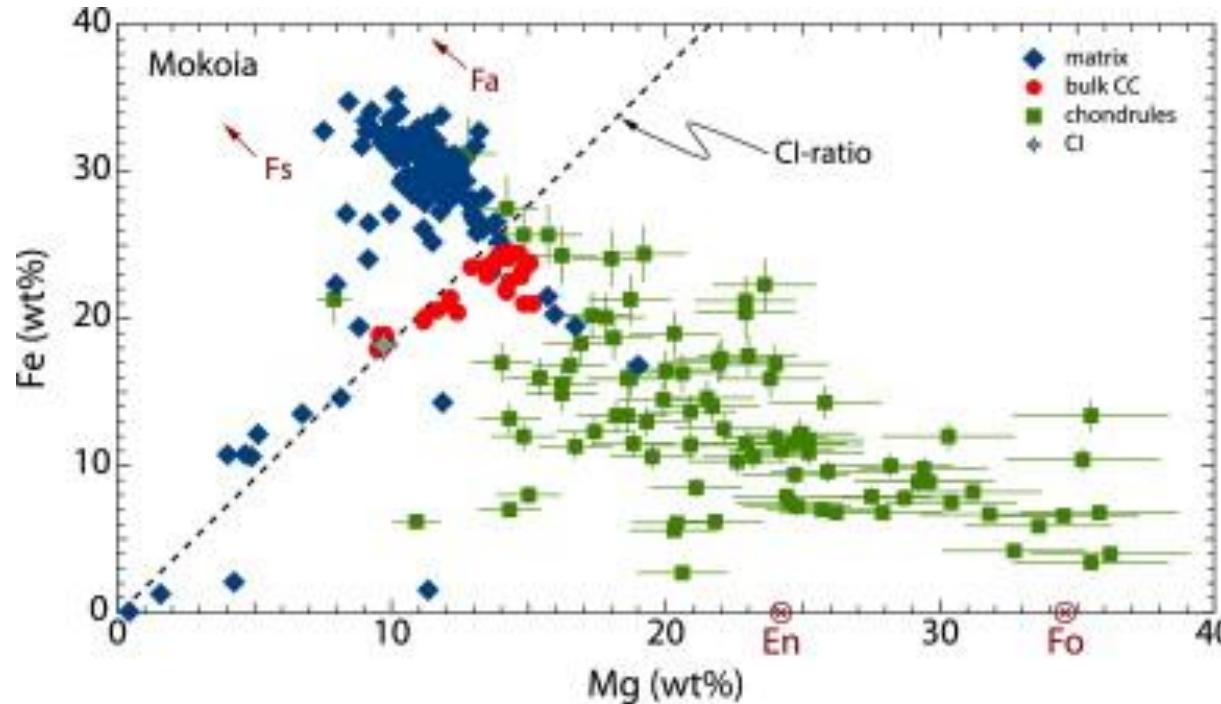
Temps de formation des corps parents des chondrites ordinaires et a enstatite: 2 Ma

Temps de formation des corps parents des chondrites CR et CM: 3,5 - 4,0 Ma

Presentation C. Maurel



## Note sur la complémentarité chondre-matrice



Cours #4: Troublant: la complémentarité impliquerait que ce qui est perdu lors de la formation d'un chondre se mélange à la matrice (pas étonnant), et ensuite chondres et matrice sont ré-accrétés dans les *bonnes proportions* (étonnant!)

Jacquet et al., 2012, ont suggéré que les “bonnes proportions” sont maintenues si chondres et matrices ont  $\frac{\tau_f}{\alpha} \ll 1$  (même si  $\tau_f$  différents).

Mais dans ce cas, pas de piégeage dans les maxima de pression, pas de sédimentation sur le plan médian

A la disparition du gaz, c'est  $\alpha' = \alpha \frac{M_p}{M_g}$  qui compte et il faut  $\frac{\tau_f}{\alpha'} > 1$  pour atteindre  $\rho_{Hill}$

Il faut donc que chondres et agrégats de matrices aient  $\tau_f$  similaires, ce qui suggère la barrière de rebondissement



## A retenir

- Les poussières sédimentent vers le plan médian du disque, et dérivent radialement
- Initialement quand le disque est en expansion elles sont transportées vers l'extérieur (CAI)
- Puis elles commencent à dériver vers l'étoile, jusqu'à être capturées dans des maxima de pression, quand ceux-ci se forment
- La croissance des poussières est limitée soit par la barrière de rebondissement, soit par celle de fragmentation
- La barrière de rebondissement est en meilleur accord avec la distribution des tailles des chondres, le confinement dans les maxima de pression, la complémentarité chondre-matrice
- Lors de la phase de dérive des poussières l'instabilité de courant peut former des planétésimaux là où le rapport  $\rho_p / \rho_g > 1$ . Ce sont les planétésimaux de la première génération (différenciés).
- Les planétésimaux de  $\sim 100$  km se forment instantanément, ceux plus grands nécessitent des collisions
- Les poussières collectées dans les maxima de pression atteignent la densité de Hill à la disparition du gaz. C'est la formation de la deuxième génération des planétésimaux (chondritiques, non fondus)
- Bon accord entre l'âge des corps parents des chondrites et la fin du paléomagnétisme