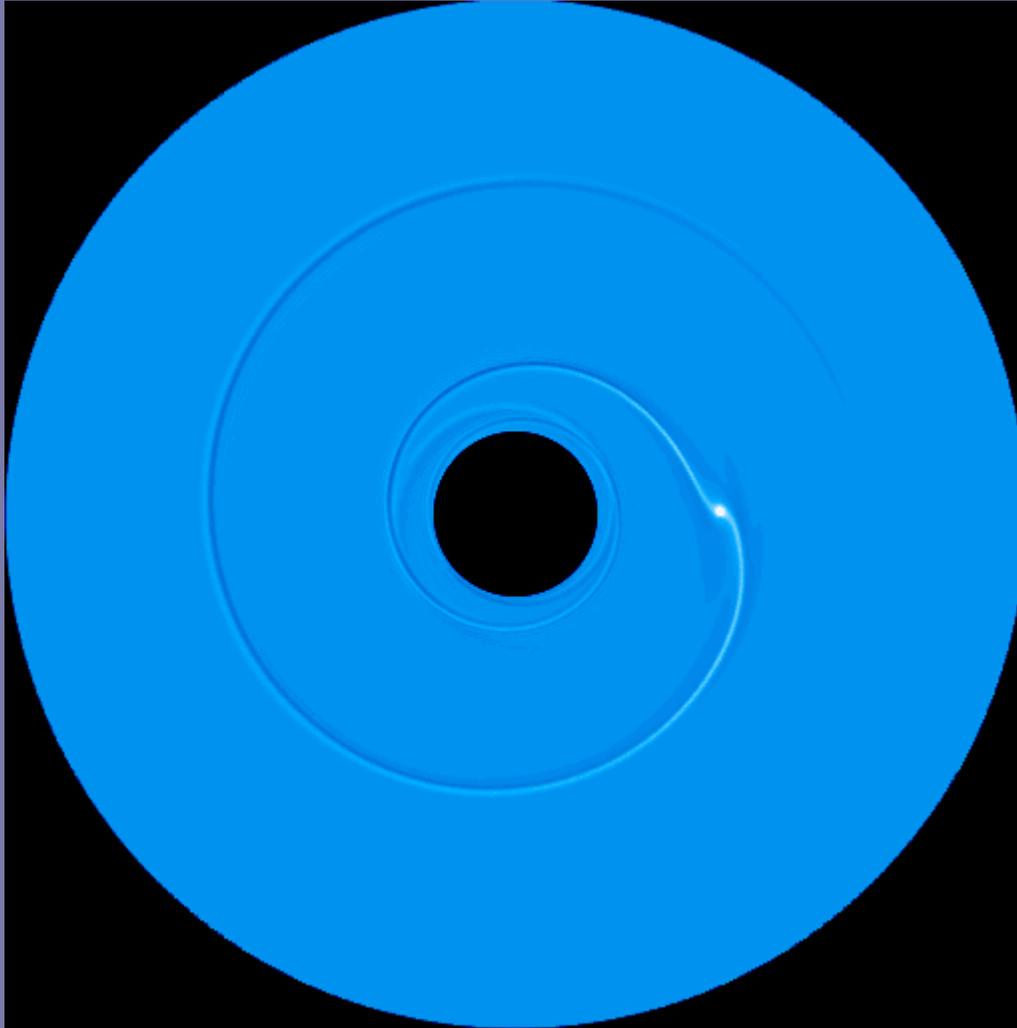


Migration planétaire

Frédéric Masset, Service d'Astrophysique, Saclay

Principe de la migration planétaire



Une protoplanète en orbite dans un disque protoplanétaire y excite un sillage spiral, par *effet de marée*.

Ce sillage, par interaction gravitationnelle, perturbe en retour l'orbite de la planète.

Le demi grand-axe, l'excentricité, l'inclinaison de l'orbite de la planète évoluent donc au cours du temps.

La variation du demi grand-axe au cours du temps est appelée la *migration* planétaire.

Ce dont il va être question

- Nous considérerons exclusivement les effets de marée entre une protoplanète et un disque protoplanétaire de gaz, massif (stade « jeune » du disque).
- Nous allons parler non seulement de l'action des effets de marée sur le demi grand-axe (*migration*), mais aussi sur l'excentricité.

Ce dont il va être question

- Les effets de marée sont connus pour modifier les orbites:
 - ◆ La lune s'éloigne de la Terre...
 - ◆ Circularisation de l'orbite de Io...

De manière générale, un effet de marée se traduit par :

- ◆ Une perturbation du système par l'objet en orbite *sillage dû à la protoplanète, bourrelets équatoriaux dûs à la Lune, etc.*
- ◆ Une modification de l'orbite par cette perturbation

Ce dont il ne va PAS être question

- On ne parlera pas de la migration due à l'interaction d'une planète avec un disque de planétésimaux résiduel. Les effets dont nous allons parler sont beaucoup plus forts, mais ne laissent pas de trace...
- On ne considèrera pas la force de frottement aérodynamique s'exerçant sur les protoplanètes. On ne considèrera que l'interaction gravitationnelle.
- On ne s'intéressera donc pas au cas des petits corps.
- Enfin, et surtout, on ne parlera pas de *formation planétaire* : on s'intéressera à la *migration* de cœurs déjà formés.

Migration planétaire

Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Migration planétaire

Première session

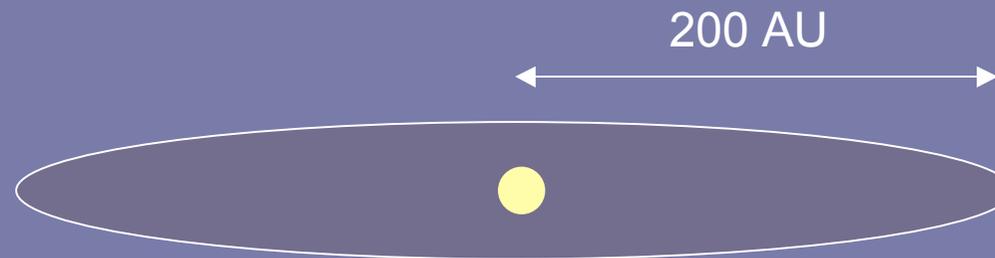
- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Grandeurs caractéristiques des disques protoplanétaires

Un disque protoplanétaire est essentiellement un disque képlérien gazeux. Une petite fraction de sa masse ($\sim 1\%$) est sous forme solide (poussières).

La masse du disque varie entre un millième et un dixième de masse solaire.

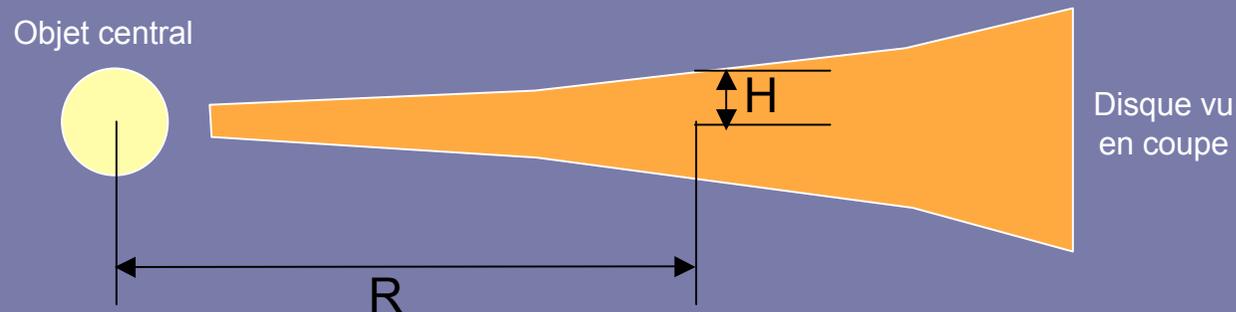
Le rayon d'un disque protoplanétaire est de l'ordre de 200 AU.



On négligera l'autogravité des disques protoplanétaires

Epaisseur d'un disque protoplanétaire

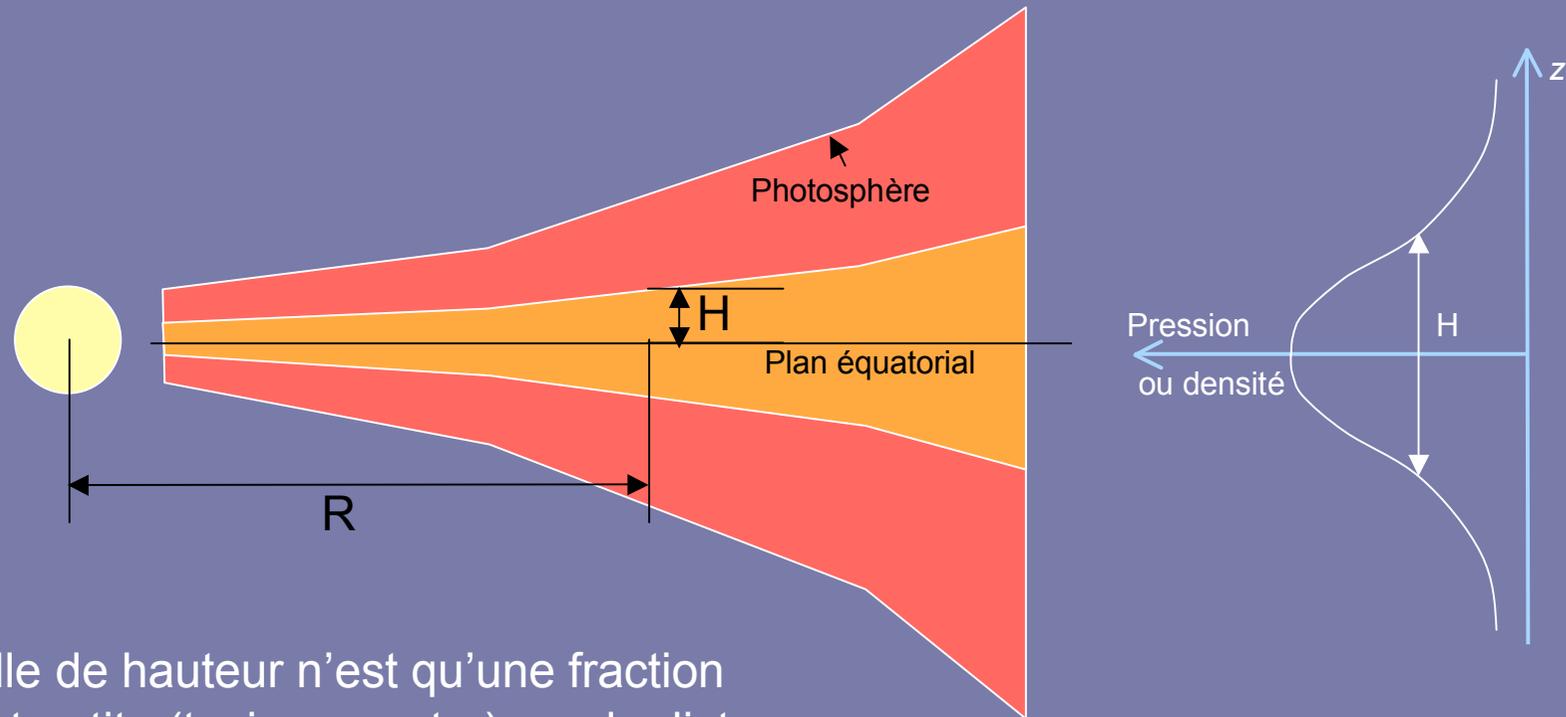
Un disque protoplanétaire est un disque mince. Son *rapport d'aspect* H/R vaut quelques pourcents.



Une fraction significative des disques protoplanétaires est *flaring*, c'est-à-dire que H/R augmente lentement avec R .
Autrement dit les rayons issus de la protoétoile atteignent la photosphère du disque.

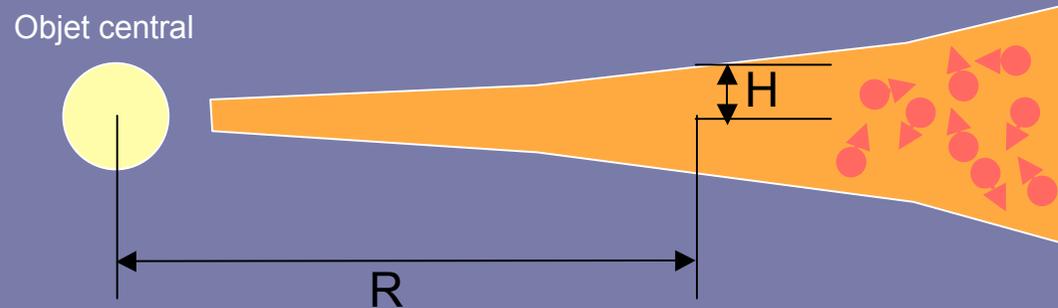
Épaisseur d'un disque protoplanétaire

NB: Lorsqu'on parlera d'épaisseur du disque, on parlera de l'échelle de hauteur de pression



Cette échelle de hauteur n'est qu'une fraction relativement petite (typiquement $\frac{1}{10}$) que la distance entre la photosphère et le plan équatorial.

Lien épaisseur – vitesse du son

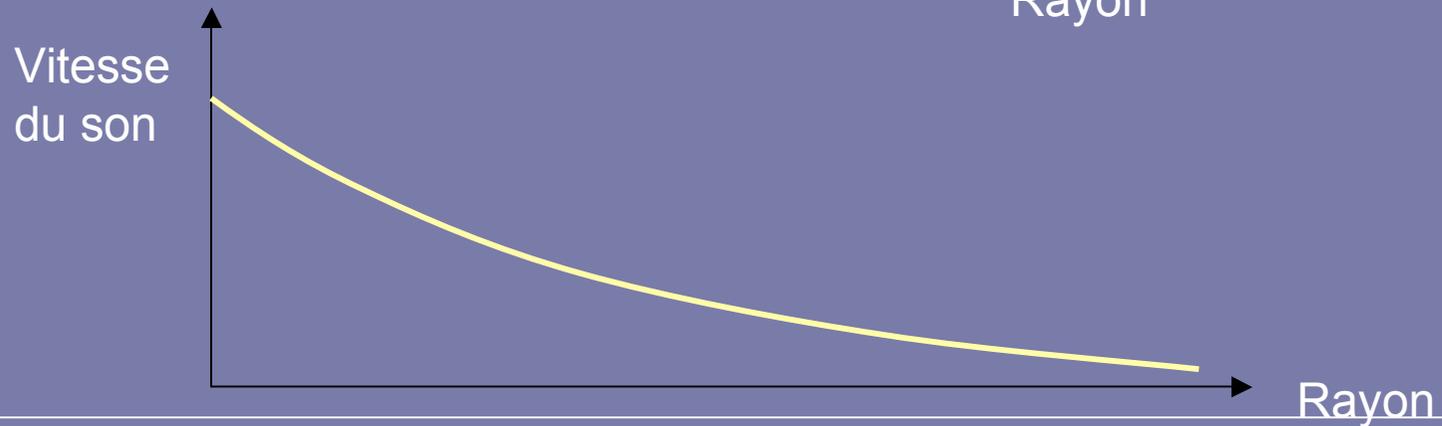
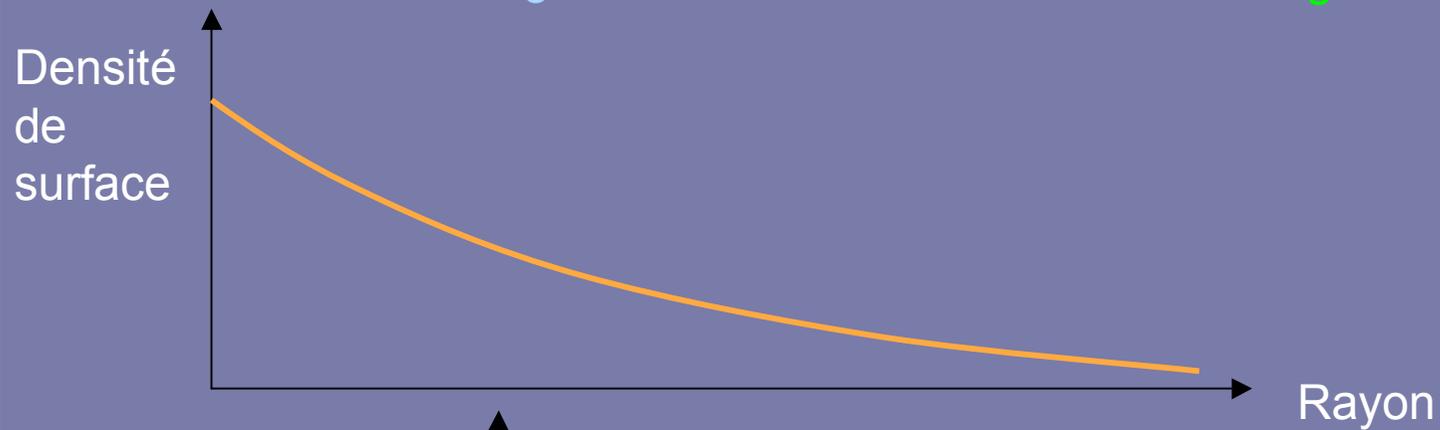
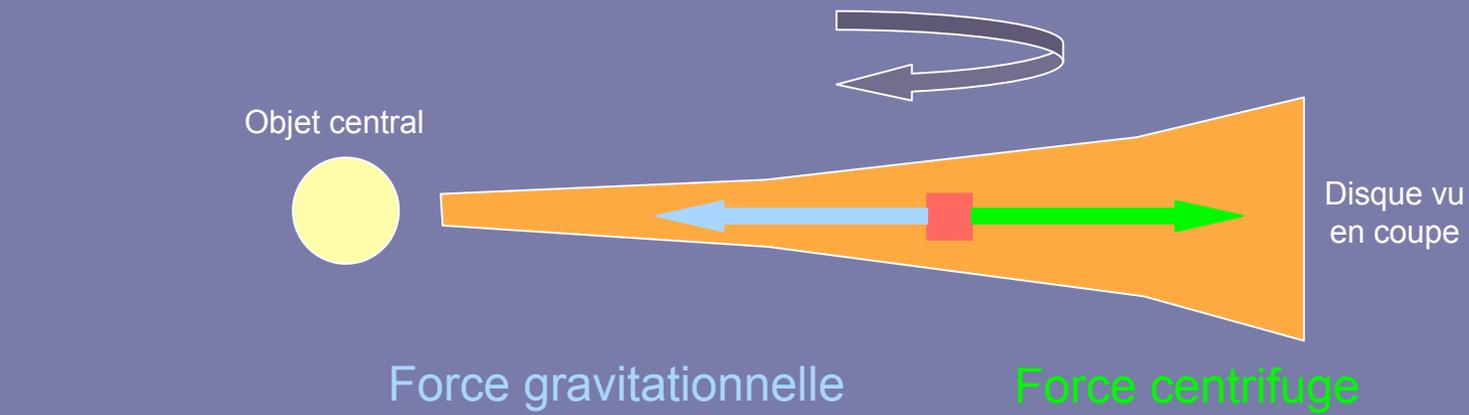


Les particules du disque ont une vitesse typique de l'ordre de la vitesse du son : c_s
En outre elles oscillent verticalement à la fréquence képlérienne Ω_K

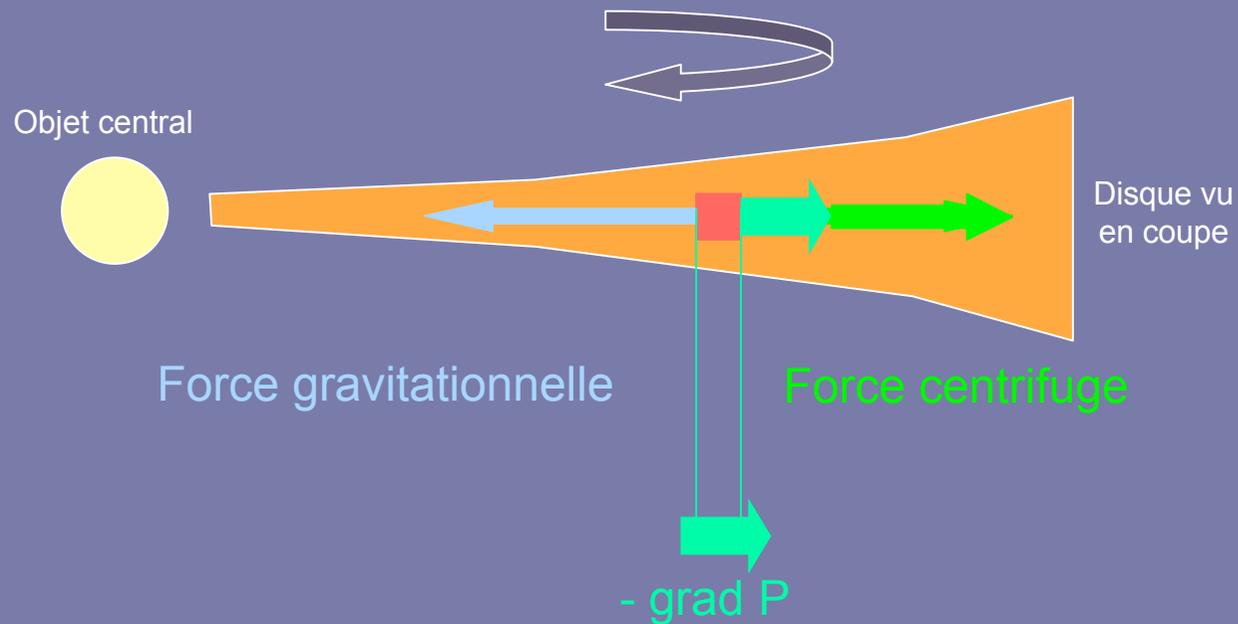
On a: $H \sim c_s / \Omega_K$

Plus le disque est **chaud**, plus il est **épais**.

Un disque protoplanétaire est légèrement *sous*-Képlérien

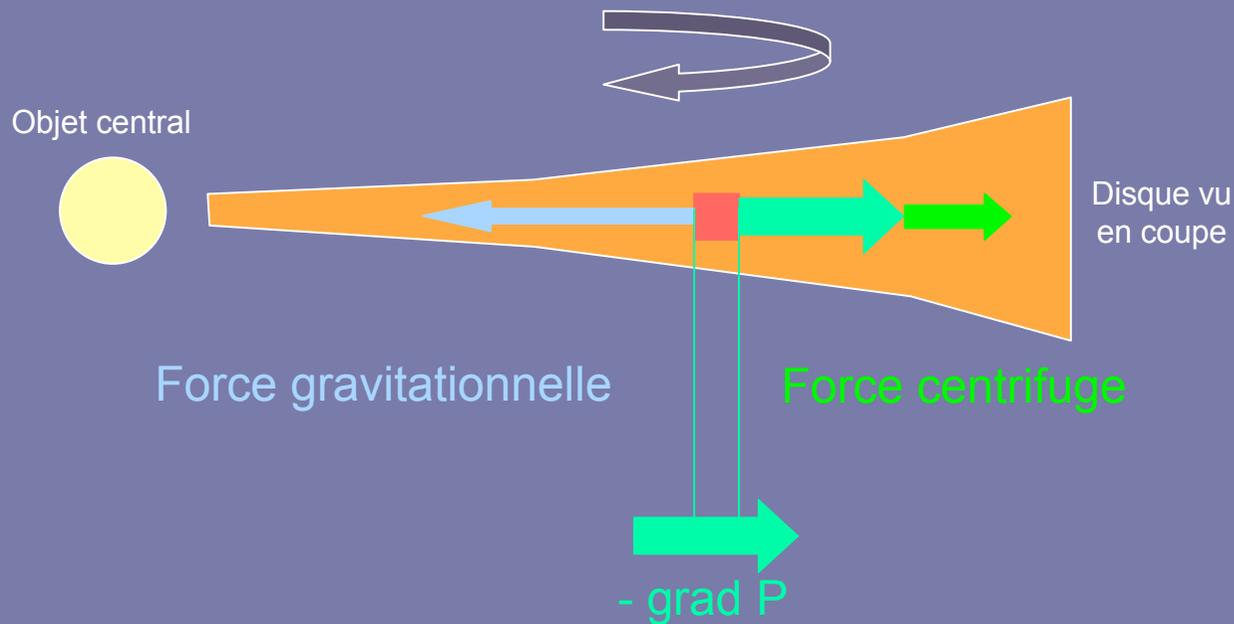


Un disque protoplanétaire est légèrement *sous*-képlérien



Pour conserver l'équilibre radial des forces, la force centrifuge baisse légèrement. Le disque est *sous*-Képlérien.

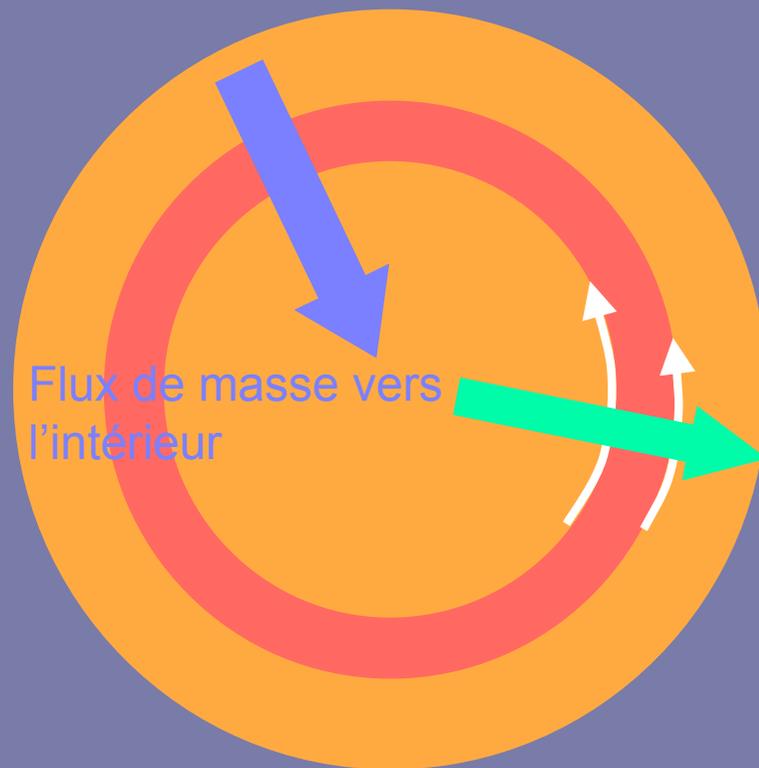
Un disque protoplanétaire est légèrement *sous*-Képlérien



Plus le gradient de pression est important (*c.à.d.* plus la vitesse du son est grande \Leftrightarrow plus le disque est épais), plus le disque est sous-Képlérien.

Un disque Képlérien est un disque mince.

Transport de moment angulaire dans les disques protoplanétaires



Transport visqueux : les différents anneaux élémentaires composant le disque en rotation différentielle exercent sur leurs voisins un couple visqueux.

Flux de moment angulaire vers l'extérieur.

La viscosité moléculaire est beaucoup trop faible pour être efficace dans les disques protoplanétaires.

Pour rendre compte du taux d'accrétion observé pour un certain nombre de disques protoplanétaires, on invoque une viscosité *turbulente*.

Transport de moment angulaire dans les disques protoplanétaires

Au niveau de description de cette présentation, nous nous contenterons de considérer que les effets de la turbulence qui nous intéressent (essentiellement le transport radial de matière et de moment angulaire dans le disque) peuvent être modélisés par une viscosité cinématique *ad-hoc*.

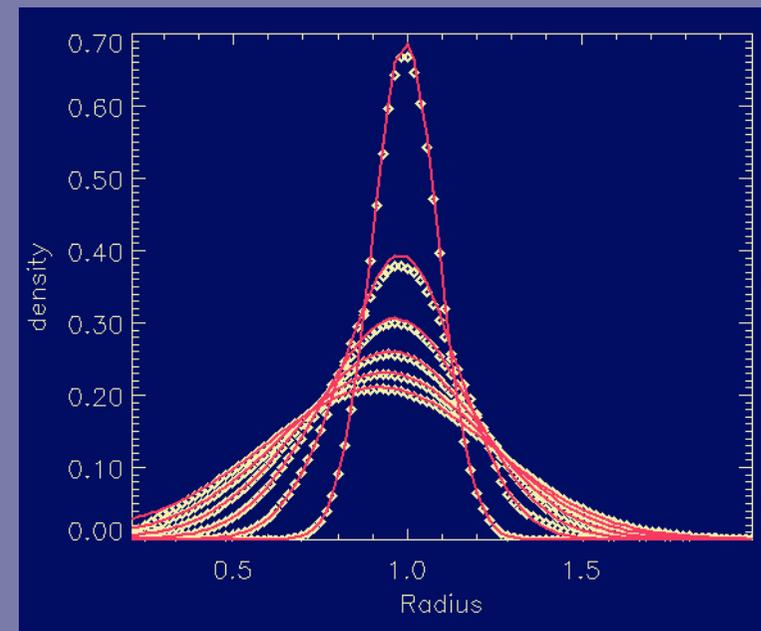
On utilise couramment la paramétrisation de Shakura et Syunyaev :

$$\nu = \alpha c_s H$$

On parle de disques α .

$\alpha \sim 10^{-4}$ a 10^{-2} .

La viscosité conduit à l'étalement radial des structures dans le disque



Migration planétaire

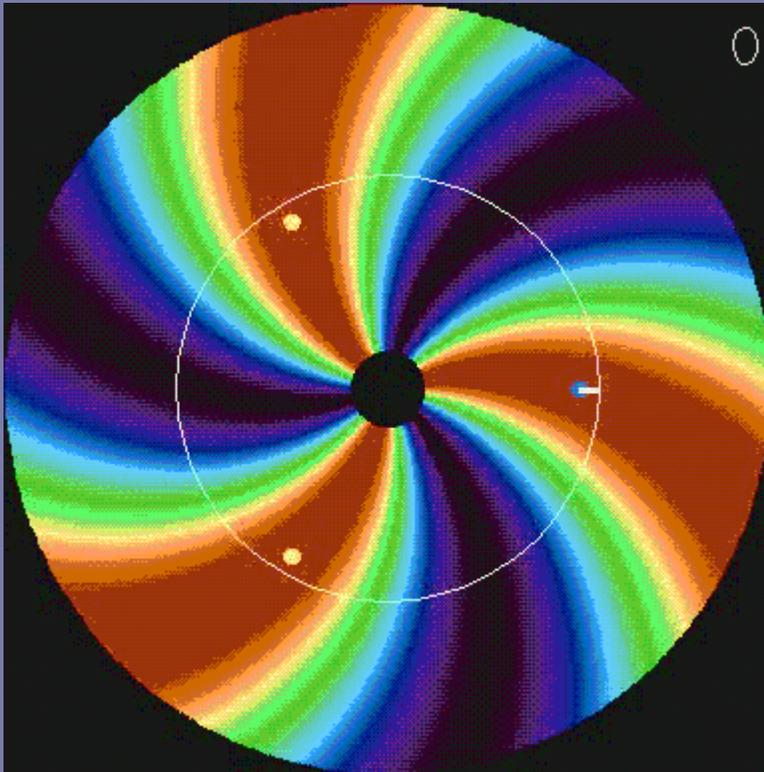
Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Ondes et résonances dans les disques

Les ondes susceptibles de se propager dans les disques protoplanétaires sont essentiellement des ondes de type acoustique, dont le support de propagation est la pression du gaz. On les appelle des *ondes de densité*.

A toute onde, on peut associer : sa fréquence de *pattern* Ω_W , son nombre d'onde azimuthal m (c'est le nombre de « bras »), et sa fréquence réelle ω .

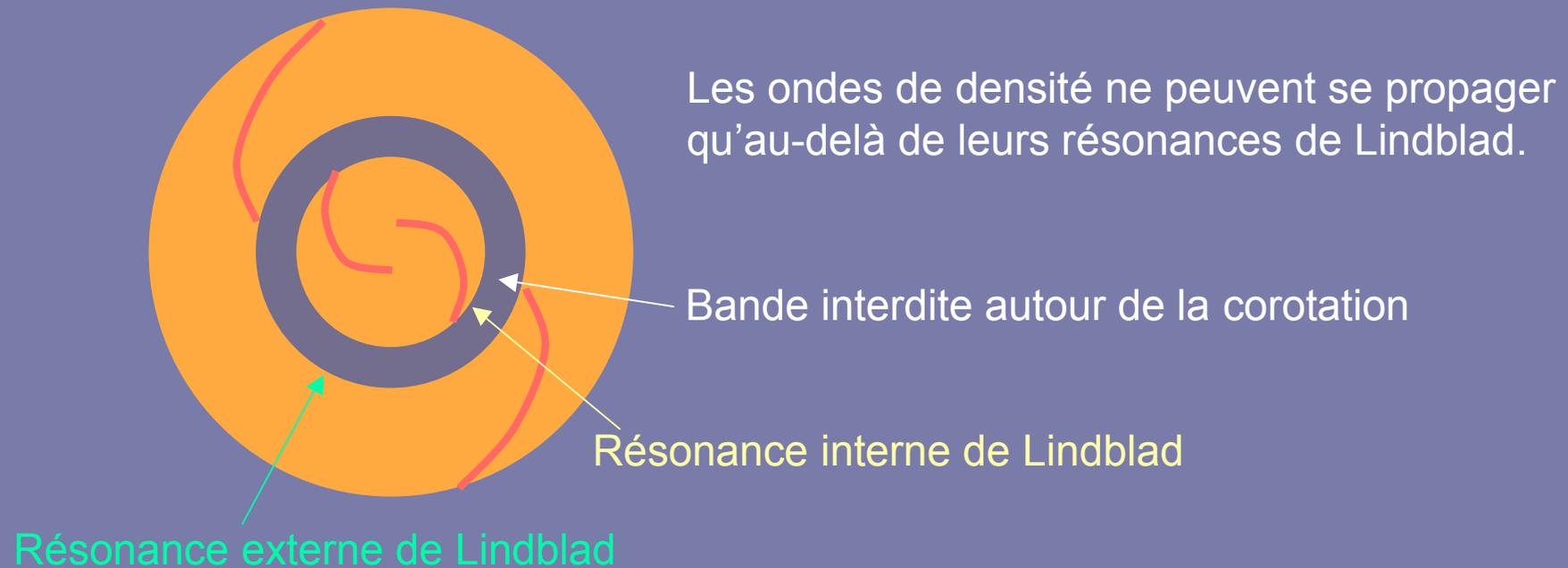


$$\omega = m \Omega_W$$

Ondes et résonances dans les disques

Lorsque la fréquence réelle d'une onde, vue dans le référentiel lié à la matière du disque, est égale à la fréquence propre des éléments de fluide du disque (fréquence *épicyclique*), on parle de *résonance de Lindblad*.

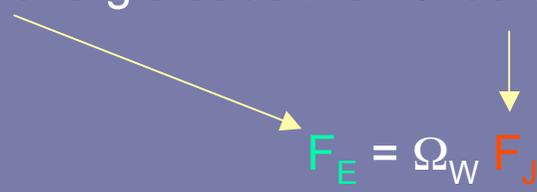
Lorsque la fréquence réelle d'une onde, vue dans le référentiel lié à la matière du disque, est nulle, on parle de *résonance de corotation*.



Ondes et résonances dans les disques

Une onde de densité transporte une certaine quantité d'énergie
et de moment angulaire.

Le flux d'énergie et de moment angulaire sont reliés par :


$$F_E = \Omega_W F_J$$

Notions de migration planétaire

Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- **Notions de migration planétaire**
 - **Migration en orbite circulaire**
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Notions de migration planétaire

Nous nous restreignons au cas des orbites *circulaires*.

On néglige l'*excentricité* liée à la migration radiale : $e=0$.

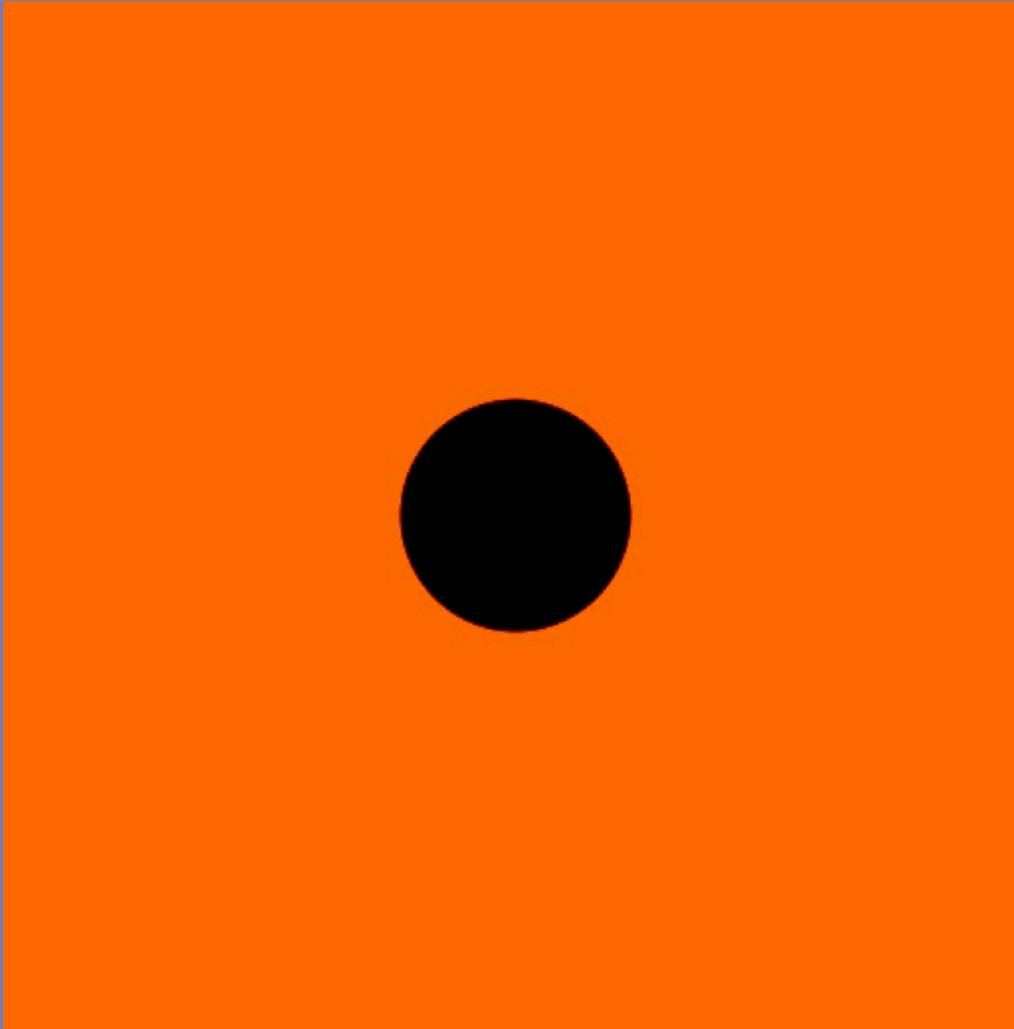
Dans la plupart des cas, la migration se fait effectivement sur une orbite circulaire (l'*excentricité* est amortie).

De la même manière, on se restreint aux orbites coplanaires au disque.

On néglige donc l'*inclinaison* des orbites: $i=0$.

Notions de migration planétaire

Une planète en *orbite circulaire* dans un disque Képlérien y excite un sillage spiral

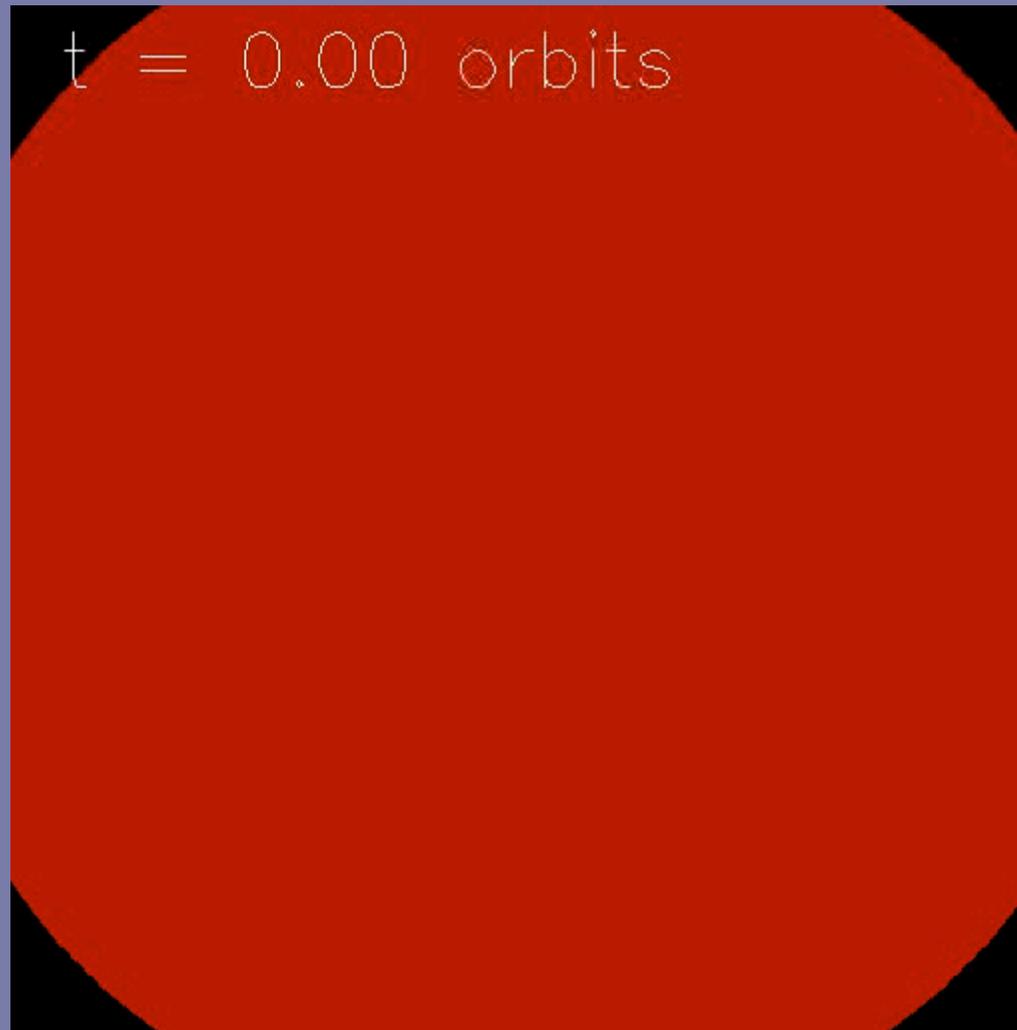


On place une masse ponctuelle en orbite circulaire uniforme dans un disque képlérien initialement de densité de surface uniforme.

Ce sillage est en corotation avec la planète : il tourne à la même vitesse

Excitation du sillage dans le référentiel tournant

Lorsqu'on se place dans le référentiel tournant, le sillage est fixe.

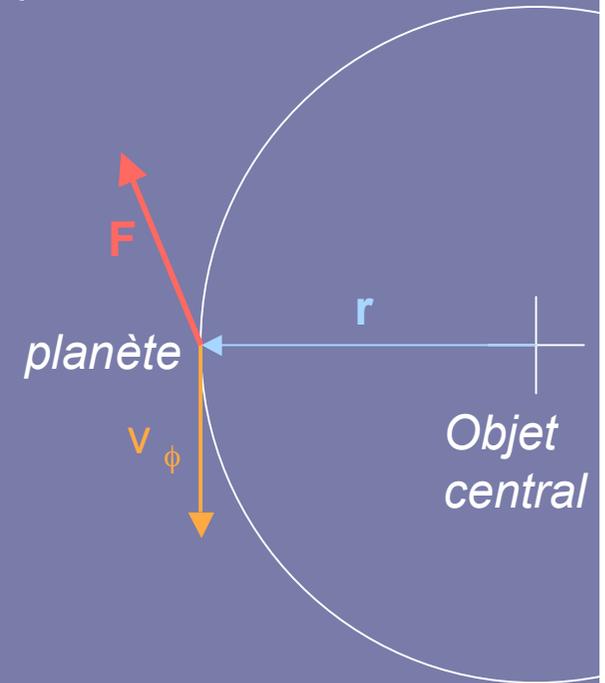


Couple ou travail ?

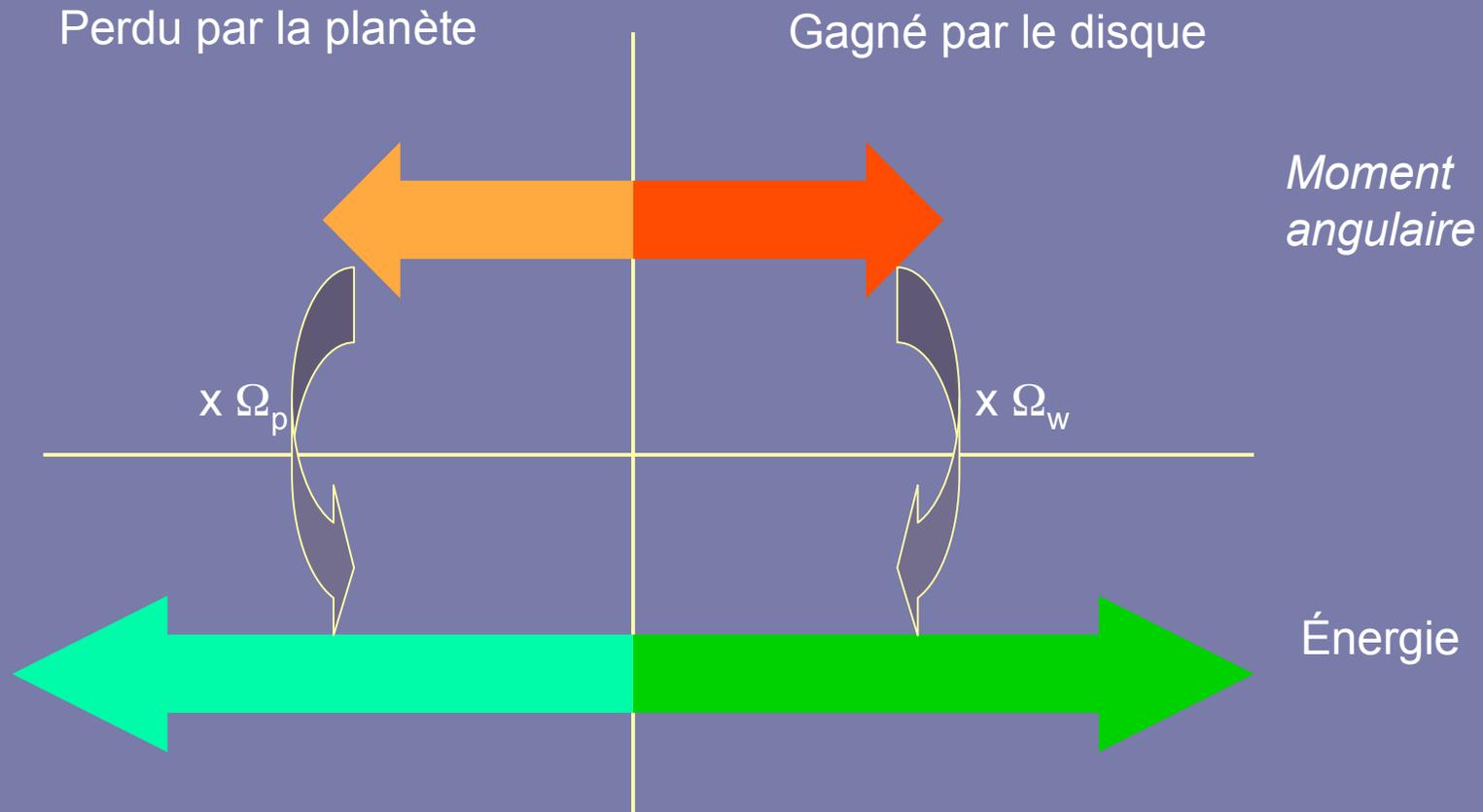
La force exercée par le disque sur la planète a deux composantes. Il faut donc *a priori* la caractériser par deux quantités :

- F_r et F_ϕ
- F_x et F_y
- $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ et $\mathbf{r} \times \mathbf{F}$ (puissance W et couple Γ)

$$\left. \begin{array}{l} W = F_\phi \cdot v_\phi \\ \Gamma = F_\phi \cdot r \end{array} \right\} \Rightarrow W = \Omega_p \Gamma$$



Couple ou travail ?



Puisque $\Omega_p = \Omega_w$, la conservation de l'énergie est automatiquement assurée.

On peut donc se contenter de considérer seulement le couple, ou seulement le travail

Couple ou travail ?

- On choisit de considérer le couple de marée, plutôt que le « travail de marée ».
- Formellement, l'expression du couple et du travail ne diffèrent que par Ω .
- Le moment angulaire total du système {disque+planète} se conserve. On ne s'intéresse pas aux détails de la dissipation de l'énergie.

Antagonisme des couples interne / externe

Le sillage du disque interne est en avance sur la planète

Le sillage du disque externe exerce donc un couple négatif sur la planète

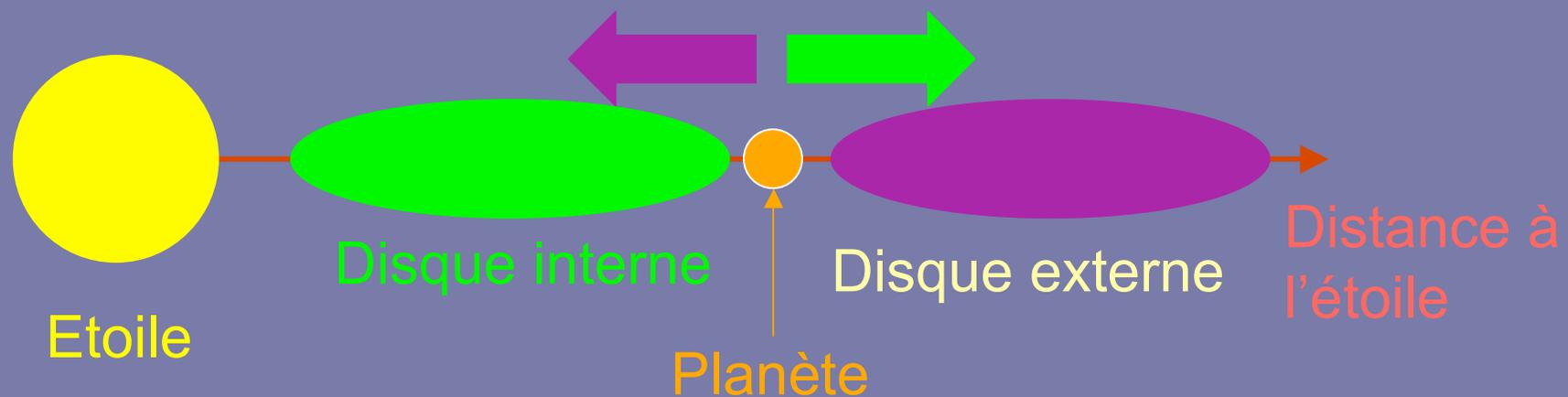


Le sillage du disque interne exerce donc un couple positif sur la planète

Antagonisme des couples interne / externe

Le moment angulaire spécifique, dans un disque képlérien, croît avec le rayon, donc:

- Le disque interne, qui exerce un couple positif, tend à faire *migrer* la planète vers l'*extérieure*.
- Le disque externe, qui exerce un couple négatif, tend à faire *migrer* la planète vers l'*intérieur*.



Bilan des couples

Pour savoir lequel des couples (interne ou externe) l'emporte, il faut les évaluer.

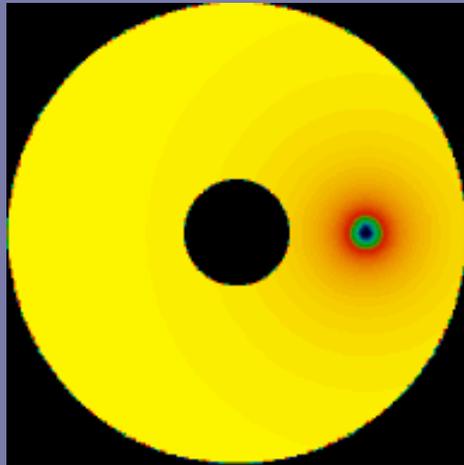
Note: il n'y a aucune raison pour que ces deux couples s'annulent strictement

Nous allons les évaluer en **régime linéaire** (c.à.d pour des planètes de petite masse).

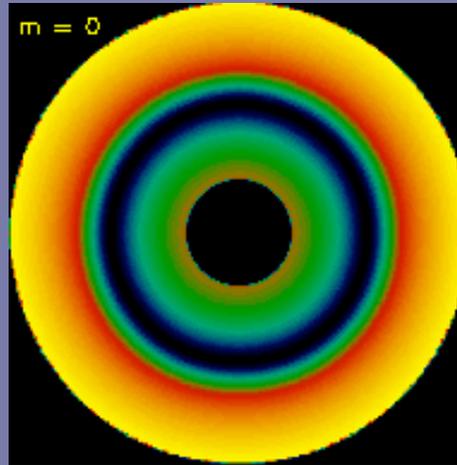
Pour ce faire, on décompose la réponse du disque en série de Fourier, et on regarde ce qui se passe pour chaque nombre d'onde azimuthal.

Décomposition du potentiel de la planète

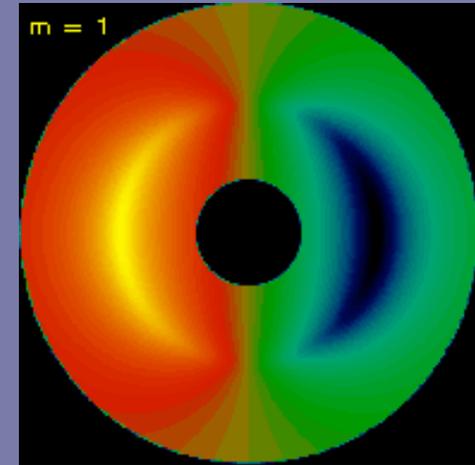
Potentiel de la planète



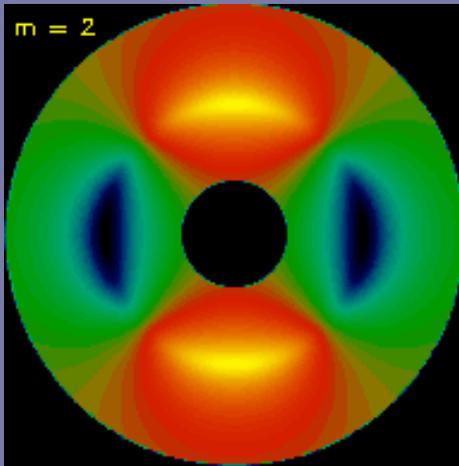
=



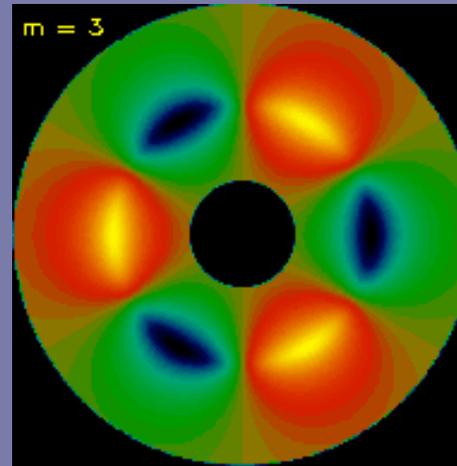
+



+



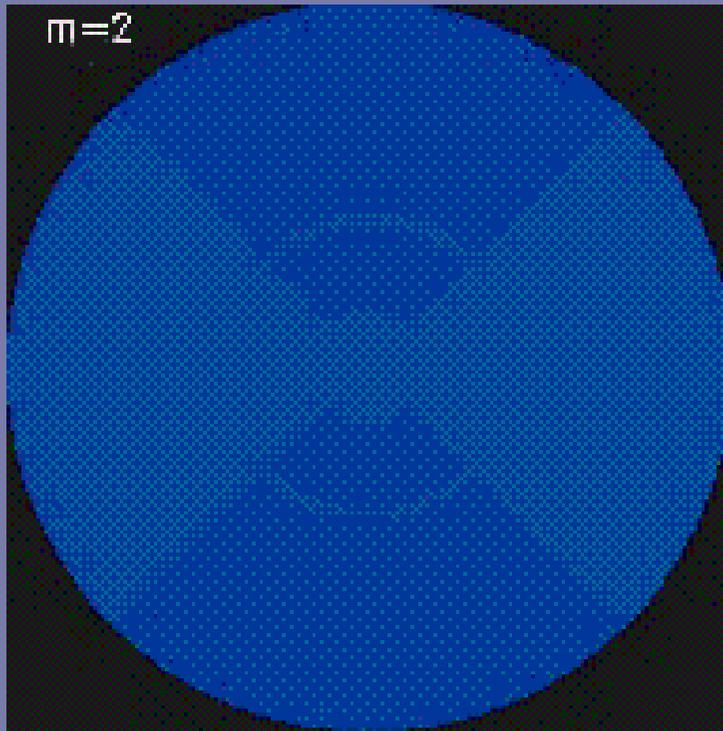
+



+ etc.

Quelle est la réponse du disque à un potentiel extérieur de nombre d'onde m ?

Réponse à un forçage externe $m=2$



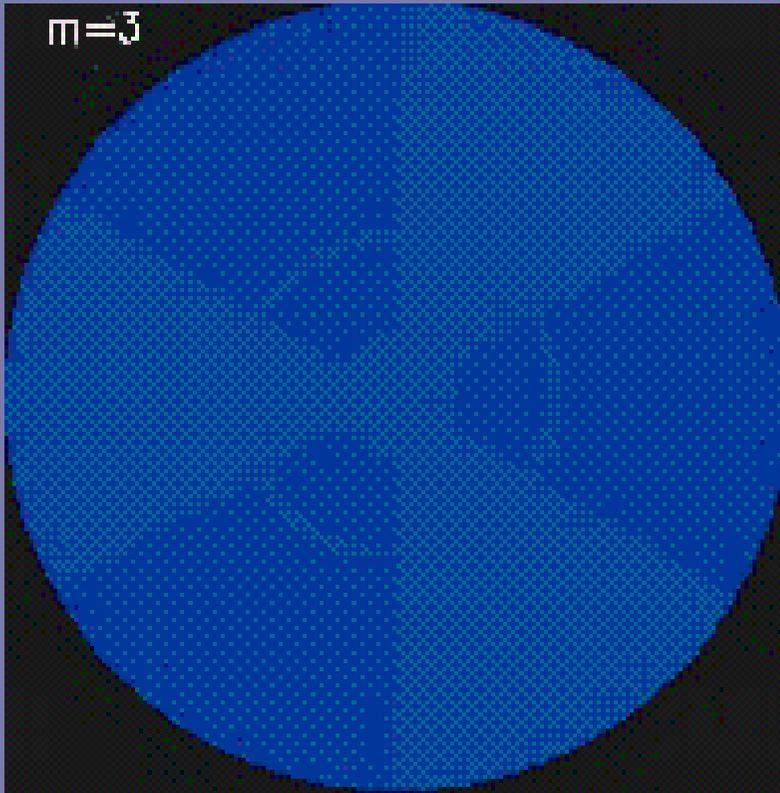
----- Résonances de Lindblad du $m=2$

Le potentiel externe excite donc:

- Deux ondes spirales
- Aux résonances de Lindblad
- Entre les résonances de Lindblad, les ondes ne se propagent pas.

Réponse à un forçage externe $m=3$

Lorsque m augmente, les résonances de Lindblad se rapprochent de l'orbite de la planète.

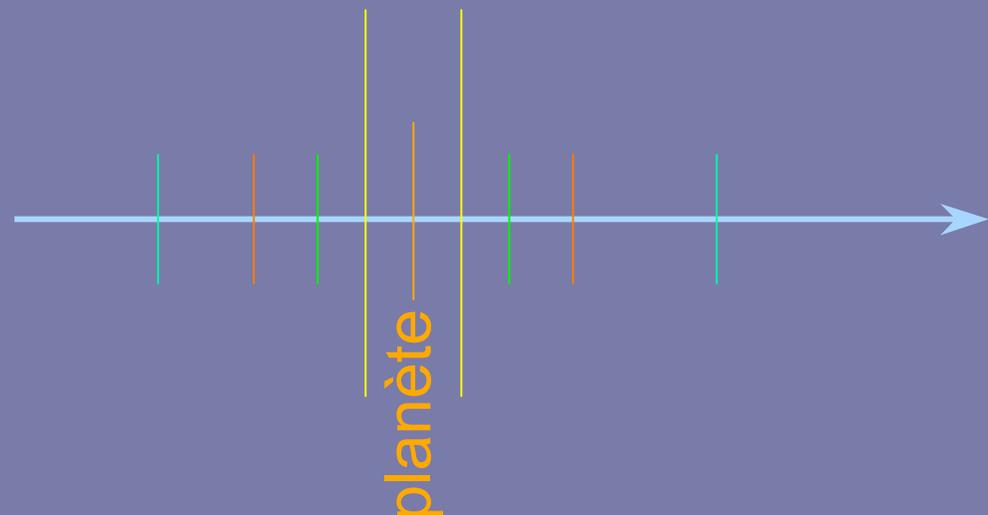


$m=2$

$m=3$

$m=4$

Points d'accumulation
à grand m



Les points d'accumulation à grand m se trouvent à $\pm 2h/3$ de l'orbite de la planète (h : épaisseur du disque)

Expression analytique des couples en fonction de m

L'expression analytique des couples de Lindblad est bien connue, depuis la fin des années 70

$$\varphi_1^D(x) \approx -\Psi \exp\left(\frac{i\beta x^2}{2\alpha}\right) \int_{-\infty}^x dt \exp\left(-\frac{i\beta t^2}{2\alpha}\right).$$

otic expression for $\varphi_1^D(x)$, valid for $|x| \gg (|\alpha|/|\beta|)^{1/2}$, is

$$\varphi_1^D(x) = \left\{ \frac{(\pm 1 + \text{sgn } x)}{2} \left(\frac{2\pi|\alpha|}{|\beta|}\right)^{1/2} \exp\left[i\left(\frac{\beta x^2}{2\alpha} + \frac{3\pi}{4}\right)\right] - i\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \frac{1}{x} \right\} \Psi.$$

m in the long trailing wave which exists on the corotation side of the Lindblad resonance of the solution is given by the second term. With the aid of Poisson's equation (35) and (36) and (38) for α and β , it is readily shown that the corresponding nonwave part of η_1 agrees with equation (15) in the appropriate limit.

trailing wave excited at a Lindblad resonance has an angular momentum flux,

$$F = -m\pi^2 \left\{ \left[\frac{\sigma}{rdD/dr} \left| r \frac{d\varphi_1}{dr} + \frac{2m\Omega}{(m\Omega - \omega)} \varphi_1 \right|^2 \right]_{r_c} \right\},$$

rom equations (15), (19), (30), (32), and (34). Note that F depends on σ , Ω , and κ , but not on α or β . The behavior of a disk which is not self-gravitating may be investigated by setting $\varphi_1^D = 0$ in equations (15) and (19). In this case the long trailing waves propagate away from corotation. This changes the sign of the angular momentum flux but not its magnitude.

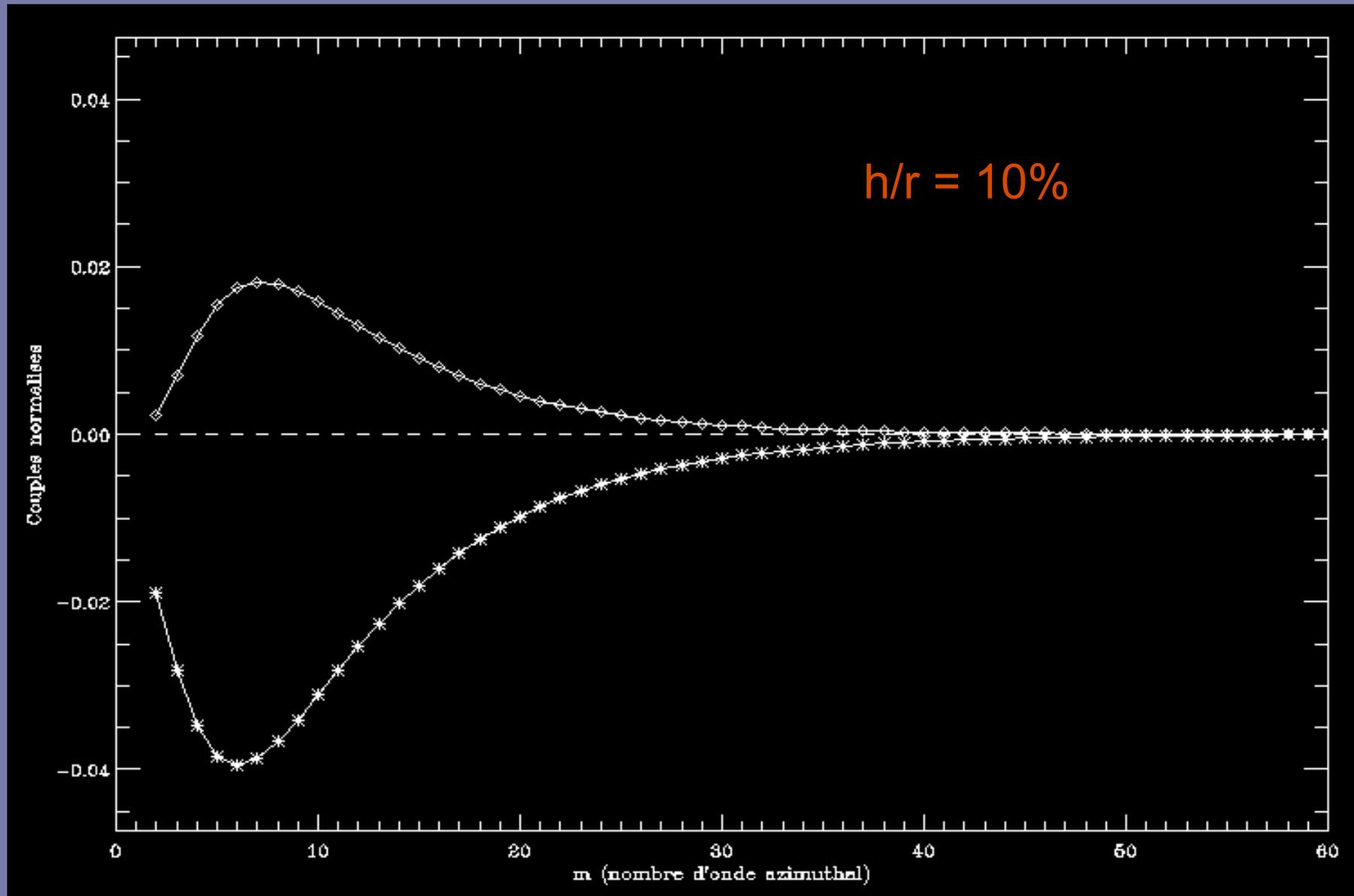
details concerning forced perturbations in the vicinity of a Lindblad resonance are given in Goldreich & Tremaine (1979). It is demonstrated there that all the physical variables are well behaved and that the WKB approximation is a valid approximation. We also prove that there is no accumulation of angular momentum at a Lindblad resonance. That is, the long trailing wave carries away all the angular momentum deposited in the disk. External torque deposits in the disk.

IV. COROTATION RESONANCE

Corotation resonance occurs at the radius r_c where $m\Omega(r_c) = \omega$. If the external potential is $\Phi(r) = \frac{1}{2}\Omega_c^2 r^2$, then $r_c = \frac{\omega}{\Omega_c}$.

Goldreich & Tremaine 1979
(1^{ère} mention de la migration planétaire).

Asymétrie des couples



Asymétrie des couples

- Les courbes des couples ont un maximum pour $m \sim (1/2) \cdot r/H$
- On appellera couple de Lindblad *latéral* (interne ou externe) la somme des couples aux résonances (interne ou externe) de Lindblad.
- Plus le rapport d'aspect (H/r) est petit, plus le couple latéral est important.

On peut montrer que le couple de Lindblad externe ou interne est proportionnel à $(r/H)^3$!

- Plus le rapport d'aspect est grand, plus l'asymétrie interne/externe est importante.

Couple différentiel de Lindblad

- Le couple total est appelé le *couple différentiel* de Lindblad
- Il est *néгатif*.
- La migration se fait donc vers l'intérieur.
- Le couple différentiel de Lindblad est une *petite fraction* du couple de Lindblad latéral.
- Cette fraction relative croît avec l'épaisseur du disque
- Toutefois, la migration est d'autant plus rapide que le disque est mince.

Vitesse de migration

- De quoi dépend le couple de Lindblad ?
- Il est proportionnel à la densité de surface du disque Σ
- Il est proportionnel au produit de la masse de la planète par la densité perturbée associée aux ondes.
- Cette dernière, en régime linéaire, est proportionnelle à la masse de la planète
- La dépendance de ce couple en la densité de surface du disque et la masse de la planète est la suivante:

$$\Gamma \propto \Sigma \cdot M_p^2$$

- La vitesse radiale de migration est donc $\propto M_p$

Vitesse de migration

Ceci est parfaitement normal en régime linéaire

- La migration résulte de la réaction de la planète au potentiel gravitationnel du sillage.
 - Celui-ci est proportionnel à la densité perturbée associée au sillage
 - qui, en régime linéaire, est simplement proportionnelle à la masse de la planète
- La vitesse radiale de migration est donc $\propto M_p$

Migration de type I

La migration en régime linéaire est souvent appelée migration de type I.

La migration de type I concerne donc les protoplanètes de *petite* masse.

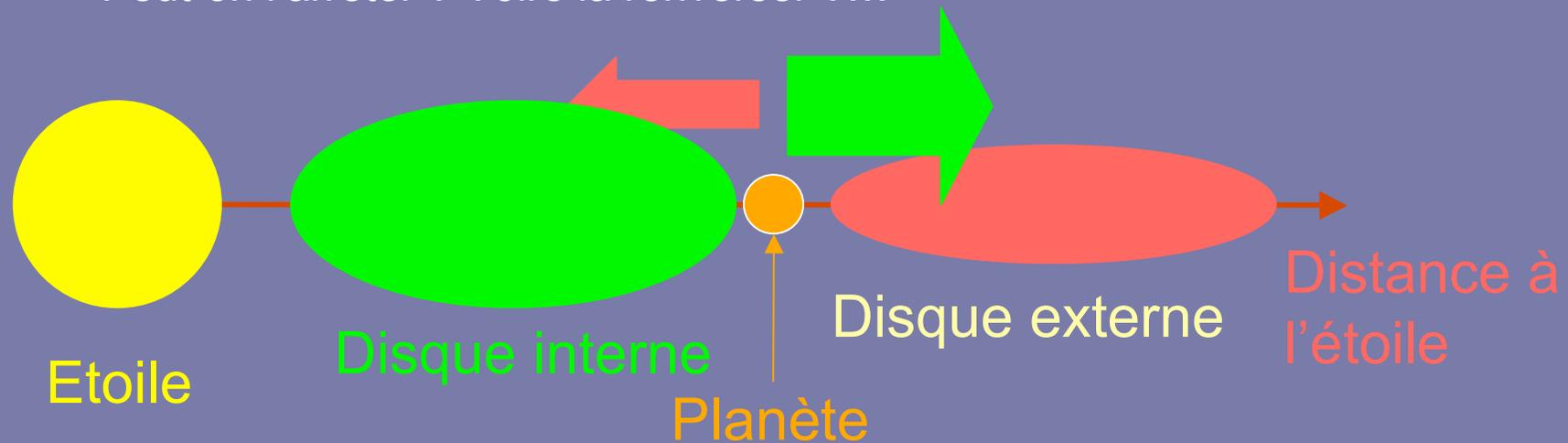
Typiquement, une protoplanète dont la masse est inférieure à quelques masses terrestres subit une migration de type I

Robustesse de la migration de type I

La migration de type I est rapide, et dirigée vers l'étoile centrale.

Elle constitue une menace pour la formation de protoceurs de planètes géantes, qui demandent pour être construits une échelle de temps supérieure à leur temps de migration...

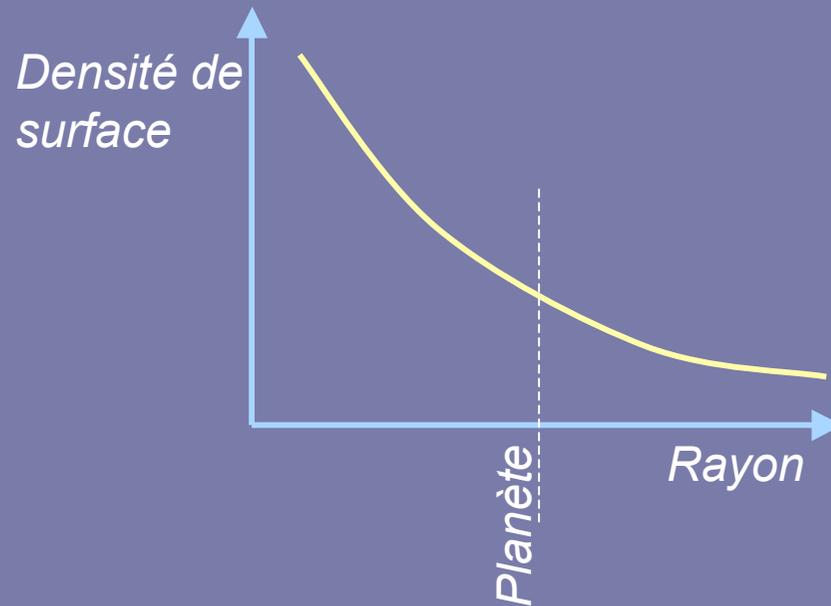
Peut-on l'arrêter ? Voire la renverser ?...



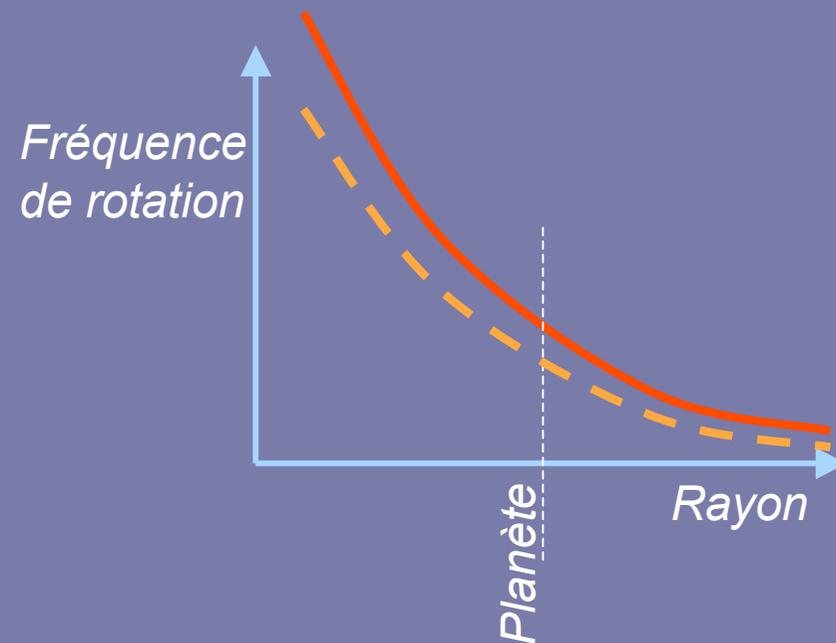
Solution ? Les couples sont proportionnels à la densité de surface. Si le disque interne est plus massif, on devrait pouvoir arrêter la migration...

Buffer de pression

On peut ainsi envisager un profil de densité qui décroît rapidement vers l'extérieur.



Ce faisant, on augmente le gradient radial de pression...



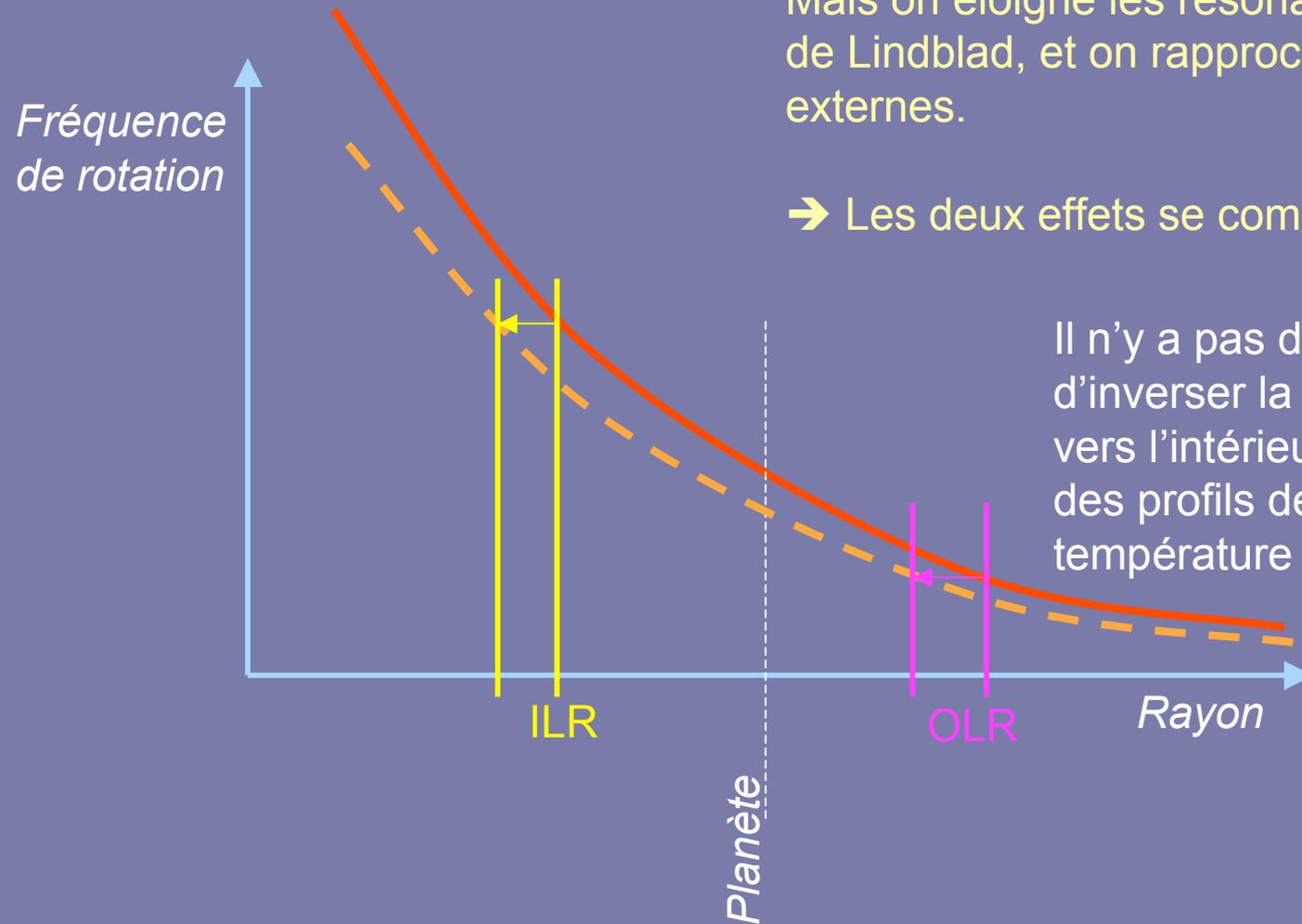
...le disque devient de plus en plus sous-Képlérien...

Buffer de pression

Certes, on augmente la densité de surface dans le disque interne...
Mais on éloigne les résonances internes de Lindblad, et on rapproche les résonances externes.

→ Les deux effets se compensent.

Il n'y a pas de moyen simple d'inverser la tendance (migration vers l'intérieur), sauf à adopter des profils de densité et de température irréalistes.



Migration planétaire

Première session

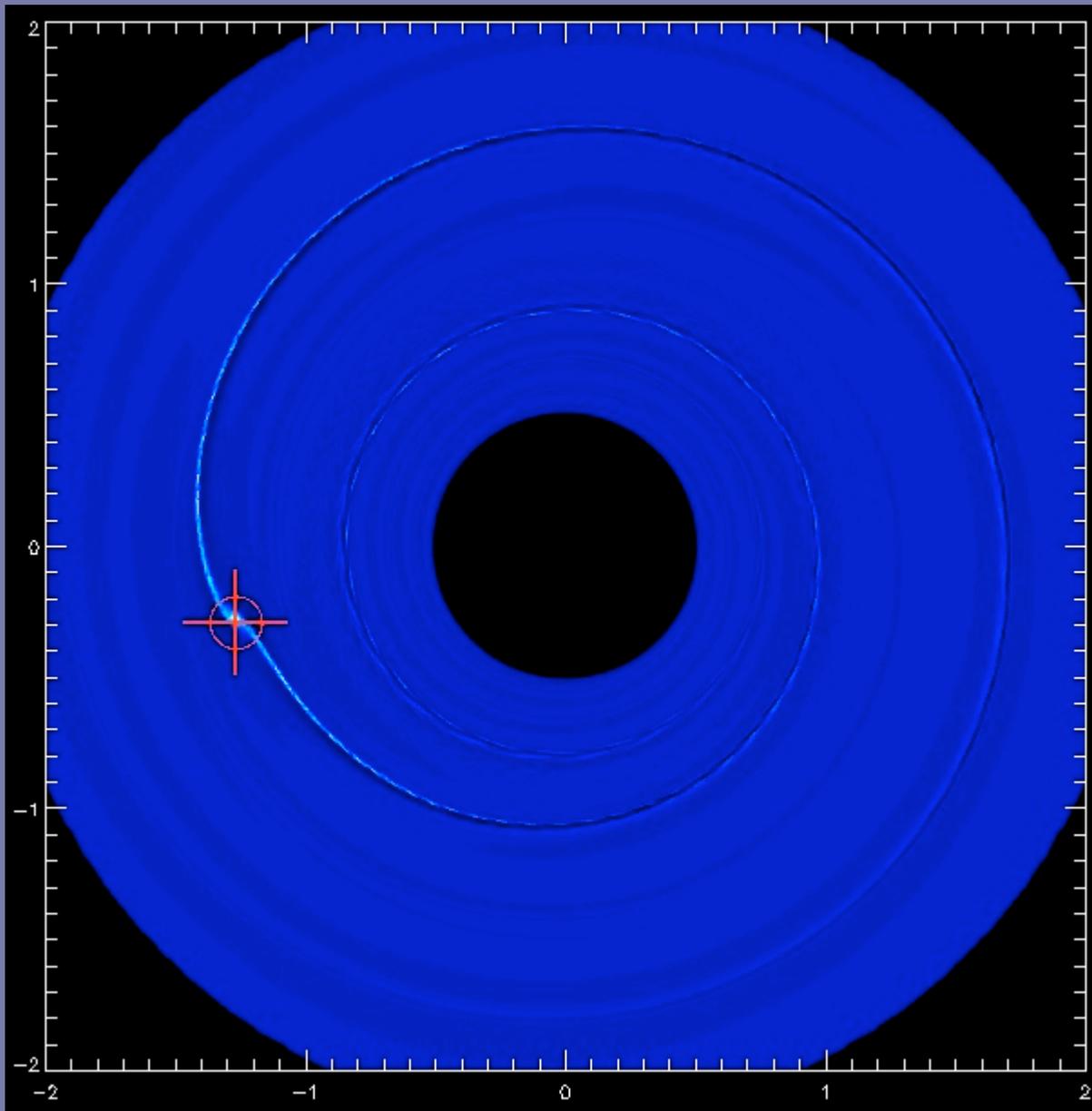
- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Caractéristiques du sillage

Jusqu'à présent, nous avons pu estimer les effets de marée par décomposition en série de Fourier, et en sommant sur les résonances.

Quel est le lien entre cette analyse et les propriétés du sillage ?

Caractéristiques du sillage



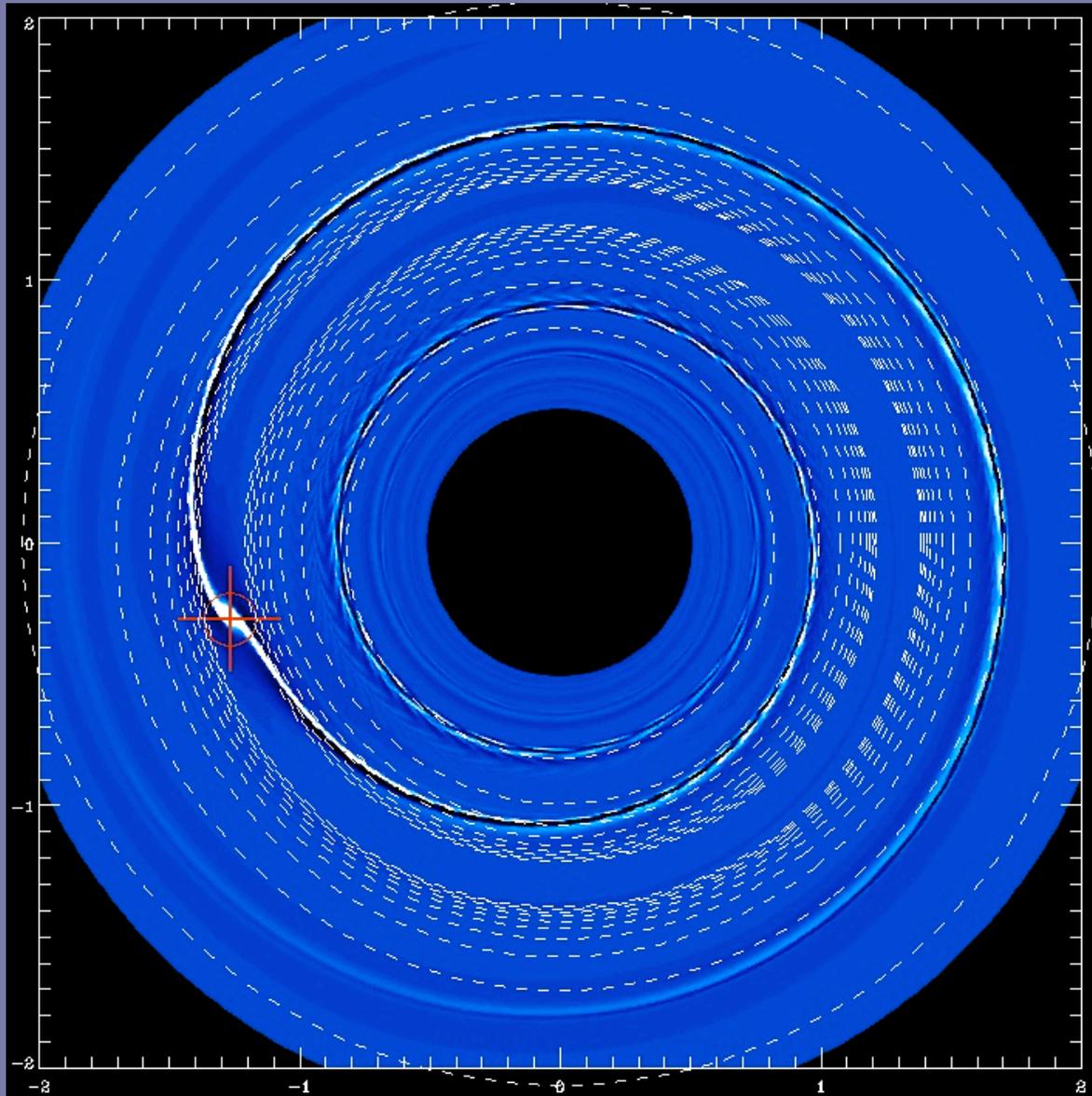
Sillage d'une « proto-planète » de masse comparable à celle de Cérès, soit 10^{-9} fois la masse de l'objet central → régime linéaire.

Le disque est un disque très mince ($H/R = 1.5\%$)

Le sillage représenté ci-contre est obtenu après 9 orbites.

On ne remarque pas de structure particulière aux positions des résonances

Caractéristiques du sillage



Sillage d'une « proto-planète » de masse comparable à celle de Cérès, soit 10^{-9} fois la masse de l'objet central → régime linéaire.

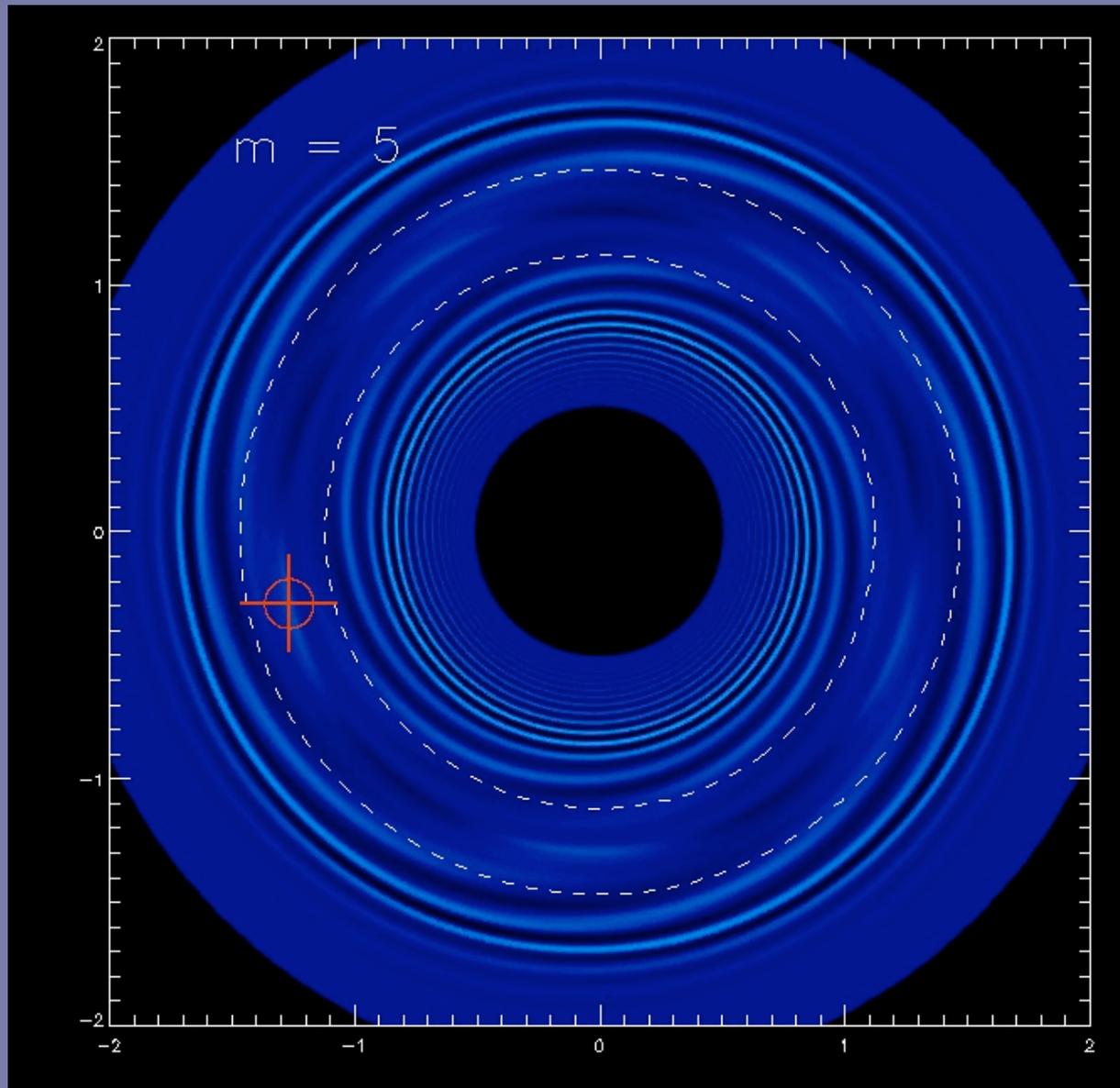
Le disque est un disque très mince ($H/R = 1.5\%$)

Le sillage représenté ci-contre est obtenu après 9 orbites.

On ne remarque pas de structure particulière aux positions des résonances

On regarde les différentes composantes de Fourier du sillage

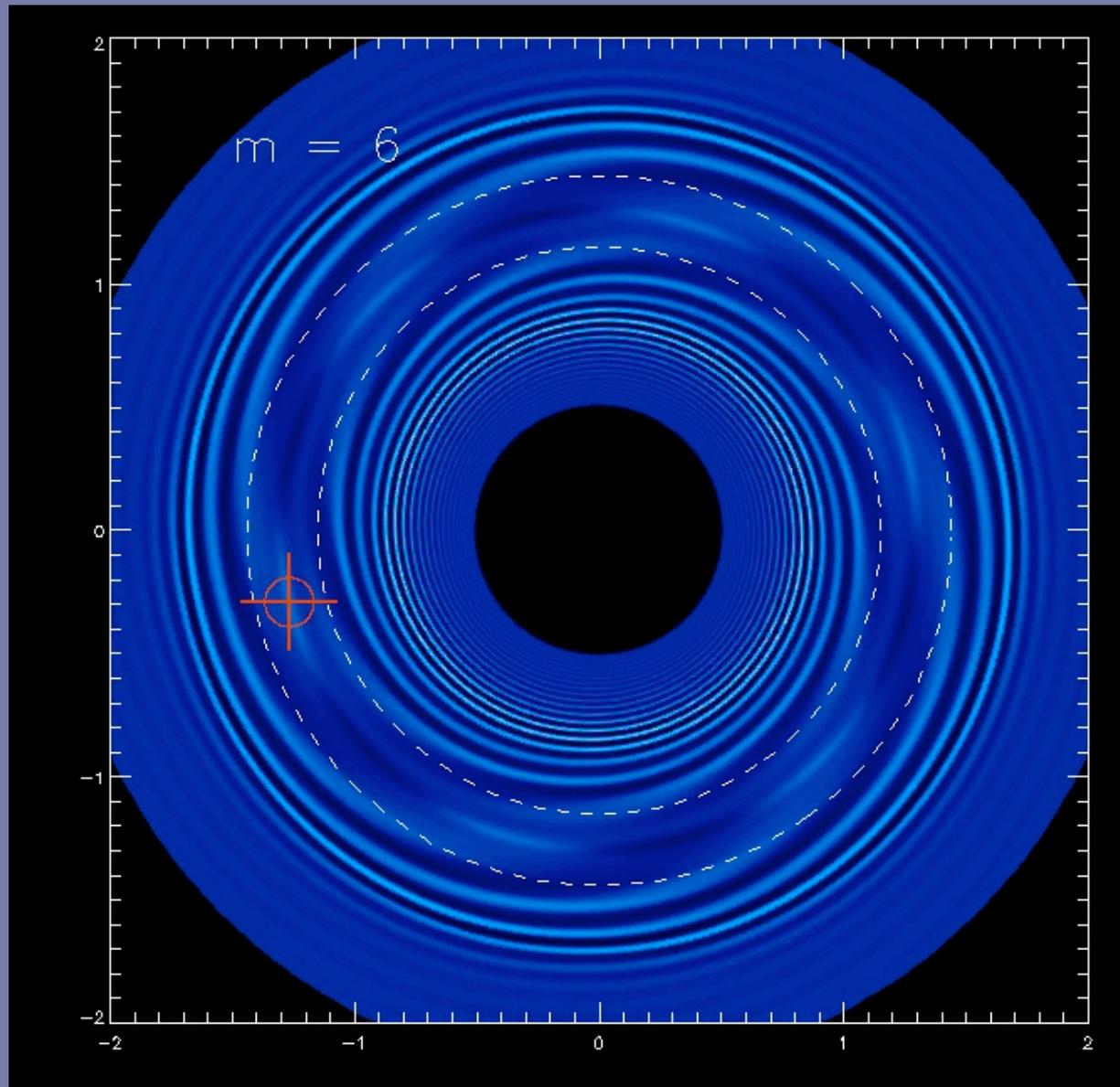
Composantes du sillage



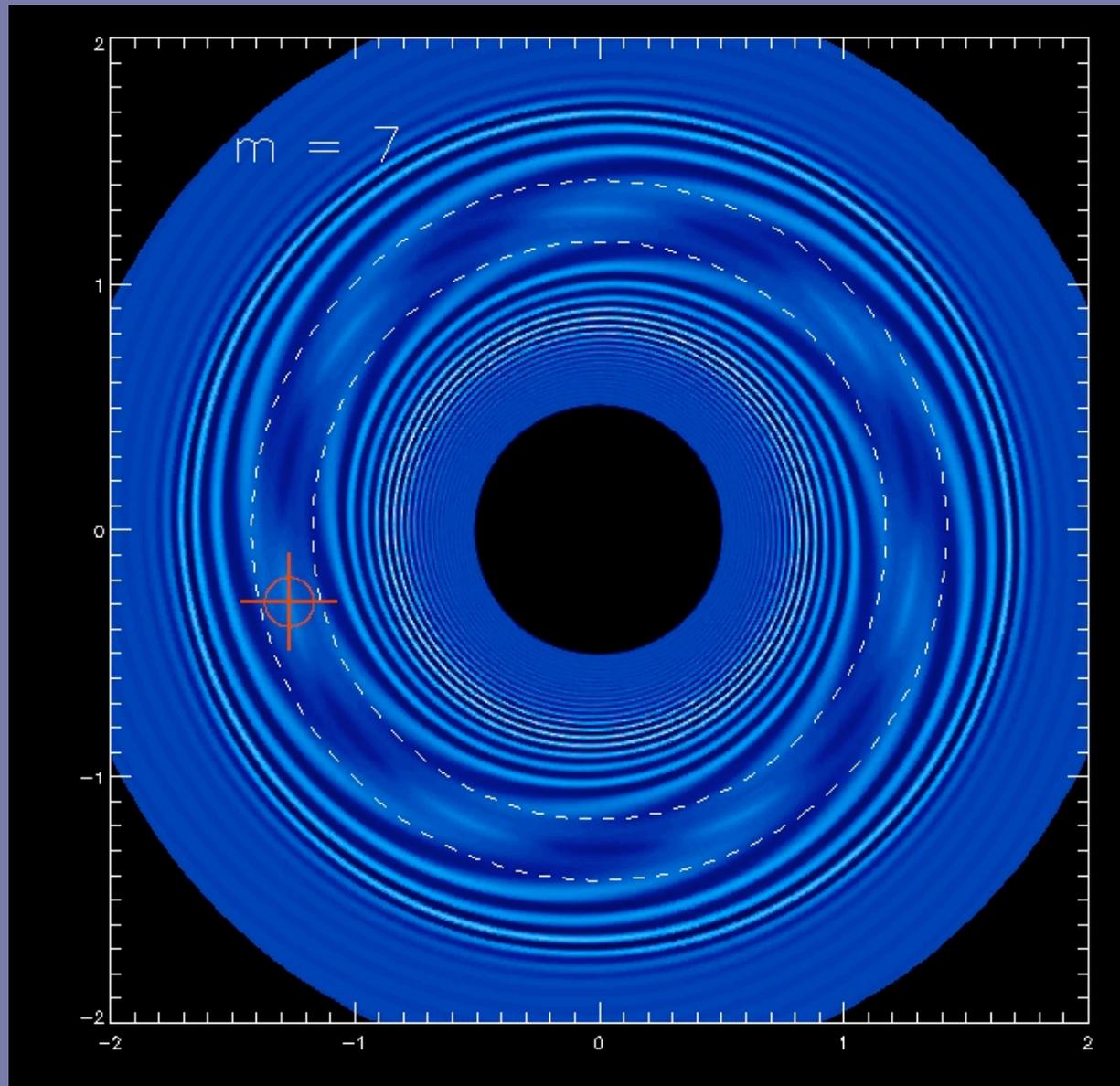
Sur cette composante du $m=5$, on retrouve bien l'excitation de deux ondes de part et d'autre des résonances de Lindblad.

Les ondes ne se propagent pas entre les résonances de Lindblad.

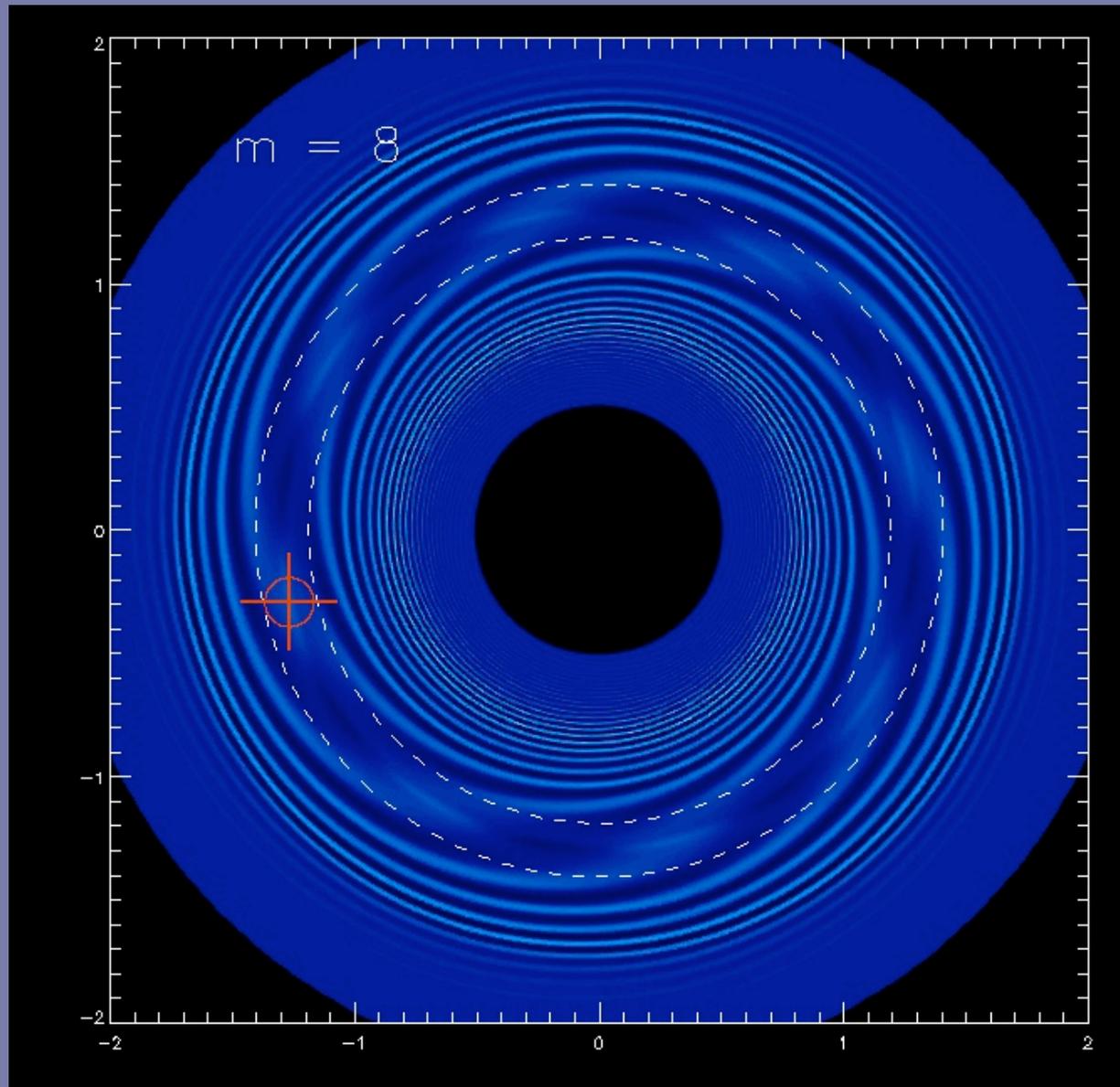
Composantes du sillage



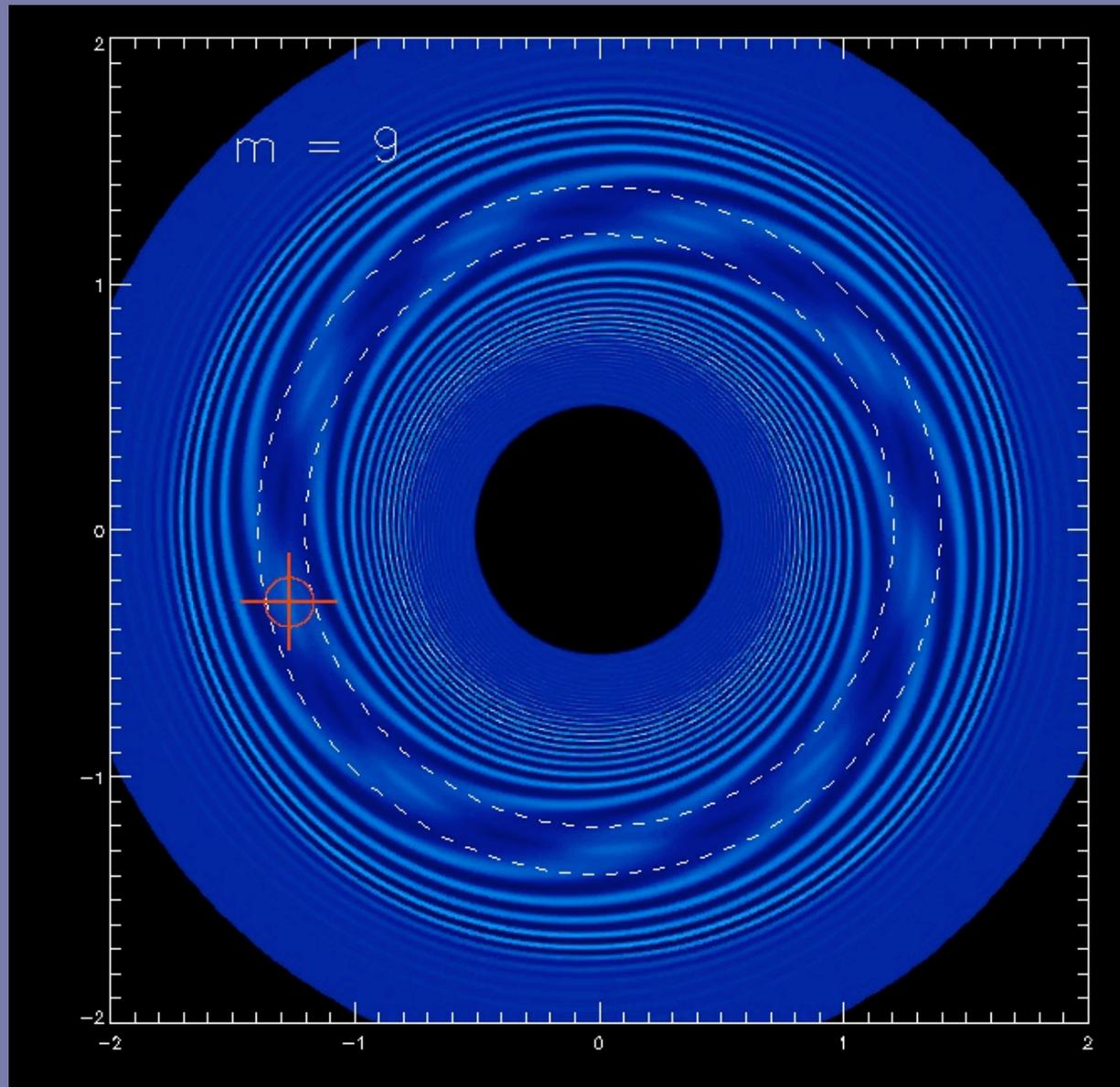
Composantes du sillage



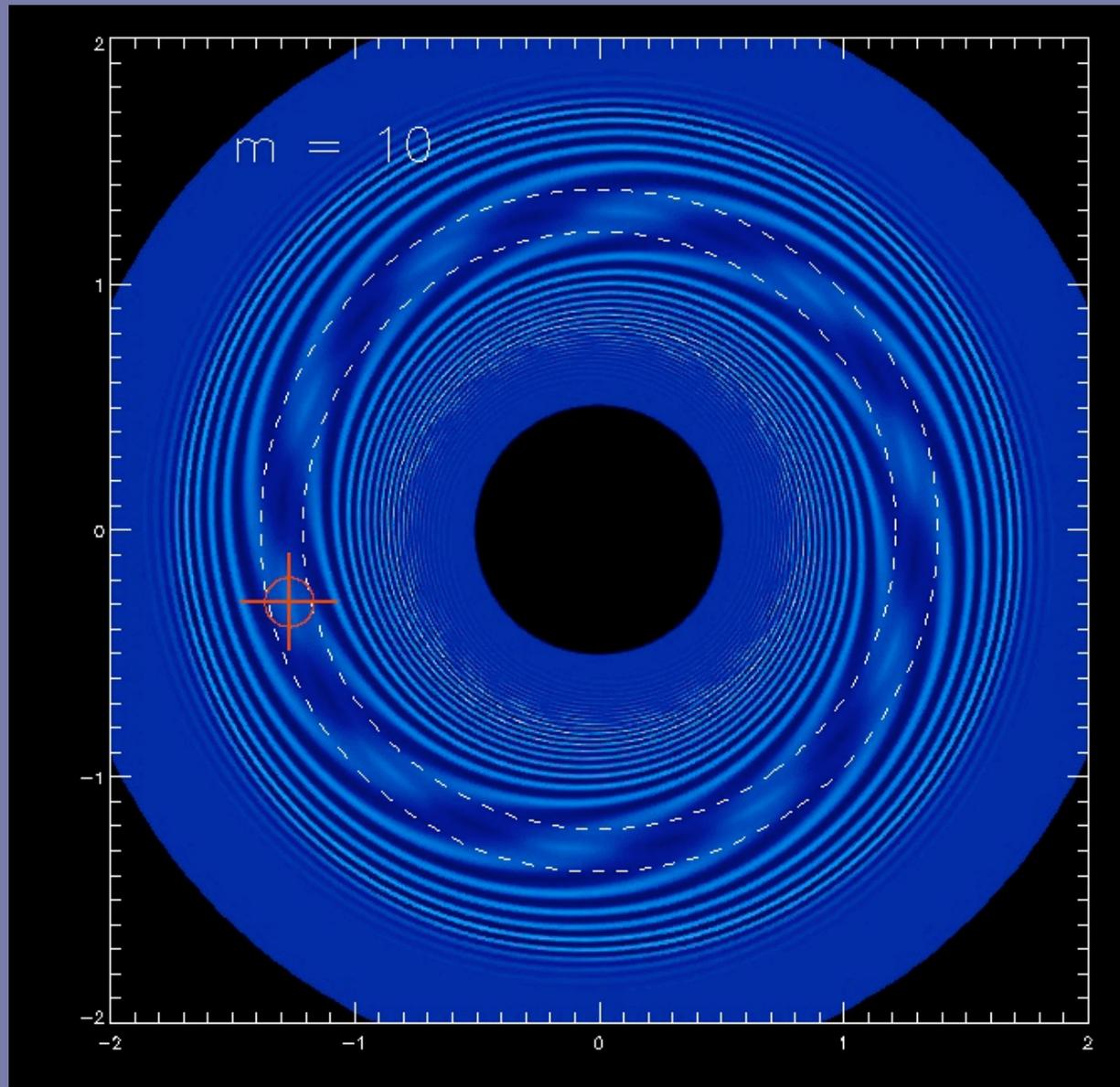
Composantes du sillage



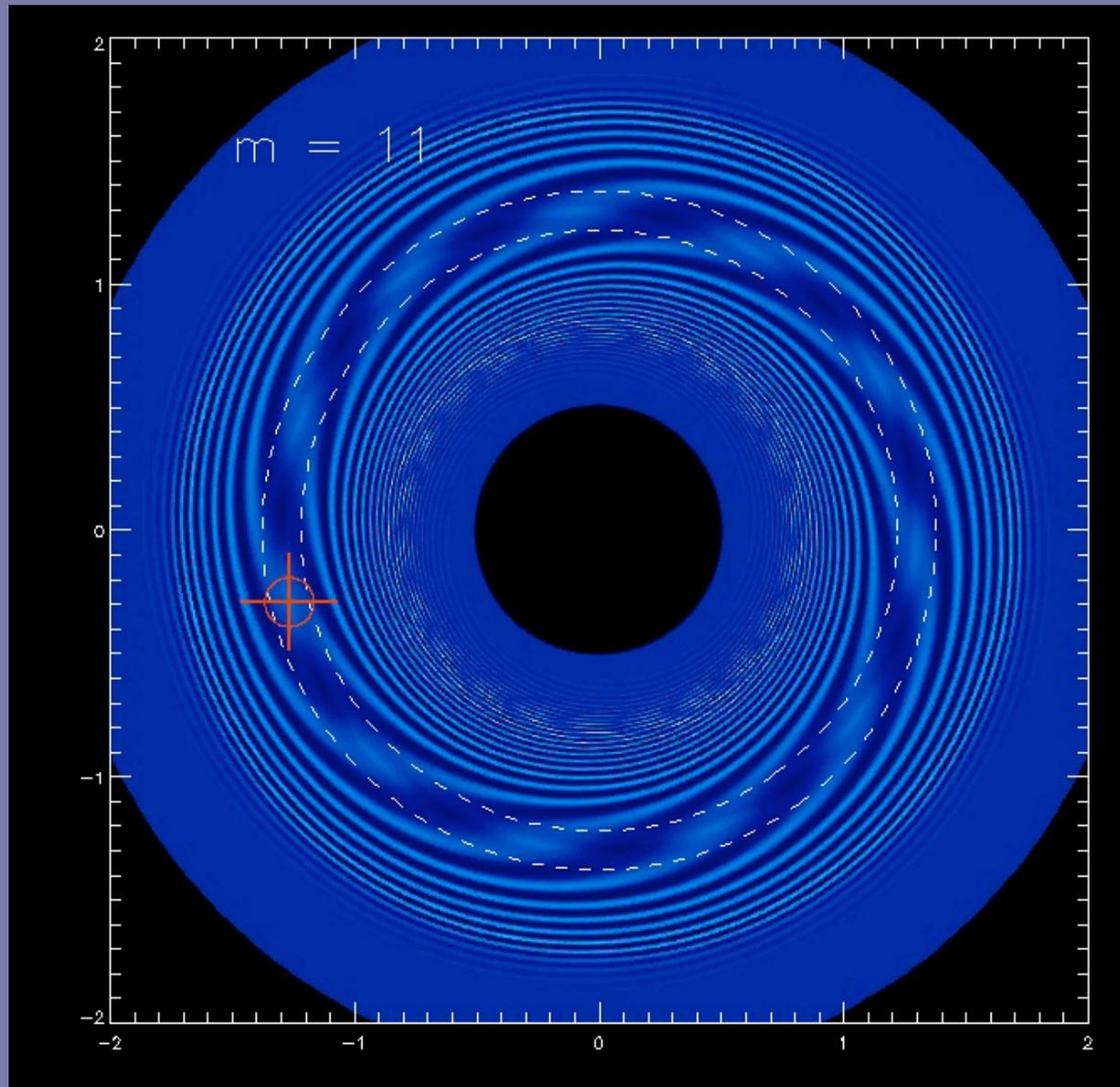
Composantes du sillage



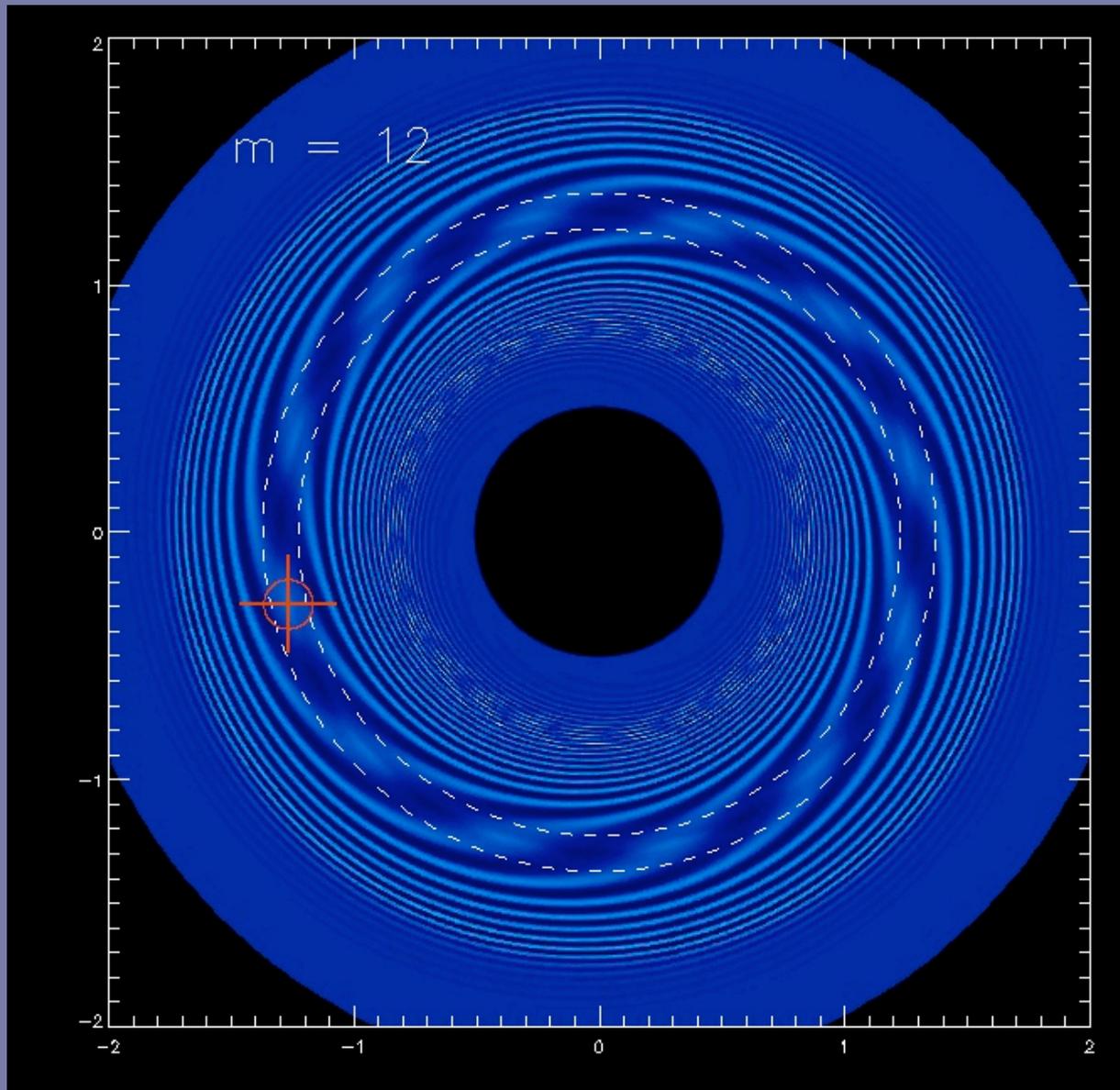
Composantes du sillage



Composantes du sillage



Composantes du sillage

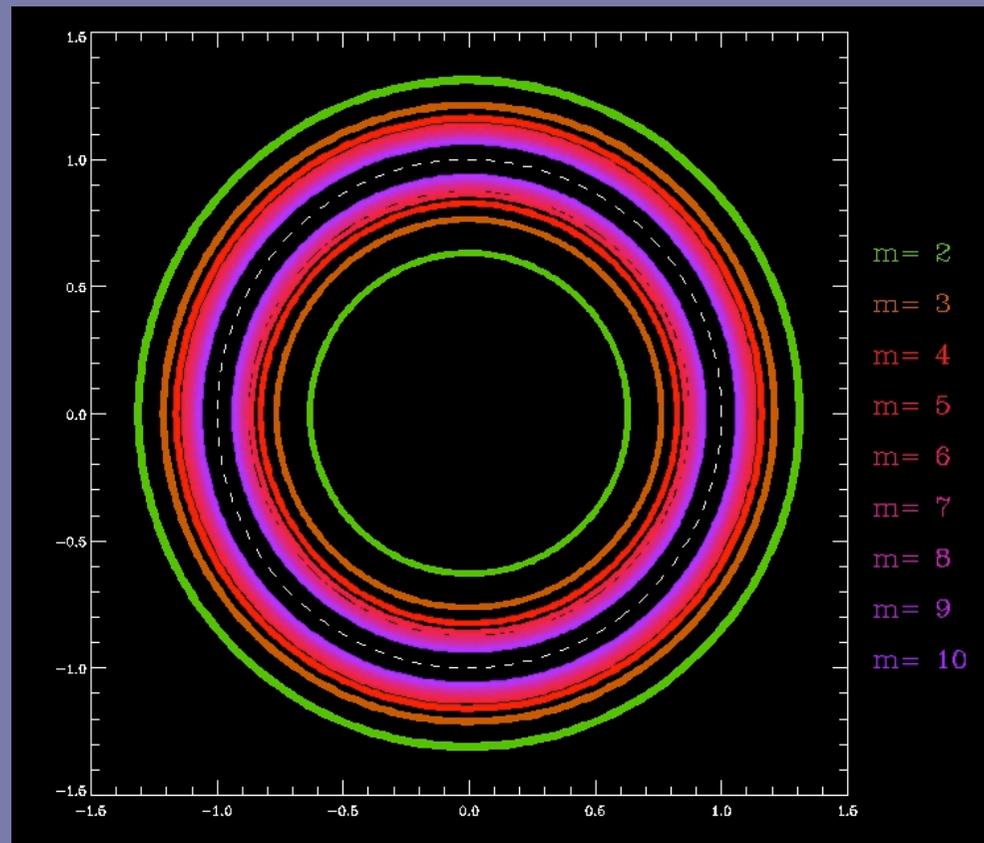


C'est la superposition linéaire de toutes ces composantes qui donne lieu au sillage mince à un bras.

Ogilvie & Lubow (2002) ont montré que les différents m interfèrent constructivement et ont donné l'expression analytique de la forme du sillage

Recouvrement des résonances

La distance sur laquelle on peut considérer qu'une onde est excitée à une résonance de Lindblad est d'autant plus petite que l'épaisseur du disque est faible. C'est la raison pour laquelle on a considéré un disque avec $H/r=1.5\%$ dans l'exemple précédent, afin d'éviter le recouvrement des résonances de bas m .



Malgré le fait qu'à m bas les résonances soient isolées, le sillage spiral exhibe une forme régulière.

Dans un disque d'épaisseur plus réaliste ($H/r \sim 4-5\%$), même les résonances de bas m se recouvrent

Enroulement du sillage



Loin de la planète, le sillage se comporte essentiellement comme une onde sonore, et sera donc d'autant plus enroulé que la vitesse du son est basse.

Plus la vitesse du son est petite \Leftrightarrow
Plus le disque est mince \Leftrightarrow Plus le sillage est enroulé

Chaque image de cette animation correspond à une simulation différente. Seul H/r varie de simulation à simulation.
 $M_p = 1$ masse terrestre
Chaque simulation a tourné sur 30 orbites

Densité perturbée du sillage



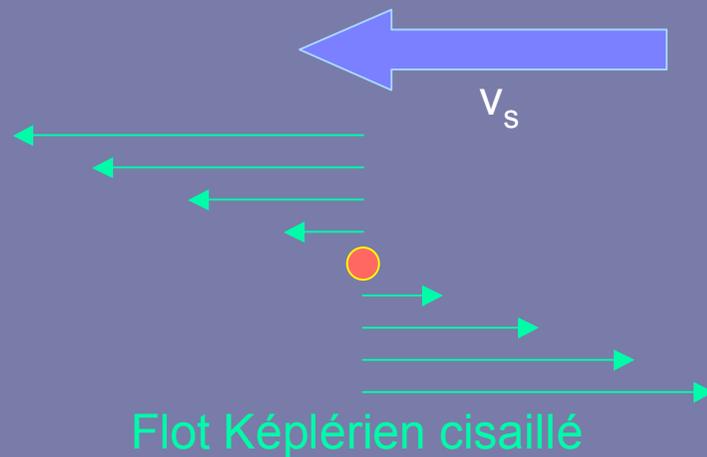
On remarque également que le contraste du sillage diminue lorsque l'épaisseur du disque augmente.

Ceci est en accord avec le fait que couple de Lindblad latéral croît avec H^3 .

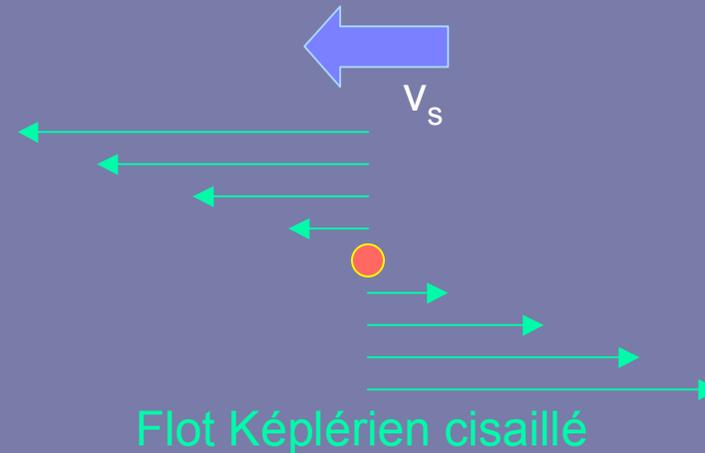
Début du sillage

A quelle distance de la planète le sillage commence-t-il ?

Il commence là où le flot Képlérien devient supersonique par rapport à la planète.



Le sillage commence loin de la planète.



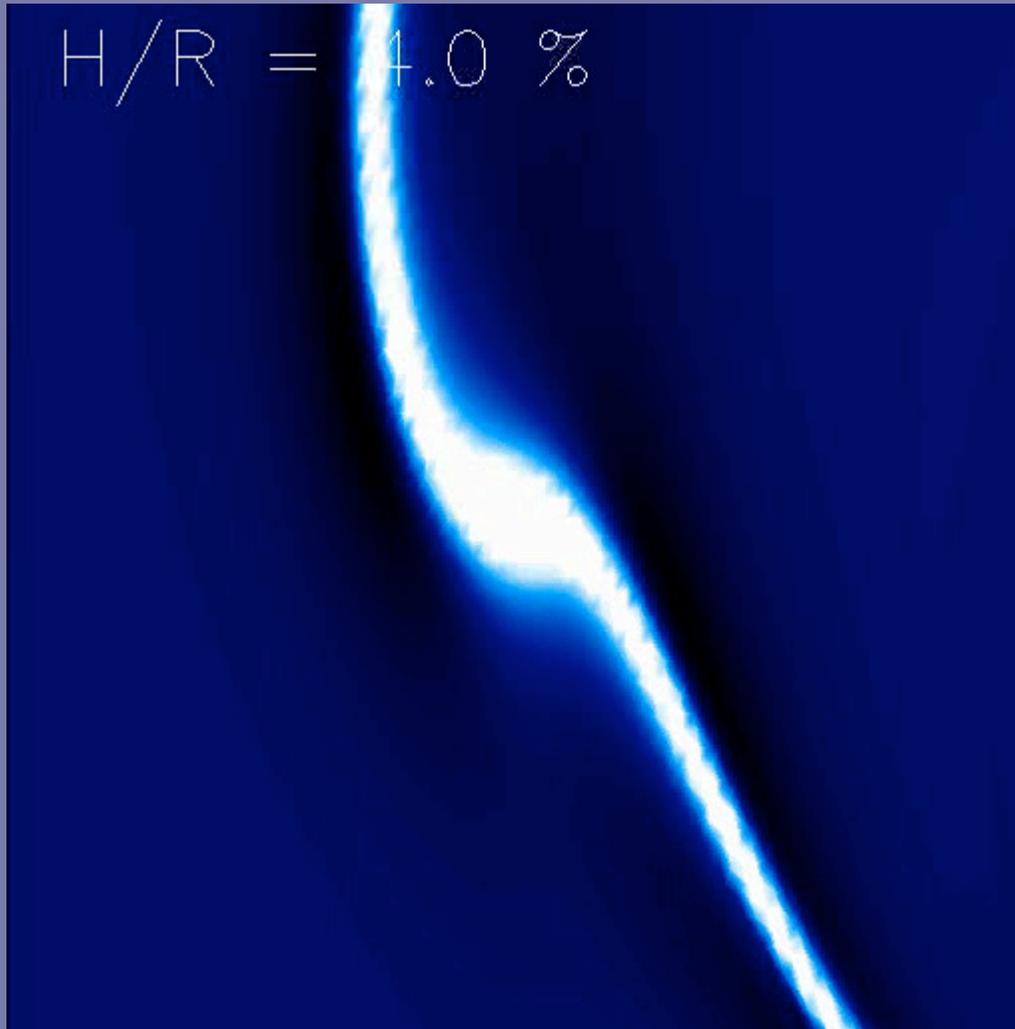
Le sillage commence près de la planète.

Plus le disque est épais (\Leftrightarrow chaud), plus le sillage commence loin de la planète.

Plus précisément, il commence à $\pm(2/3)H$

Cela correspond aux points d'accumulation des résonances de Lindblad à grand m

Début du sillage

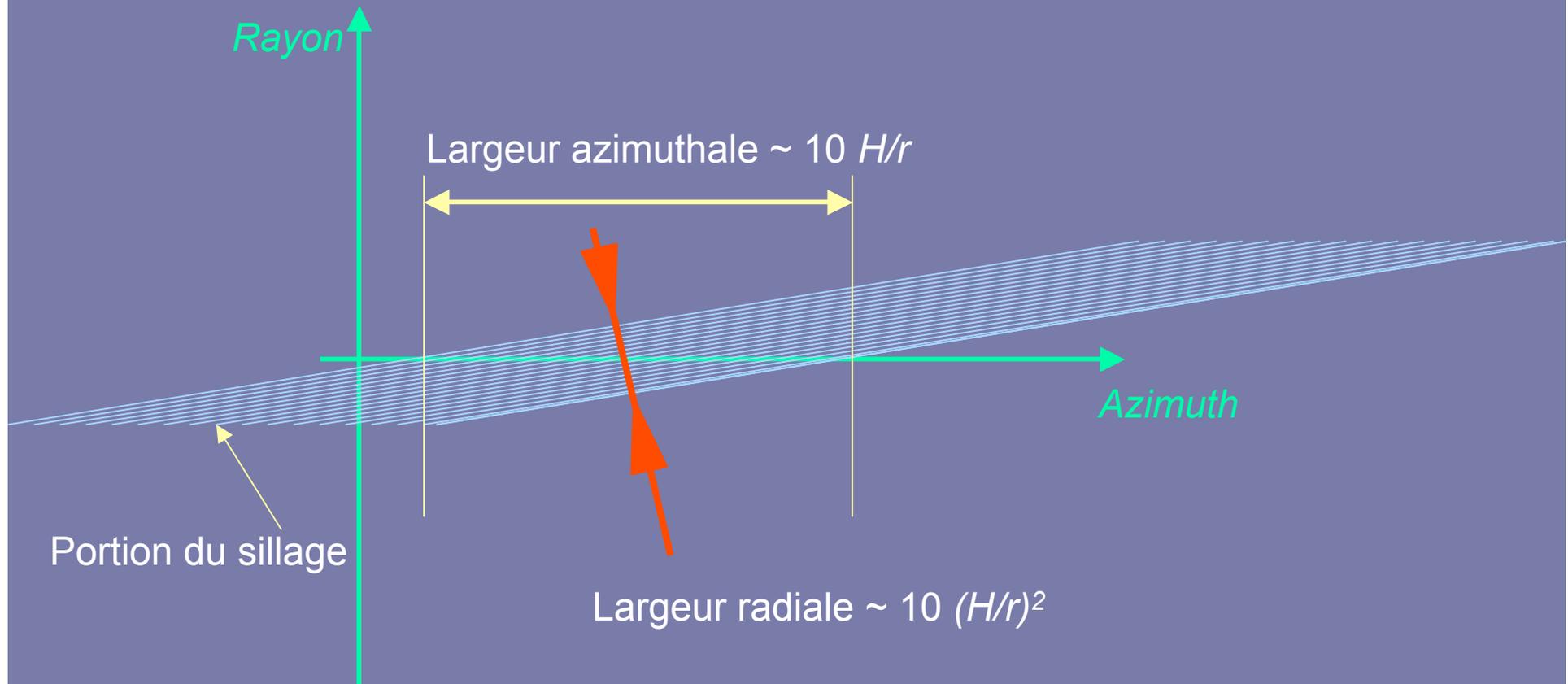


On voit que le sillage interne et externe s'écartent de la planète lorsque l'épaisseur du disque augmente

Largeur du sillage

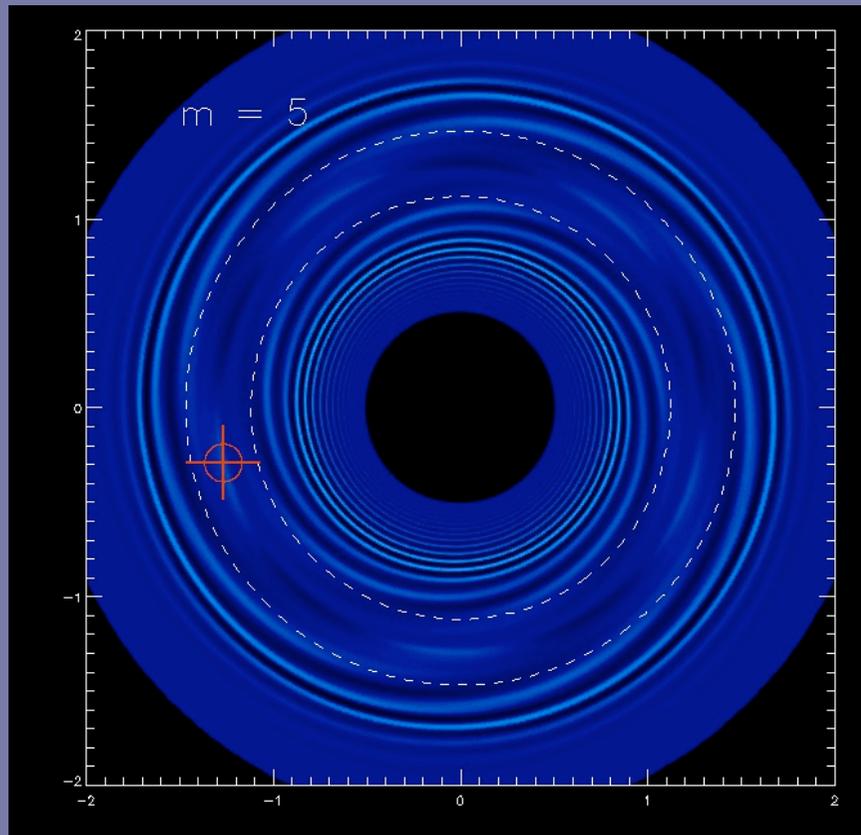
On a vu que les résonances qui contribuent le plus au couple ont $m_{max} \sim r/2H$

→ La largeur du sillage, azimuthalement, est $\sim 2\pi / m_{max} = 4\pi H/r$

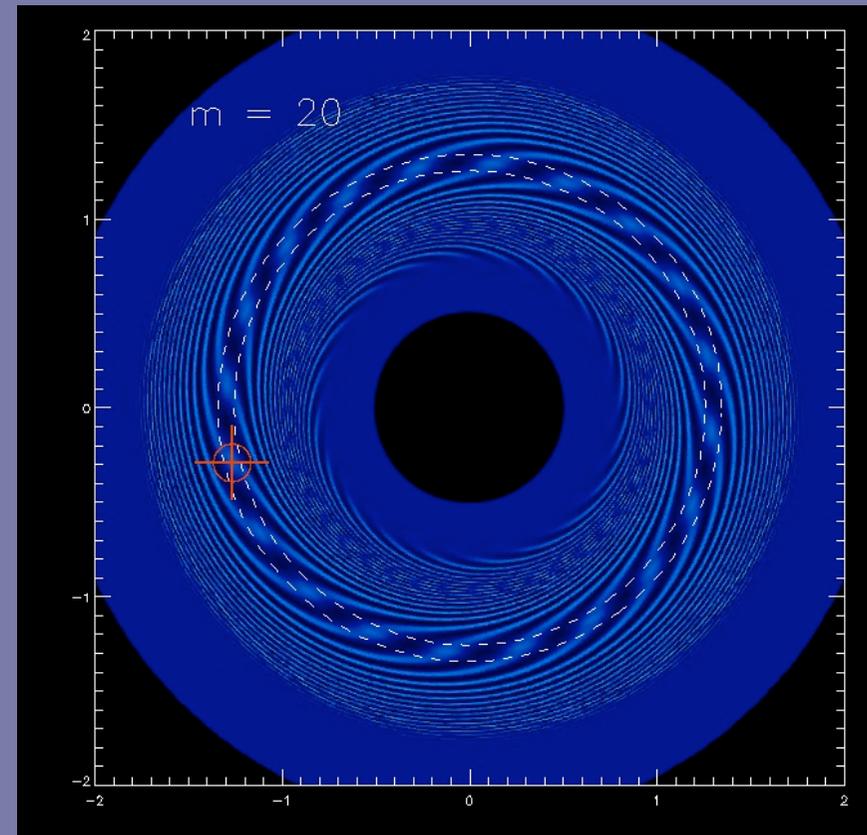


On voit que dans le disque avec $H/R = 1.5 \%$, la résolution doit être très importante.

Effets de la résolution sur l'aspect du sillage



Réponse du $m=5$

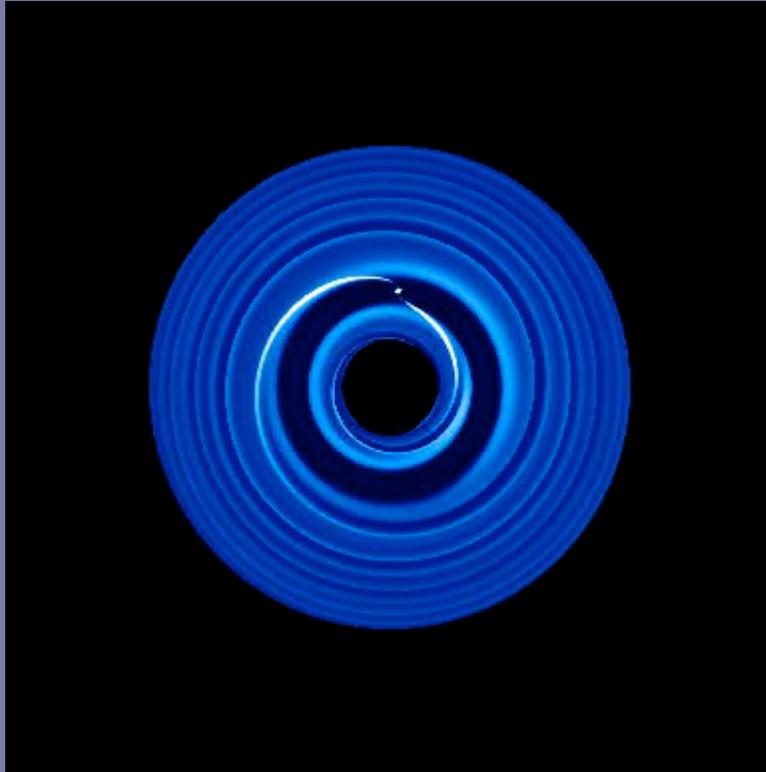


Réponse du $m=20$

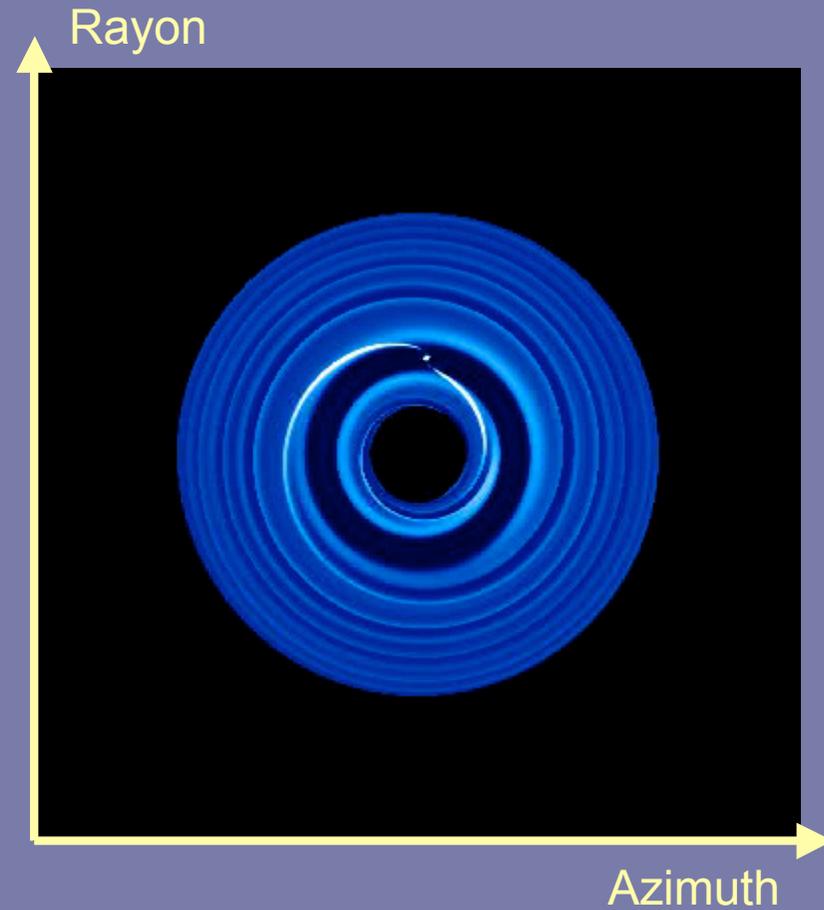
Les réponses à grand m sont amorties en premier par la grille.

Cela a une conséquence sur l'aspect du sillage

Représentations polaire et cartésienne



Représentation polaire



Représentation cartésienne

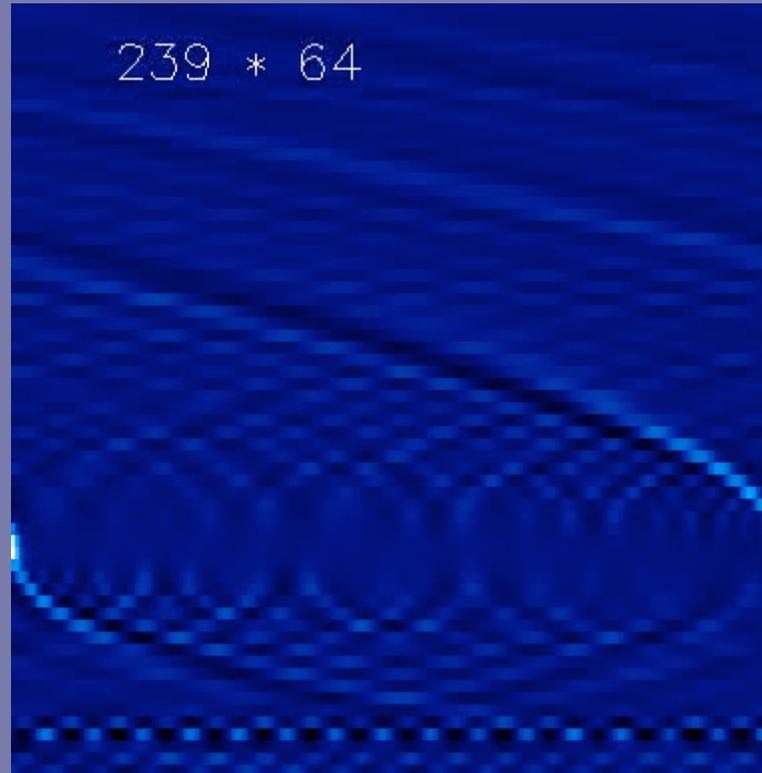
Détail du sillage en disque mince

Oscillations en aval du sillage



Détail du sillage en disque mince

Plus la résolution est importante, plus ces oscillations sont réduites et apparaissent loin de la planète.



Une coupure au-delà d'un certain m dans la restitution des composantes entraîne un phénomène de rebond de Gibbs.

Migration planétaire

Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - **Caractéristiques de la migration de type I**
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Propriétés de la migration de type I

- Migration de type I \Leftrightarrow régime linéaire
 - Responsable : couple du sillage de marée
 - Valeur estimée en sommant sur les résonances de Lindblad (couple *différentiel* de Lindblad)
- Vitesse de migration proportionnelle à:
 - La masse de la planète
 - La densité de surface du disque
 - $(R/H)^2$: si le disque est deux fois plus mince, la migration est quatre fois plus rapide.
- La vitesse de migration est *indépendante* de la viscosité du disque.

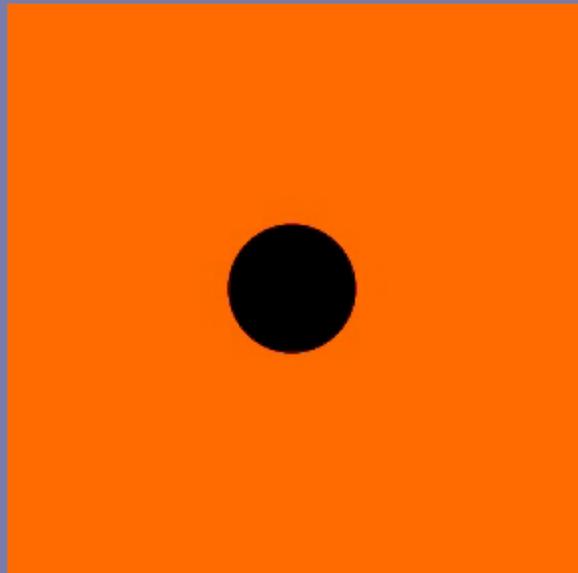
Ordre de grandeur de la vitesse de dérive

Pour une protoplanète de masse terrestre, à une unité astronomique d'un objet central de masse solaire, immergée dans une nébuleuse protoplanétaire « de masse minimale » (MMSN) :

$$\Sigma = 1700 \text{ g.cm}^{-2}$$

$$H/R = 0.05$$

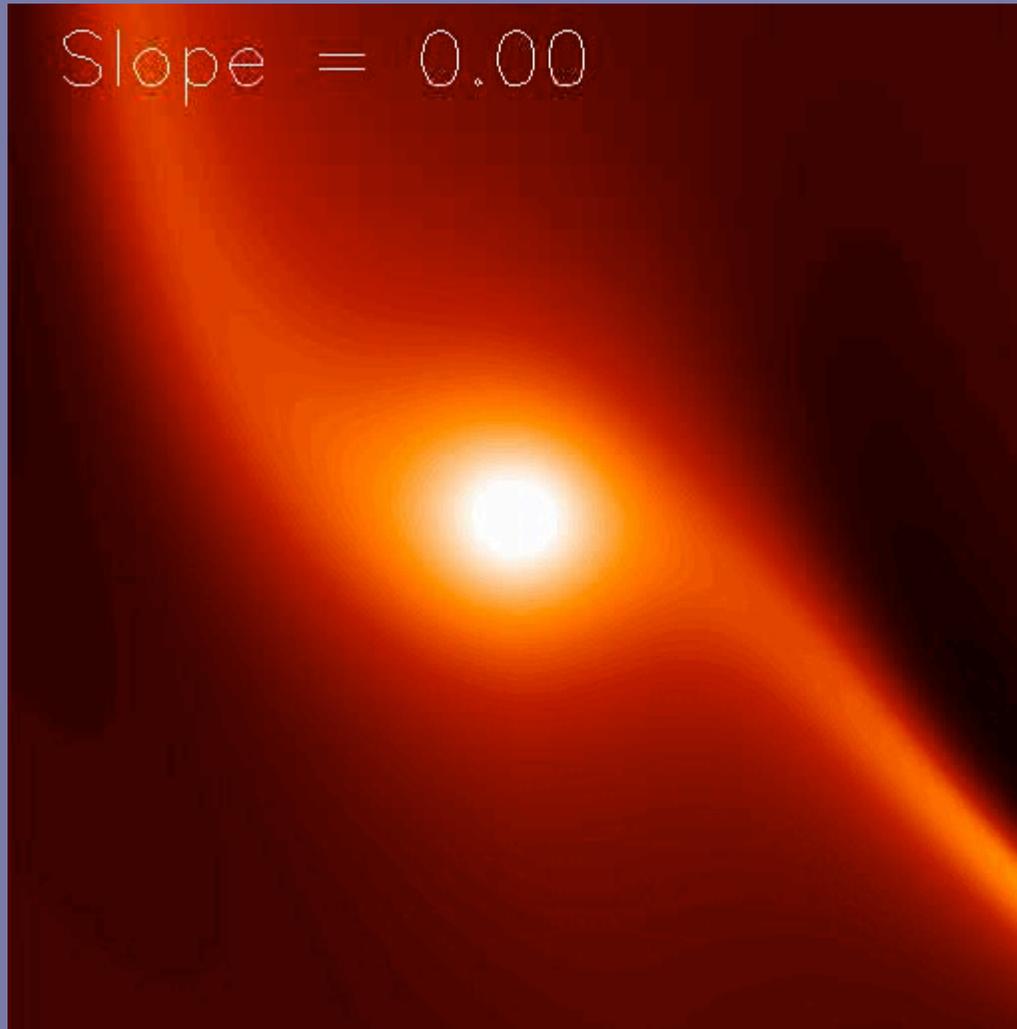
→ Temps de migration vers l'objet central : 200,000 ans



Donc, une protoplanète de 5 masses terrestres à 1 UA, dans un disque 3 fois plus massif que la MMSN, et deux fois plus épais ($H/R = 0.1$) migrerait en :

$$200,000 / 5 / 3 * 2^2 \sim 53,000 \text{ ans}$$

Illustration de l'effet du *buffer* de pression



On a vu que plus le profil de densité de surface était « pentu », plus les résonances se décalaient vers l'intérieur (car le disque est de plus en plus sous-Képlérien).

L'animation ci-contre, qui représente l'état final de simulations où la pente de la densité de surface est de plus en plus importante, montre comment le sillage se décale vers l'intérieur.

Migration planétaire

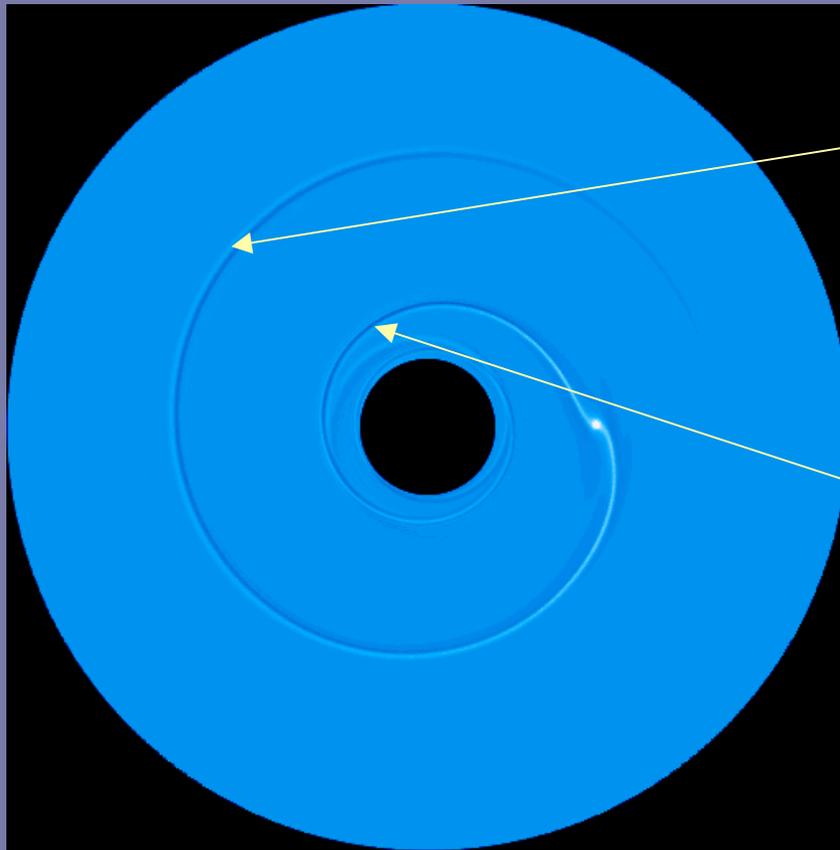
Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Ouverture d'un gap

Lorsqu'on augmente la masse de la planète, son sillage devient un choc.

Le moment angulaire et l'énergie qu'il emporte sont donc cédés au disque.

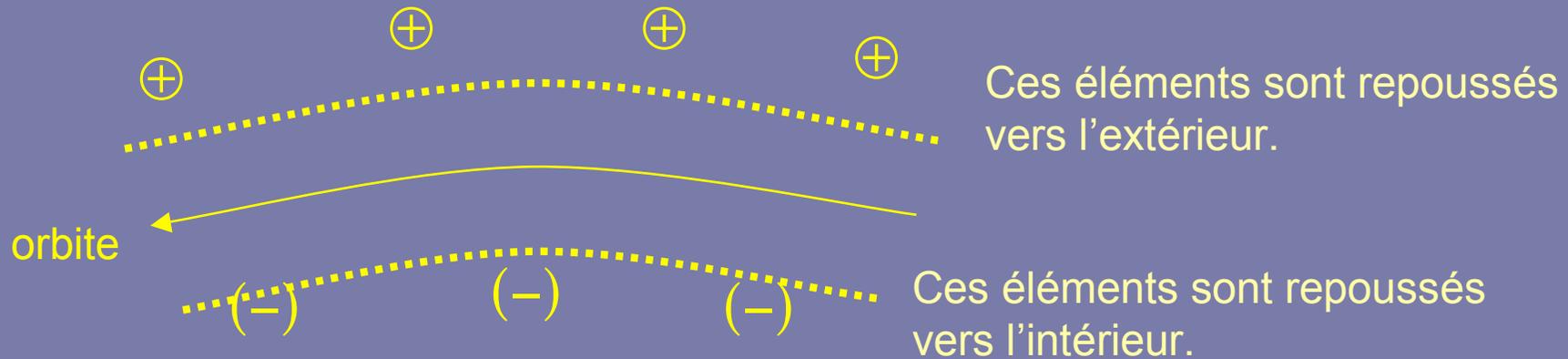


Le sillage externe tourne plus vite que la matière sous-jacente. Il emporte un flux de moment angulaire positif.

En revanche, le sillage interne tourne moins vite que la matière sous-jacente. Il emporte un flux de moment angulaire négatif.

Ouverture d'un gap

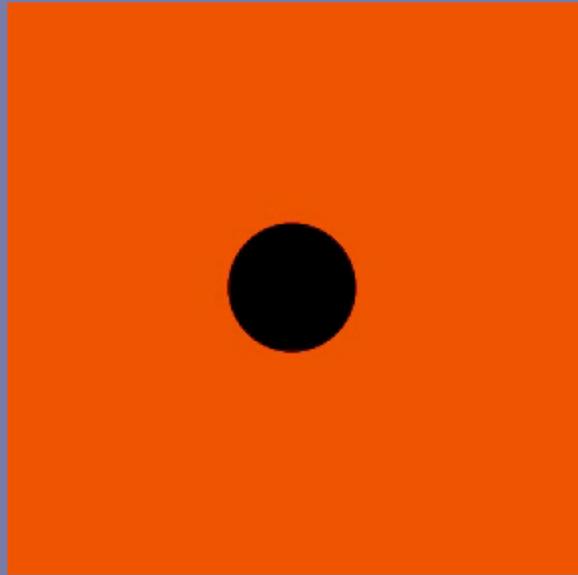
Lorsque le choc est amorti, les éléments fluides à l'extérieur de l'orbite *gagnent* du moment angulaire.



Lorsque le choc est amorti, les éléments fluides à l'intérieur de l'orbite *perdent* du moment angulaire.

Une planète massive ouvre donc un gap de part et d'autre de son orbite.

Ouverture d'un gap



Cette animation montre comment s'ouvre un gap autour de l'orbite d'une planète d'une masse de Jupiter.

Le gap est vidé en ~ 100 orbites

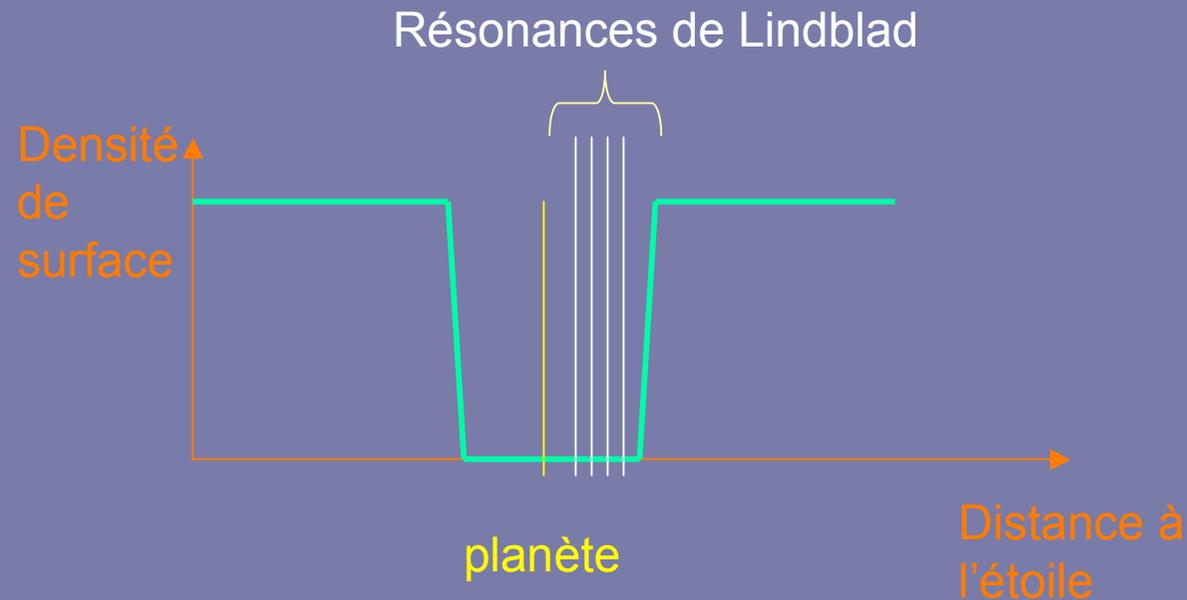
Le matériel coorbital reste le plus longtemps au voisinage des points L_4 et L_5 .

Le vidage du gap est également assisté par l'accrétion rapide du gaz sur la protoplanète.



La migration avec gap est beaucoup plus lente que la migration de type I. En effet, la plupart des résonances de Lindblad « tombent » dans le gap

Ouverture d'un gap



La migration avec gap est beaucoup plus lente que la migration de type I.
En effet, la plupart des résonances de Lindblad « tombent » dans le gap

Critères d'ouverture de gap

La quantité de matériel résiduel dans le gap résulte d'un antagonisme entre les couples de marée, qui « repoussent » la matière du disque, et la viscosité, qui tend à combler le gap.

- Plus le disque est visqueux, plus la masse de la planète doit être importante.
- Il existe par conséquent un *critère d'ouverture visqueux*:

$$q > 40/R$$

En outre, pour que le gap s'ouvre, il faut que le sillage soit un choc. Cela correspond au *critère d'ouverture thermique*:

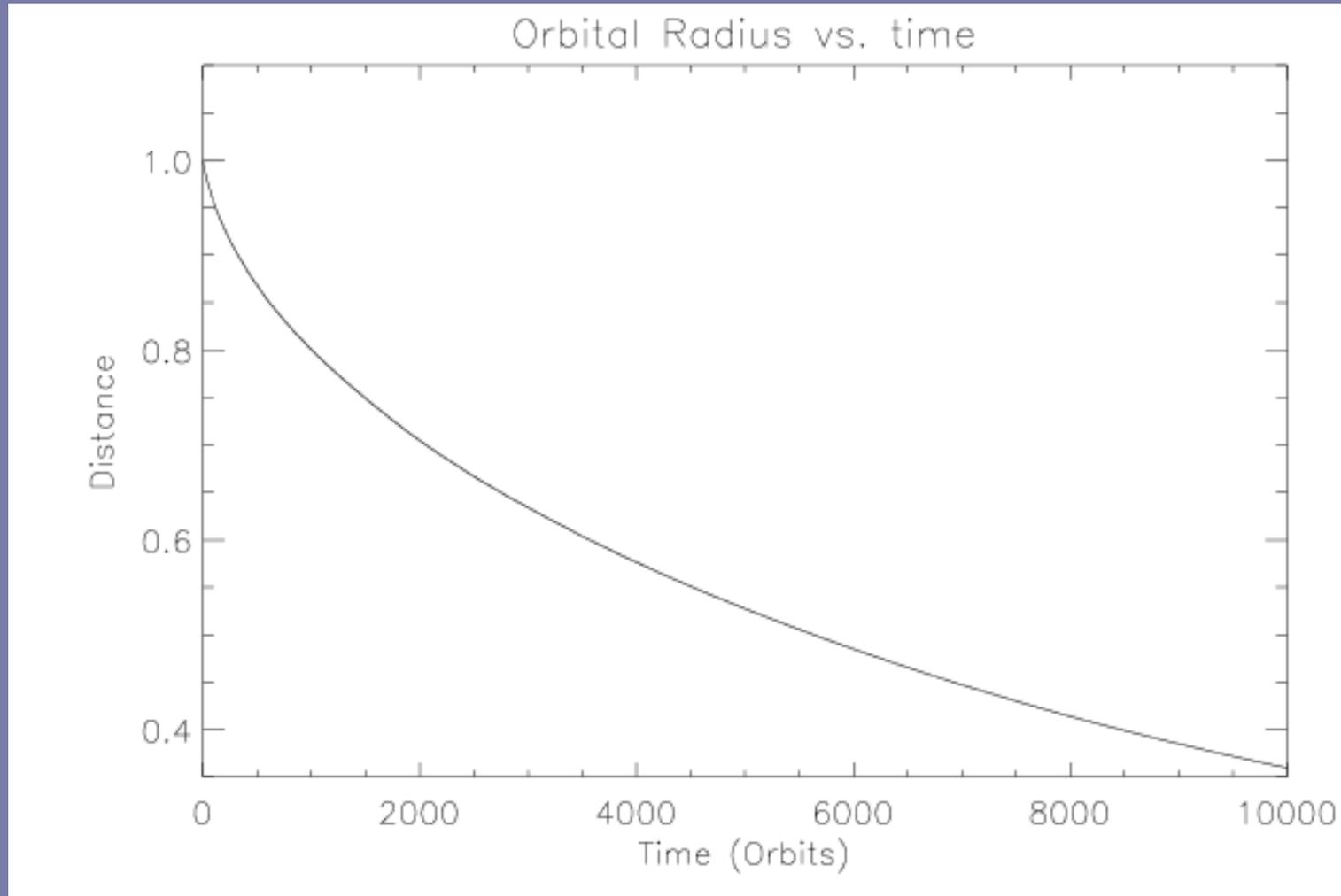
$$R_H > H$$

Migration planétaire

Première session

- Quelques propriétés des disques protoplanétaires
 - Grandeurs caractéristiques
 - Ondes et résonances
- Notions de migration planétaire
 - Migration en orbite circulaire
 - Calcul des couples aux résonances de Lindblad
 - Propriétés du sillage de marée.
 - Caractéristiques de la migration de type I
- Migration des planètes géantes
 - Ouverture du sillon (ou *gap*)
 - Caractéristiques de la migration de type II

Caractéristiques de la migration de type II



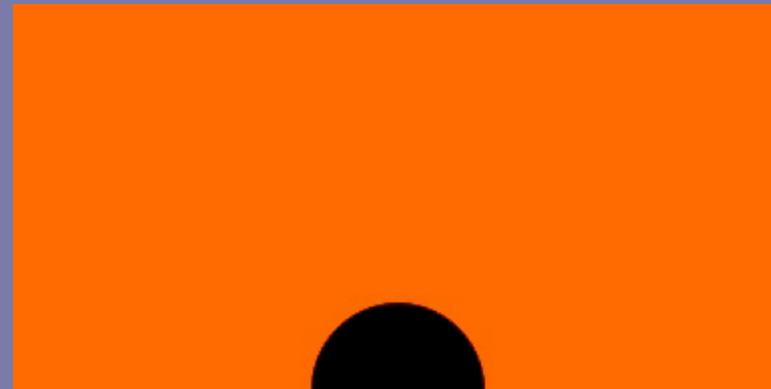
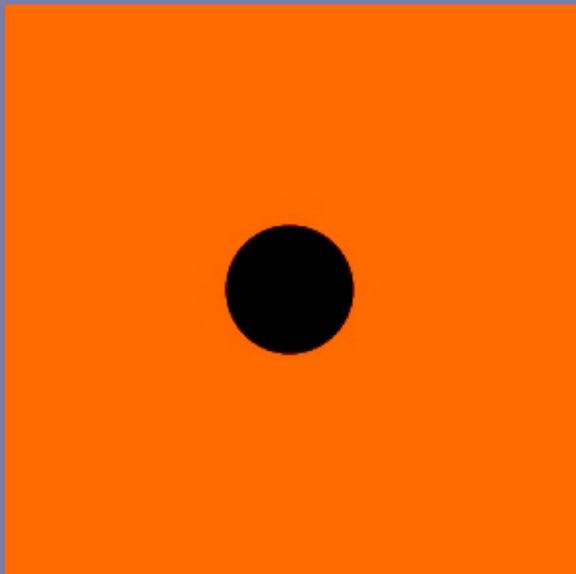
Caractéristiques de la migration de type II

La migration de type II est accompagnée de l'accrétion de gaz du disque.

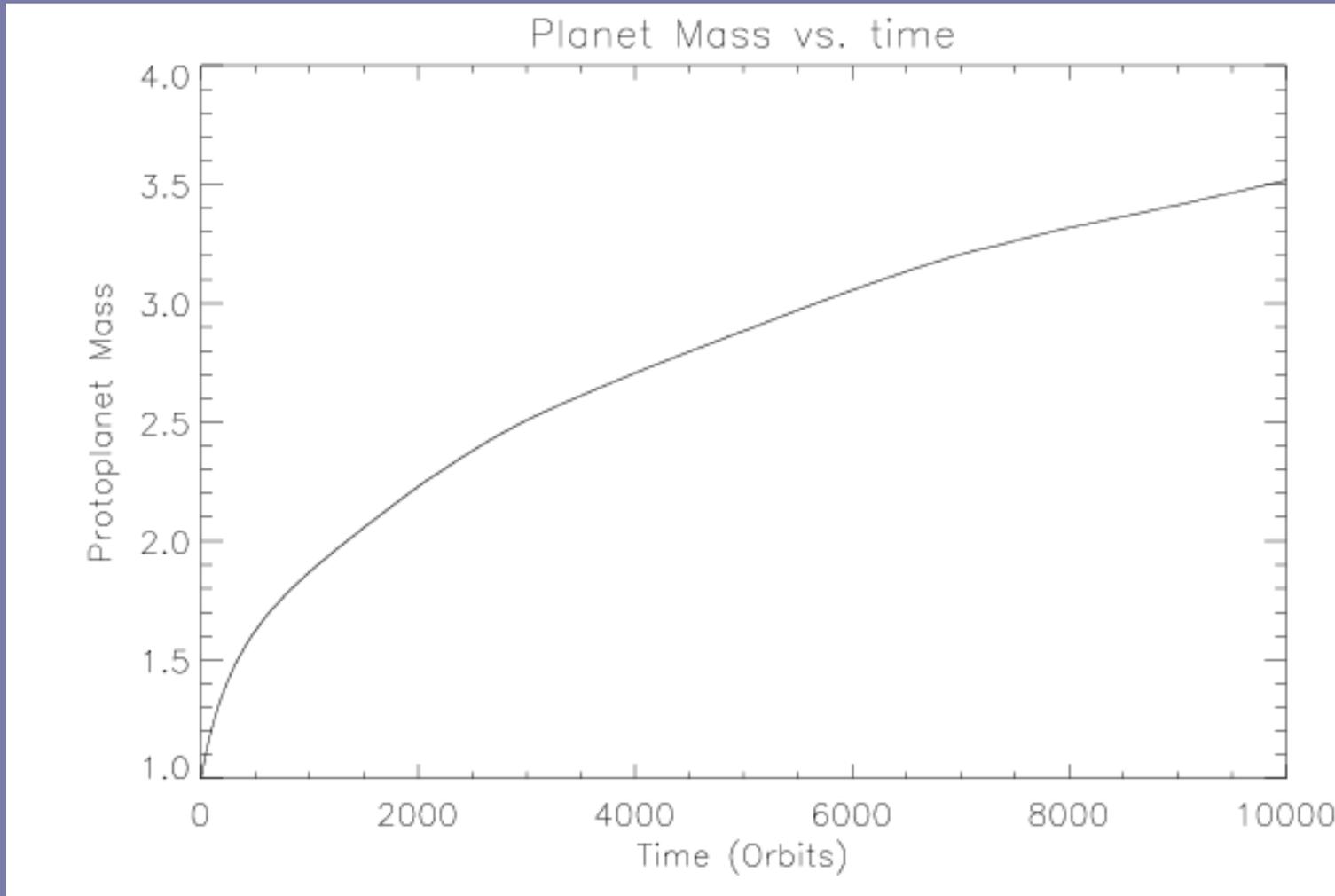
L'ouverture du sillon, d'autant plus marquée que la masse de la planète est importante, fournit un mécanisme de saturation de cette accrétion.

La masse terminale est de quelques masses de Jupiter ($4 - 10 M_J$).

L'accrétion rapide commence quand le protoeoeur a une masse $> 10-15 M_{\oplus}$



Caractéristiques de la migration de type II



Résumé

Migration type I

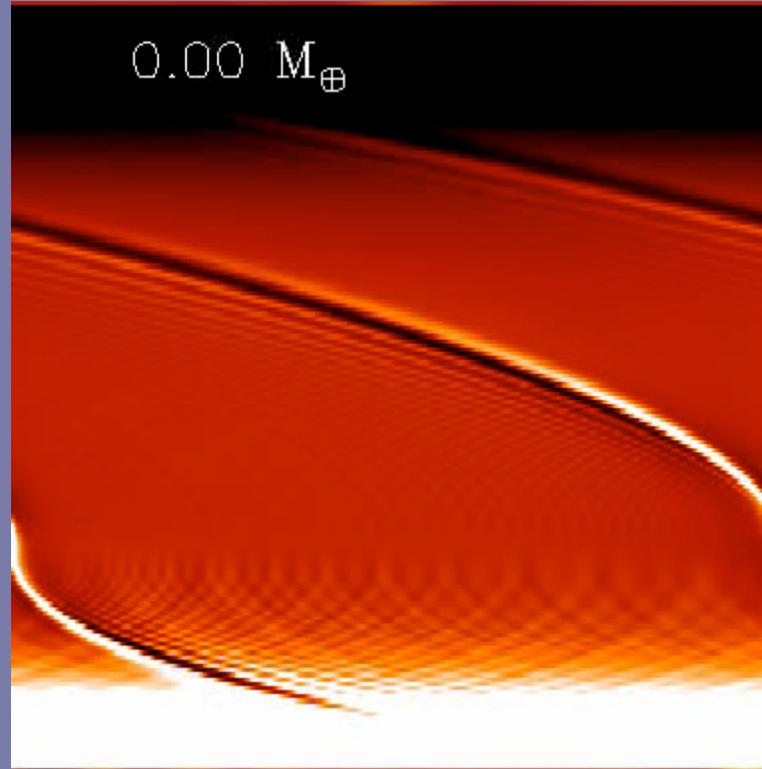
« Petites » planètes

Rapide

Réponse linéaire

Indépendante
viscosité

Moteur: couple différentiel
de Lindblad



Migration type II

Planètes géantes

Lente

Réponse non-linéaire

Dépend de la
viscosité

Moteur: dérive visqueuse
du disque