

Modélisation des disques de débris

Hervé Beust

*Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, équipe FOST, B.P. 53,
38041 Grenoble cedex 9*

Abstract. Debris disks are dusty and gaseous circumstellar disks orbiting stars with ages ranging from 10^7 yr to a few 10^8 yr. In contrast to genuine protoplanetary disk, they are optically thin, and are characterized by a very small amount of gas. As a consequence, their dynamics is basically gravitational. They are mainly observed in scattered light in the near infrared and/or in thermal emission at longer wavelengths. About 12 disks of this kind are known today, but their number increases rapidly thanks to the improvement of the detection techniques and instruments.

What is seen in these disks is dust. Observing a scattered light profile in a debris disk, one wants to derive the spatial distribution of the dust particles. The inversion method is close to a deprojection technique. Typically (e.g., in the β Pictoris disk), the surface density decreases as r^{-1} up to a given distance (120 AU in the β Pictoris disk) and falls off more steeply ($\sim \propto r^{-4}$) further out.

Dust particles in debris disks are usually subject to an intense radiation pressure that drastically affects their dynamics. Combined with collisions, it contributes to quickly erode the dust population by removing the smallest grains. Hence the dust population must be sustained by a large population of colliding and/or evaporating planetesimals. Once produced by the parent bodies, the dust particles diffuse further out in the disk thanks to radiation pressure, or wind pressure in disks orbiting late-type stars.

Nearly all debris disks that have been imaged exhibit various structures and asymmetries, such as gaps, clumps, warps, and spiral arms. These structures are usually thought to originate in the distribution of the parent bodies, and to be due to gravitational perturbations by hidden planets and/or stellar companions, involving direct or secular perturbations, or interaction with mean-motion resonances. A detailed analysis of the observed structures in a given disk combined with dynamical simulations can in principle give access to the suspected planetary system. Valuable constraints have been derived in some cases. The solution is nevertheless not unique

in general and the analysis is complicated by the fact that we only observe the dust particles and not the planetesimal population directly.

Table des matières

1. Introduction : Les disques de débris	157
1.1 Les disques circumstellaires	157
1.2 Exemples de disques de débris	158
2. Observation des disques de poussière	159
2.1 Inversion du profil de brillance	159
2.2 Exemple d'inversion : Le disque de β Pictoris	162
3. Dynamique des poussières dans les disques de débris	163
3.1 La pression de radiation	163
3.2 Quelles valeurs pour β_{pr} ?	165
3.3 La pression du vent stellaire	167
4. Dynamique des corps parents	169
4.1 Interactions avec les planètes	170
4.2 Interactions avec les compagnons stellaires	177
La troncation des disques.	177
La résonance de Kozai.	178
Les ondes spirales.	181
5. Conclusions	185

1. Introduction : Les disques de débris

1.1 Les disques circumstellaires

Notre connaissance des milieux circumstellaires a considérablement progressé ces 20 dernières années. Autrefois objets théoriques nécessaires à la formation des systèmes planétaires (eux-mêmes hypothétiques), les disques circumstellaires sont aujourd’hui une réalité observationnelle. Ce progrès est évidemment dû au développement des techniques d’observation et en particulier de la haute résolution angulaire.

Les disques circumstellaires contiennent du gaz et/ou de la poussière. On peut les observer, suivant les cas, spectroscopiquement, par réflexion ou diffusion de la lumière de l’étoile centrale, ou par émission thermique. Aujourd’hui, la variété des disques observés est suffisante pour qu’on puisse commencer à les classer. Leur caractéristique générale est d’être présents autour d’étoiles jeunes. On réserve aujourd’hui le terme de *disque protoplanétaire* à des disques assez massifs (une fraction de masse solaire) comportant beaucoup de gaz et de poussières au point d’être optiquement épais. Ces disques sont les plus nombreux. On les observe autour d’étoiles jeunes (10^6 ans ou moins), pré-séquence principale, comme typiquement les T Tauri. Leur dynamique est dominée par les processus hydrodynamiques et de transfert du rayonnement. Même si ces disques présentent une grande variété observationnelle, on peut dire qu’ils représentent une idée raisonnable de la “nébuleuse primitive” supposée avoir donné naissance au système solaire. On suppose par là que des systèmes planétaires sont susceptibles de se former au sein de ces disques, d’où leur nom.

A l’opposé, on appelle aujourd’hui “disques de débris” des disques circumstellaires optiquement minces, contenant essentiellement de la poussière, observés en lumière diffusée autour d’étoiles typiquement âgées de $\sim 10^7$ à quelques 10^8 ans, pré-séquence principale ou ZAMS. On peut résumer leurs caractéristiques de la façon suivante :

- Ils contiennent de la poussière, mais très peu de gaz. Leur dynamique est par conséquent essentiellement gravitationnelle ;
- Ils sont très peu massifs par rapport à leur étoile centrale. Si on compte la masse de la poussière qui est vue en lumière diffusée, il s’agit même de masses très inférieures à la masse de la Terre, mais on ne compte pas là les corps plus gros probablement présents ;
- Comme ils sont très peu massifs, ils sont optiquement minces ;
- Ce sont des disques plus évolués que les premiers, mais il est acquis aujourd’hui que ces disques ne sont pas des restes d’anciens disques protoplanétaires, car la poussière y est perpétuellement renouvelée.

Dans ces disques, on trouve de la poussière, très peu de gaz, de manière quasi-certaine des planétésimaux en grand nombre (des corps solides de

taille kilométrique), qui sont la source de la poussière vue, et probablement des planètes responsables de déformations d'origine gravitationnelles vues sur les images des disques. Pour résumer, un disque de débris est en quelque sorte un *jeune système planétaire*.

1.2 Exemples de disques de débris

Le premier disque de débris connu dès 1984 (Smith & Terrile, 1984) est celui de β Pictoris. En fait ce disque est resté le seul connu pendant près de 15 ans. Il s'agit d'un disque de poussière vu par la tranche à moins de 5° près, ce qui lui donne l'apparence de deux branches s'étendant jusqu'à plusieurs centaines d'UA de l'étoile. Ce disque comporte une composante gazeuse peu dense. Plusieurs types d'asymétries y ont été identifiés (Kalas & Jewitt, 1995) : les deux branches du disque sont nettement dissymétriques et déformées, le disque interne est gauchi de 3° par rapport au disque externe. . . Ces structures ont pour origine probable des perturbations gravitationnelles dues à des planètes (Mouillet et al., 1997). L'étoile elle-même est de type A5 et est âgée d'environ 12 millions d'années (Ortega et al., 2004).

HD 141569 est une étoile de type B9.5 qui possède deux compagnons de types M2 et M4 à une distance projetée de 1000 UA. L'étoile principale est entourée d'un disque de poussière (Weinberger et al., 1999; Augereau et al., 1999a) incliné de 30° . Les images HST/STIS (Mouillet et al., 2001) révèlent une structuration très importante du disque : on y trouve plusieurs anneaux et un début de structure spirale. Au moins une partie de ces structures trouvent leur origine dans les perturbations gravitationnelles dues aux compagnons stellaires.

HR 4796 est une binaire. L'étoile principale HR 4796 A est entourée d'un anneau de poussière très confiné radialement connu depuis plusieurs années (Augereau et al., 1999b). L'origine de ce confinement est une question encore ouverte.

Le disque de AU Mic a été découvert récemment (Kalas et al., 2004; Liu, 2004; Krist et al., 2005; Metchev et al., 2005; Fitzgerald et al., 2005). Il possède de troublantes similitudes avec celui de β Pictoris : vu par la tranche, profil radial similaire. . . , à ceci près que l'étoile est une naine M au lieu de A5 pour β Pictoris.

Ces exemples sont des disques plutôt jeunes, observés en lumière diffusée dans l'infrarouge proche. On trouve aussi des disques plus diffus détectés dans le seul infrarouge thermique autour d'étoiles plus âgées ($\gtrsim 10^8$ ans) (Fomalhaut, Véga, ϵ Eri. . .).

De manière générale, ces disques sont difficiles à résoudre. Les observer demande d'utiliser des techniques HRA, et c'est la raison pour laquelle ce n'est que depuis quelques années seulement qu'on les détecte. On en connaît une douzaine à ce jour, mais leur nombre est en augmen-

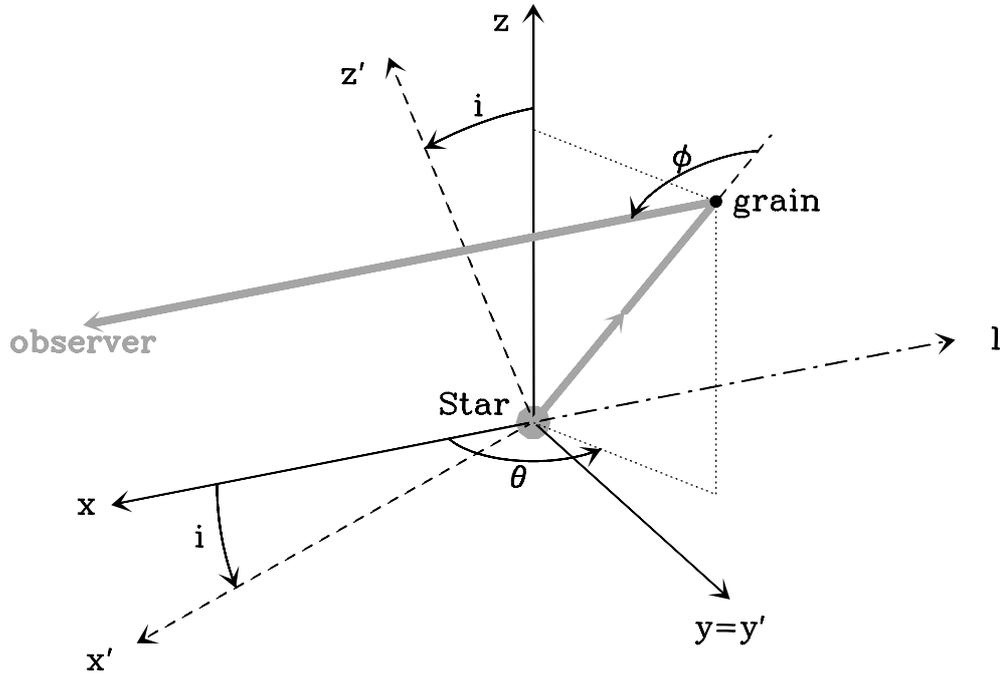


Figure 1.: Schéma des variables utilisées dans le formalisme de l'émission d'un disque. Le plan du disque est $(x'Oy')$ et le plan du ciel est yOz .

tation constante et on peut s'attendre à ce que la mise en service de nouveaux instruments amène à une multiplication des détections dans un avenir proche.

On remarque aussi qu'un nombre significatif d'entre eux font partie de systèmes stellaires multiples, et que presque tous présentent des déformations qui suggèrent des perturbations dynamiques.

2. Observation des disques de poussière

2.1 Inversion du profil de brillance

Le problème de l'inversion du profil de brillance dans un disque de débris est simple : connaissant l'image en lumière diffusée d'un disque de débris, éventuellement vu par la tranche, comment peut-on remonter au profil de densité des poussières du disque ? La solution n'est malheureusement pas unique dans le cas général.

La brillance superficielle d'un disque optiquement mince en un point de coordonnées (y, z) sur le plan du ciel s'exprime en toute généralité par :

$$B(y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r', \theta', z') \Phi(r, \varphi) dl \quad (1)$$

où $\rho(r', \theta', z')$ est la densité locale des grains de poussière (en coordonnées cylindriques par rapport au plan du disque), $\Phi(r, \varphi)$ est le flux total (lumière diffusée et émission thermique) reçu au niveau de la Terre pour un grain à une distance r de l'étoile dans une direction φ à une longueur d'onde donnée.

L'intégrale est effectuée le long de la ligne de visée. Les coordonnées (y, z) sont orientées de telle manière que l'axe Oy coïncide avec le grand axe de l'image elliptique du disque vu depuis la Terre.

Dans la pratique, aux longueurs d'ondes visibles ou dans le proche infrarouge, la lumière diffusée par les grains domine largement leur émission thermique, de telle sorte qu'il est possible d'écrire $\Phi(r, \varphi) = \Phi^* \sigma_{\text{sca}} r^{-2} f(\varphi)$ où Φ^* est le flux de l'étoile au niveau de la Terre, σ_{sca} est la section efficace de diffusion à la longueur d'onde considérée, et $f(\varphi)$ est la *fonction de phase* ou *fonction d'anisotropie* qui traduit la faculté des grains de réémettre la lumière reçue dans une direction ϕ (l'angle de phase) par rapport à la direction incidente. Ici la lumière est reçue de l'étoile, de telle sorte que ϕ est directement fonction de la position dans le disque par rapport à la ligne de visée (voir Fig. 1).

On introduit alors cette expression dans l'équation (1); en intégrant sur la distance r' à l'étoile le long de la ligne de visée, la brillance superficielle dans le plan du disque ($z = 0$) s'exprime comme (voir Augereau & Beust, 2005)

$$B(y, z = 0) = \Phi^* \int_y^{r'_{\text{max}}} \sigma_{\text{sca}} \rho(r', \theta', z') \frac{f(\varphi) + f(\pi - \varphi)}{r'^2 - y^2 \sin^2 i} \frac{\cos i}{\sqrt{r'^2 - y^2}} r' dr' . \quad (2)$$

Dans cette expression, nous laissons ici la section efficace σ_{sca} dans l'intégrale, car en toute généralité les propriétés des grains peuvent dépendre de la distance à l'étoile. C'est en tout cas le cas de β Pictoris où la taille des grains dépend clairement de la distance (Augereau et al., 2001).

Dans le cas particulier des disques vus par la tranche comme β Pictoris ou AU Mic, l'équation (2) se simplifie ($i = 0$, et $\phi = -\theta$). En fait dans ce cas il est commode d'intégrer la brillance sur le profil vertical du disque. On relie alors directement le résultat à la densité de surface $\Sigma(r, \theta)$ dans le disque :

$$\begin{aligned} S(y) &= \int_{-z_{\text{max}}}^{z_{\text{max}}} B(y, z) dz \\ &= \frac{\Phi^*}{\Delta z} \int_y^{r_{\text{max}}} (f(\theta) + f(\pi - \theta)) \frac{\sigma_{\text{sca}} \Sigma(r, \theta)}{r \sqrt{r^2 - y^2}} dr , \end{aligned} \quad (3)$$

où $\Delta z = 2z_z$ est l'épaisseur du disque. Cette équation fait le lien entre le profil observé $S(y)$ et la densité de surface dans le disque $\Sigma(r, \theta)$ qui est

la quantité recherchée. Il s'agit d'un cas particulier d'équation intégrale d'Abel qui s'inverse par des méthodes appropriées (voir Augereau & Beust, 2005) pour en déduire $\Sigma(r, \theta)$.

Bien entendu, l'inversion complète suppose la connaissance de $\sigma_{\text{sca}}(r, \theta)$ et de $f(\theta)$. En fait, si la fonction de phase $f(\theta)$ est connue, la procédure d'inversion fournit le produit $\sigma_{\text{sca}}\Sigma(r, \theta)$. La fonction de phase est a priori une fonction extrêmement compliquée qui dépend de la forme des grains de poussière et de leur composition. Cependant, une fonction très communément utilisée est la fonction de Henyey & Greenstein (1941) :

$$f(\varphi) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2g \cos \varphi)^{3/2}} \quad \text{où} \quad g = \iint f(\varphi) \cos \varphi \, d\Omega \quad (4)$$

Le paramètre g est habituellement appelé *facteur d'asymétrie* et doit être considéré comme un paramètre libre dans la procédure d'inversion. $g = 0$ correspond à une diffusion rigoureusement isotropique, $g = -1$ à une diffusion strictement vers l'arrière et $g = 1$ à une diffusion strictement vers l'avant.

Pour terminer l'inversion et en déduire $\Sigma(r, \theta)$, il faut diviser le résultat par σ_{sca} . La section efficace peut s'exprimer par

$$\sigma_{\text{sca}} = \int_{s_{\text{min}}}^{s_{\text{max}}} Q_{\text{sca}}(\lambda, s) \pi s^2 dn(s) \quad (5)$$

où s est le rayon du grain supposé varier de s_{min} à s_{max} , λ est la longueur d'onde, et Q_{sca} est le facteur de diffusion qui peut se calculer par la théorie de Mie une fois que les constantes optiques des grains (c'est-à-dire en gros leur composition) sont connues.

Sans entrer dans les détails techniques, l'inversion de l'équation (3), ou de l'équation (2) dans le cas général peut se faire selon deux approches différentes. La première approche est l'*ajustement*, c'est-à-dire une technique de fit. En gros, on suppose un certain profil pour $\sigma_{\text{sca}}\Sigma(r, \theta)$ dépendant d'un nombre donné de paramètres ; on se donne une fonction d'anisotropie pour les grains ; on calcule l'image à l'aide de l'équation (3) et on compare à l'observation ; on ajuste ensuite les paramètres par approximations successives. La deuxième méthode est l'*inversion* proprement dite. On se donne une fonction d'anisotropie, mais cette fois on part de l'image observée, et on résout directement l'équation intégrale (2) par une méthode appropriée pour en tirer $\sigma_{\text{sca}}\Sigma(r, \theta)$; à la fin on vérifie bien entendu la pertinence de la solution trouvée à partir d'un modèle de disque. C'est d'autant plus important que la solution n'est pas forcément unique. Ce type de méthode est généralement plus efficace. C'est cette approche qui est décrite dans Augereau & Beust (2005).

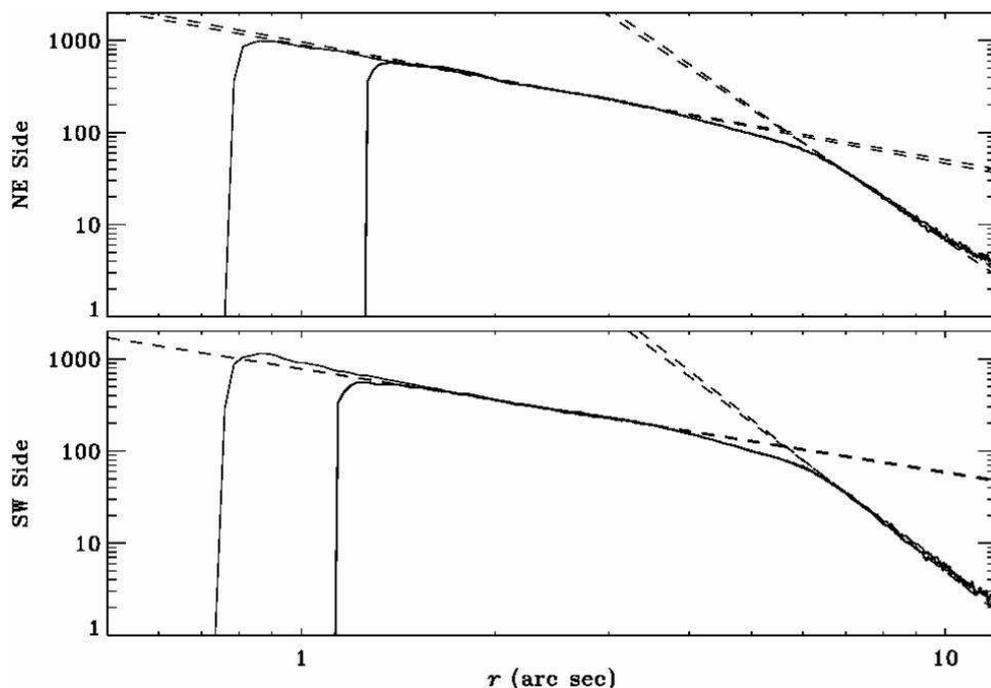


Figure 2.: Profil de densité de surface du disque de β Pictoris, obtenu par inversion à partir de l'observation du disque de part et d'autre de l'étoile (Heap et al., 2000). Les deux courbes en traits pleins proviennent de deux tailles de pixels différentes ; les coupures à 0.75 et 1.24'' sont des artefacts venant des masques cachant l'étoile.

2.2 Exemple d'inversion : Le disque de β Pictoris

Nous donnons ici un exemple d'application de cette procédure d'inversion au disque de β Pictoris. Le résultat est représenté sur la figure (2). Le résultat dépend bien évidemment de la fonction d'anisotropie supposée, et en particulier du facteur g . Néanmoins, quel que soit le modèle utilisé, l'inversion révèle toujours, en dehors d'une région interne vide, un profil en deux lois de puissances : à l'intérieur d'un rayon de 120 UA, la densité de surface décroît approximativement en r^{-1} , tandis qu'au delà de cette limite, la densité décroît beaucoup plus vite en r^{-4} ou r^{-5} . Bien entendu, ceci représente une approximation. Plus précisément, les deux branches du disque de β Pictoris sont différentes, et on trouve dans les images de nombreuses asymétries (Kalas & Jewitt, 1995) qui ne sont pas prises en compte dans ce modèle. Il s'agit néanmoins d'une image assez générique. On retrouve ainsi le même type de profil dans le disque de AU

Mic (Augereau & Beust, 2005), avec pour seule différence une cassure à 35 UA au lieu de 120 UA dans le cas de β Pictoris.

3. Dynamique des poussières dans les disques de débris

3.1 La pression de radiation

Les particules de poussière observées dans les disques de débris sont en orbite autour de l'étoile centrale. Compte tenu de la faible quantité de gaz que renferment ces disques, on peut considérer en première approximation que leur dynamique est essentiellement gravitationnelle, dominée par l'interaction avec l'étoile centrale et éventuellement avec les planètes du disque. Cette vision est cependant très partielle, car un certain nombre d'effets viennent s'ajouter aux effets purement gravitationnels qui viennent modifier significativement la dynamique des particules de poussières par rapport à celles de planétésimaux. Le premier de ces effets est la *pression de radiation*. La pression de radiation est un paramètre clé de la dynamique des poussières dans les disques de débris. En fonction de leur taille, les particules peuvent être transportées très loin de leur lieu de production vers les régions extérieures du disque.

Une particule de masse m et de section géométrique σ subit de la part de l'étoile centrale, en plus de sa gravité, une force qui s'exprime en toute généralité par :

$$m \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_{\text{PR}} = \frac{F \sigma Q_{\text{pr}}}{c} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \vec{u} - \frac{\vec{v}}{c} \right] \quad (6)$$

(Burns et al., 1979), où F est le flux de l'étoile à la distance considérée, \vec{r} est le vecteur position de la particule, \vec{v} son vecteur vitesse, $\vec{u} = \vec{r}/r$ est un vecteur radial unitaire, $\dot{r} = \vec{u} \cdot \vec{v}$ est la vitesse radiale, et c est la vitesse de la lumière ; Q_{pr} est un coefficient d'efficacité de la pression de radiation moyenné sur le spectre stellaire, et qui peut s'obtenir par la théorie de Mie pour un grain de taille et de composition données. Dans cette expression, le terme indépendant de la vitesse de la particule ($F \sigma Q_{\text{pr}}/c$) \vec{u} est souvent référencé comme la pression de radiation proprement dite, tandis que les autres termes constituent l'*effet Poynting-Robertson* (Gustafson, 1994). La pression de radiation est radiale, et on la décrit usuellement par son rapport β_{pr} à la gravité stellaire $F_{\text{g}} = GMm/r^2$, où M est la masse de l'étoile et G la constante de la gravitation. L'intérêt de cette approche vient du fait que, tout comme F_{g} , $F \propto r^{-2}$, de telle sorte que β_{pr} est indépendant de r pour une particule donnée. L'équation (6) peut donc se réécrire

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_{\text{PR}} = \frac{\beta_{\text{pr}} GM}{r^2} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \vec{u} - \frac{\vec{v}}{c} \right] \quad . \quad (7)$$

Comme $v \ll c$, l'effet Poynting-Robertson est très faible devant la pression de radiation. Cependant leurs effets sont très différents. L'effet à long terme de Poynting-Robertson est de faire lentement spiraler les grains vers l'intérieur du système, en diminuant la taille de leur orbite. Si on fait l'approximation que l'orbite reste circulaire tout en diminuant de taille, on peut calculer le taux de décroissance, en considérant la variation du moment cinétique due à Poynting-Robertson. On trouve :

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{2\beta_{\text{pr}}GM}{rc} \equiv -2\frac{\alpha}{r} \quad , \quad (8)$$

où α est un paramètre constant. Numériquement, on trouve (Wyatt, 2005)

$$\alpha = \beta_{\text{pr}} \times 6.24 \times 10^{-4} \frac{M}{M_{\odot}} \text{AU}^2 \text{yr}^{-1} \quad . \quad (9)$$

Le temps caractéristique associé à ce processus dynamique est $|r/(dr/dt)| = 0.5r^2/\alpha$. Ce temps dépend de la distance à l'étoile et de β_{pr} . Dans la pratique on trouve toujours des valeurs de l'ordre du million d'années au moins et bien souvent des valeurs de plusieurs dizaines de millions d'années. Ces temps sont comparables, voire supérieurs dans certains cas, à l'âge de ces systèmes (Kalas et al., 2004). De plus (voir plus bas), ce temps est souvent inférieur au temps de collision. Tout ceci a conduit Wyatt (2005) à conclure que l'effet Poynting-Robertson doit être considéré comme négligeable dans la plupart des disques de débris. Ceci est à coup sûr vrai pour des disques assez jeunes comme β Pictoris ou HD 141569. C'est plus discutable pour des disques plus âgés comme Véga ou Fomalhaut. Dans le cas plus extrême du système solaire, l'effet de Poynting-Robertson ne peut bien entendu pas être négligé sur le long terme compte tenu de l'âge du système. Quoi qu'il en soit, si Poynting-Robertson est négligé, l'équation du mouvement d'une particule, où la pression de radiation et la gravité de l'étoile sont prises en compte, se réduit à :

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{GM(1-\beta_{\text{pr}})}{r^2} \vec{u} \quad . \quad (10)$$

Ceci n'est rien d'autre qu'une équation classique de mouvement képlérien autour d'un centre massive de masse $M(1-\beta_{\text{pr}})$. En d'autres termes, la particule garde un mouvement képlérien, mais en "voyant" une étoile de masse réduite par le facteur $1-\beta_{\text{pr}}$. Cet effet a des conséquences très importantes sur la dynamique des poussières. Le rapport β_{pr} dépend de la taille et de la composition du grain, mais (voir plus bas) grossièrement β_{pr} est maximal pour les plus petits grains. Pour ces grains, on arrive facilement à $\beta_{\text{pr}} \geq 1$. Ils sont chassés du système. Comme les collisions entre particules tendent à générer des grains de plus en plus petits, un

disque de débris comme celui de β Pictoris tend à perdre continuellement de la poussière sur un temps bien inférieur à l'âge de l'étoile. Celle-ci est donc nécessairement renouvelée à partir d'une source interne, qui ne peut être qu'une importante population de planétésimaux. Les disques de débris sont donc avant tous des disques de planétésimaux qui produisent continuellement de la poussière par collision ou évaporation.

Les planétésimaux (ou corps parents) ne subissent pas de pression de radiation significative, compte tenu de leur taille. On peut les supposer sur des orbites circulaires. Les grains de poussière qui en sont issus subissent quant à eux leur pression de radiation. Il est facile de vérifier, par conservation du moment cinétique, que l'orbite de la particule-fille vérifie :

$$a' = \frac{a(1 - \beta_{\text{pr}})}{1 - 2\beta_{\text{pr}}}, \quad e' = \frac{\beta_{\text{pr}}}{1 - \beta_{\text{pr}}}, \quad Q' = \frac{a}{1 - 2\beta_{\text{pr}}}, \quad (11)$$

où a est le demi-grand axe de l'orbite du corps parent, a' est celui de l'orbite de la particule fille, e' son excentricité et Q' son apoastre. On voit que, pour $\beta_{\text{pr}} > 0.5$, l'orbite est non liée. La limite d'éjection des particules est donc $\beta_{\text{pr}} = 0.5$ et non $\beta_{\text{pr}} = 1$. Ceci est lié à la production à partir de planétésimaux sur orbites circulaires. Pour $\beta_{\text{pr}} < 0.5$ mais suffisamment grand, la particule reste liée à l'étoile, mais on aura $Q' \gg a$. Les deux orbites (celle du corps parent et celle de la particule) sont très différentes. Elles n'ont que le périastre en commun. La pression de radiation permet donc de transporter des grains de poussière vers les zones extérieures du disque, bien au-delà de leur zone de production. Ce type de modèle explique entièrement le profil de densité du disque de β Pictoris avec ses deux lois de puissance (Augereau et al., 2001). La cassure à 120 AU correspondrait au bord externe du disque de planétésimaux. Toutes les poussières observées au-delà y sont transportées par pression de radiation, sur des orbites elliptiques.

3.2 Quelles valeurs pour β_{pr} ?

Le rapport β_{pr} pour un grain donné peut être calculé à partir de la connaissance de la distribution spectrale d'énergie de l'étoile, et des propriétés optiques du grain. A une longueur d'onde λ , si le flux incident à la distance r est F_λ , la contribution élémentaire au β_{pr} est :

$$d\beta_{\text{pr}} = \frac{df_{\text{rad}}}{f_{\text{grav}}} = \frac{\pi F_\lambda s^2 Q_{\text{pr}}(\lambda)}{c} \frac{r^2}{GMm}, \quad (12)$$

où s est le rayon du grain (supposé sphérique), Q_{pr} est l'efficacité de la pression de radiation (un coefficient sans dimension qui dépend de la longueur d'onde et qui s'obtient par la théorie de Mie), M est la masse

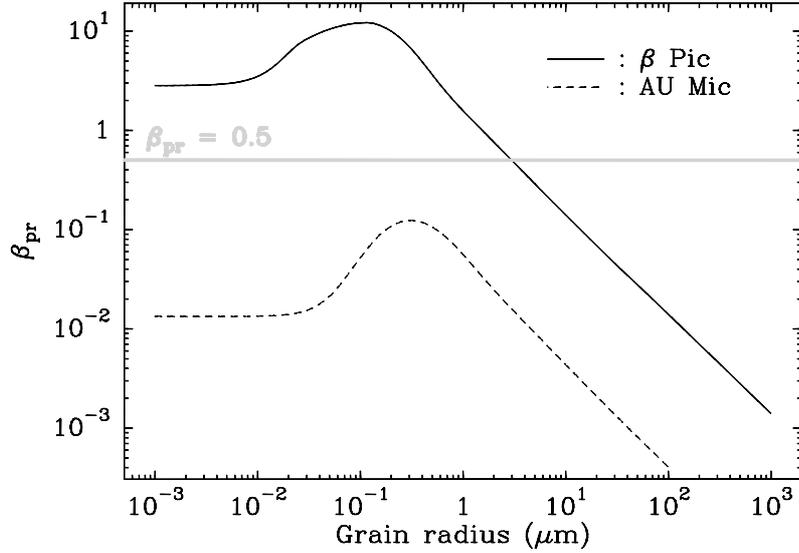


Figure 3.: β_{pr} en fonction du rayon pour des grains de “silicates astronomiques” (Draine & Lee, 1984) sphériques, dans l’environnement de β Pictoris et de AU Mic.

de l’étoile, et m celle du grain. En intégrant sur la longueur d’onde, et en introduisant la luminosité L de l’étoile et la densité ρ du grain sphérique, on aboutit à la formule globale :

$$\beta_{\text{pr}} = \frac{3L\overline{Q_{\text{pr}}}}{16\pi GMcs\rho} \quad , \quad (13)$$

où $\overline{Q_{\text{pr}}}$ est la moyenne de $Q_{\text{pr}}(\lambda)$ sur la longueur d’onde. Bien entendu pour un grain donné, β_{pr} est fonction de l’environnement stellaire, mais les courbes de β_{pr} en fonction du rayon ont toujours la même forme représentée sur la figure (3). Pour des gros grains, on aura $Q_{\text{pr}} \simeq 1$, de telle sorte que $\beta_{\text{pr}} \propto s^{-1}$. Pour des plus petits grains, la diffraction joue et la dépendance n’est pas aussi simple. β_{pr} présente un maximum pour des grains submicroniques et tend vers une valeur limite pour des grains plus petits. Sur la figure (3) on a représenté β_{pr} en fonction de s pour deux environnements stellaires très différents, ceux de β Pictoris et de AU Mic. Dans le cas de β Pictoris (Une étoile de type A5), $\beta > 0.5$ pour tous les grains plus petits que $\sim 20\mu\text{m}$. Tous les grains inférieurs à cette taille sont chassés du système. Les autres peuplent le disque étendu jusqu’à des centaines d’UAs. On explique ainsi le profil de densité en deux lois de puissance. Le cas de AU Mic (Une étoile M) est très différent. Dans ce cas, β_{pr} atteint à peine 0.1 au mieux. Dans ce cas, aucun grain n’est chassé du système, et la valeur maximale 0.1 est insuffisante pour

transporter les grains loin de leur lieu de production. Le processus actif dans l'environnement de β Pictoris est donc inactif ici. Pourtant, le disque de AU Mic présente un profil étrangement similaire à celui de β Pictoris, avec une double loi de puissance et une cassure à 35 UA. Si la pression de radiation est insuffisante ici pour transporter les grains vers l'extérieur, quelle autre force le fait ?

3.3 La pression du vent stellaire

La réponse pour AU Mic réside dans la pression du vent stellaire. Un vent stellaire émis par l'étoile centrale exerce sur les grains par effet mécanique une force qui tend à s'opposer à la gravité stellaire. Elle peut s'écrire (Gustafson, 1994) :

$$m \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_{\text{sw}} = \Phi_p \sigma \frac{C_D}{2} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \vec{u} - \frac{\vec{v}}{c} \right] , \quad (14)$$

où Φ_p est la densité de quantité de mouvement du flux de protons à la distance considérée, et où C_D est le coefficient d'entraînement. On remarquera la similitude avec l'expression de la pression de radiation (6). De la même manière que plus haut, le terme indépendant de la vitesse $\Phi_p \sigma (C_D/2) \vec{u}$ est dominant. On est donc amené naturellement à définir un rapport β_{sw} analogue à β_{pr} . Il vient :

$$\beta_{\text{sw}} = \frac{\Phi_p \sigma (C_D/2)}{GMm/r^2} . \quad (15)$$

Ce rapport a été introduit dans le cas du système solaire par Mukai & Yamamoto (1982) et Gustafson (1994). La différence ici avec β_{pr} est que β_{sw} n'est pas nécessairement indépendant de la distance. Si ρ_{sw} et v_{sw} sont la densité et la vitesse du vent à la distance r , on a $\Phi_p = \rho_{\text{sw}} v_{\text{sw}}^2$. Par conservation de la masse, on a aussi nécessairement $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho_{\text{sw}} v_{\text{sw}}$ où \dot{M} est le taux de perte de masse de l'étoile. On peut donc réécrire :

$$\beta_{\text{sw}} = \frac{3}{32\pi} \frac{\dot{M} v_{\text{sw}} C_D}{GM\rho s} . \quad (16)$$

On remarquera la similarité entre cette formule et la formule (13). On voit que comme pour β_{pr} , il n'y a pas dans β_{sw} de dépendance explicite en fonction de r . β_{sw} dépend de r car la vitesse du vent v_{sw} dépend de r . Le coefficient est une fonction assez compliquée (Gustafson, 1994) de la vitesse relative au vent. Dans la pratique quand le vent devient supersonique (ce qui est presque toujours le cas) on a $C_D \simeq 2$.

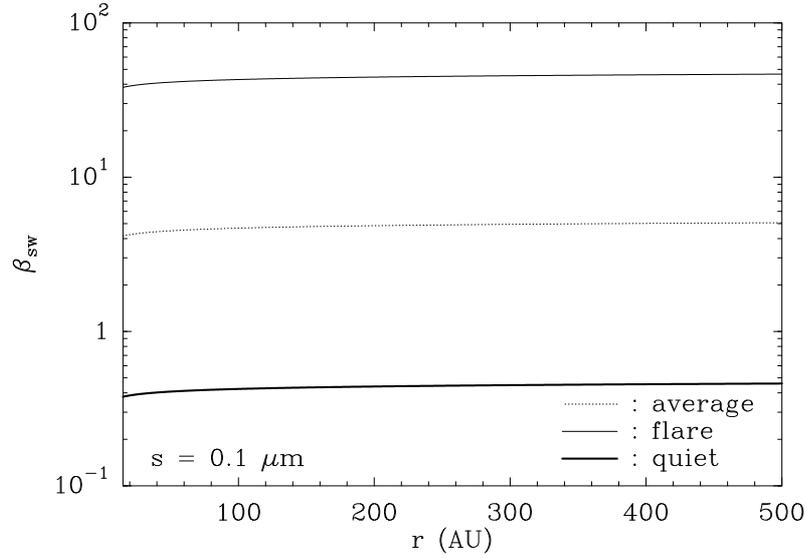


Figure 4.: Le rapport β_{sw} en fonction de la distance à l'étoile dans le cas de AU Mic, en phase calme, en phase de sursaut et en moyenne, pour des grains de rayon $s = 0.1 \mu\text{m}$

Une description plus détaillée nécessite de se donner un modèle de vent. Un des modèles les plus simples est le modèle de vent solaire isotherme de Parker (1958), dont la solution en vitesse est une croissance approximativement logarithmique de la vitesse à l'infini. Par conséquent, v_{sw} croît modérément avec la distance et il en va tout autant de β_{sw} .

Le résultat pour AU Mic est montré sur la figure (4). On montre ici trois courbes en fait. AU Mic est un cas particulier. Il s'agit d'une étoile active subissant régulièrement des épisodes de sursauts ("flares" en anglais) se traduisant par une augmentation temporaire de la luminosité en X et en UV, et donc de β_{sw} . La période de récurrence des sursauts est de l'ordre de quelques jours tout au plus. On montre que l'effet à long terme des sursauts sur la dynamique des particules revient à prendre la moyenne temporelle du β_{sw} (Augereau & Beust, 2005). Sur la figure (4), calculée pour des grains de rayon $s = 0.1 \mu\text{m}$, la courbe du bas représente β_{sw} en période calme, la courbe du haut β_{sw} en période active, et la courbe du milieu représente la moyenne temporelle (les sursauts sont présents $\sim 10\%$ du temps). C'est cette dernière courbe qui doit être considérée pour la dynamique des particules. On voit que β_{sw} est une fonction faiblement croissante de r , ce qui justifie l'analogie entre la pression du vent et la pression de radiation. On voit aussi que pour les grains considérés, on a $\beta_{sw} > 1$. Comme on a $\beta_{sw} \propto s^{-1}$, il en ressort que tous les grains pour lesquels $s \lesssim 1 \mu\text{m}$ sont diffusés dans le disque externe ou même éjectés.

Dans le cas de AU Mic, et ce sera le cas pour toutes les étoiles de type tardif, la pression du vent joue exactement le même rôle de diffusion des poussières vers l'extérieur que la pression de radiation pour des étoiles de type précoce comme β Pictoris. Ainsi β Pictoris et AU Mic ont des profils de disque similaires grâce à des processus physiques différents.

4. Dynamique des corps parents

Si les poussières sont produites par des corps parents de type planétésimaux, il convient de se préoccuper de la dynamique des corps parents. Si un disque de débris n'était constitué que de planétésimaux et de poussières, les planétésimaux seraient soumis, en dehors de la gravité de l'étoile, aux collisions mutuelles. Le temps de collision est assez court ($< 10^6$ ans) dans un disque comme celui de β Pictoris. Cependant, en l'absence de toute autre perturbation, un disque doit être de symétrie axi-symétrique. Or la quasi totalité des disques de débris connus présentent des déformations et des asymétries et des structures qui ne peuvent s'expliquer sans perturbation additionnelle. L'idée de base est donc que des perturbations gravitationnelles d'origines diverses perturbent la distribution des corps parents et ces déformations se retrouvent dans la distribution des poussières issus des planétésimaux. En fait grâce à la pression de radiation ou du vent, les poussières transportent vers l'extérieur les asymétries de la distribution de leurs corps parents.

Les structures observées dans les disques varient d'un exemple à l'autre, mais on peut tenter une classification :

- On trouve en tout premier lieu des zones vides axisymétriques (ou “gaps”) dans certains disques qui font immédiatement penser à des sillons creusés par des planètes. Cependant, le confinement radial des particules dans un disque peut avoir des origines diverses. On citera par exemple la zone vide vers 140 UA dans le disque de HD 141569 (Mouillet et al., 2001). La question qui se pose ensuite est bien évidemment de savoir si une planète à 140 UA est réaliste...
- Le confinement radial des particules se traduit parfois par des bords abrupts qui cette fois font penser à des coupures par effet de marée. C'est d'autant plus vrai que ces exemples se rencontrent la plupart du temps dans des disques faisant partie de systèmes multiples. On citera dans cet ordre d'idées l'anneau autour de HR 4796 A (Augereau et al., 1999b), ou le disque de Fomalhaut (α PsA) (Kalas et al., 2005).
- Les disques vus suffisamment par la tranche montrent des perturbations verticales. On trouve ainsi des gauchissements (“warps”) comme dans le cas de β Pictoris. Ce même disque de β Pictoris

présente toute une série d’asymétries entre les deux branches observées. Là aussi, on invoque traditionnellement des planètes.

- On trouve dans certains disques comme celui de Véga (Koerner et al., 2001; Wilner et al., 2002) ou ϵ Eridani (Greaves et al., 1998) des zones plus denses excentrées qui démontrent un confinement azimuthal des particules. Ce type de structure n’est pas toujours aisé à interpréter, mais comme on le verra plus bas, on envisage souvent des conséquences d’interactions résonantes avec des planètes.
- Enfin, dans les disques où la résolution spatiale des observations le permet, il n’est pas rare de détecter des structures spirales plus ou moins bien enroulées. C’est clairement le cas du disque de HD 141569 (Clampin et al., 2003), mais des structures faisant penser à la même chose ont été vues dans la partie externe du disque de β Pictoris (Kalas et al., 2000). On invoque en général des interactions avec des compagnons, mais cela peut résulter suivant les cas d’un simple survol (“fly-by”) ou d’une interaction séculaire dans un système lié.

4.1 Interactions avec les planètes

La première action d’une planète dans un disque de planétésimaux est d’y creuser un sillon. Les planétésimaux trop proches de la planète sont éjectés par rencontre rapprochée avec la planète après une augmentation de leur excentricité. La taille du sillon dépend bien évidemment de la masse de la planète, et aussi de la viscosité dans le disque si le contenu en gaz est important. En première approximation, pour un disque sans gaz, elle sera égale à un petit nombre de fois la distance de Hill soit :

$$r_H = a_p \left(\frac{m_p}{M} \right)^{1/3} , \quad (17)$$

où a_p est le demi-grand axe orbital de la planète et m_p sa masse. Si le disque contient du gaz, avec de la viscosité, on tire plutôt la loi d’échelle suivante (Varnière et al., 2004), basée sur l’équilibre entre le couple dû à la viscosité et la gravité de la planète :

$$\Delta = 0.29 a_p \left(\frac{m_p}{M} \right)^{2/3} \mathcal{R}^{1/3} , \quad (18)$$

où Δ est la largeur du sillon et \mathcal{R} est le nombre de Reynolds. Ce type de loi est surtout valable dans les disques véritablement protoplanétaires contenant beaucoup de gaz. Crida et al. (2005) ont montré qu’à faible viscosité (ce qui correspondrait aux disques de débris), cette formule surestimait la taille réelle des sillons. Il faut aussi garder à l’esprit que ces

formules théoriques sont valables pour une planète d'excentricité faible ou nulle. Pour une planète excentrique, le sillon est plus important. Dans un disque de gaz, on a du mal à imaginer une planète sur une orbite significativement excentrique (l'interaction avec le gaz tend à circulariser l'orbite), mais dans un disque de débris, rien n'est à exclure.

Tout ceci est vrai pour les corps parents mais également pour les poussières elles-mêmes. Les poussières ne peuvent pas survivre dans le sillon car elles finissent par être éjectées par la planète. Simplement, à cause de l'excentricité moyenne plus élevée des poussières, un sillon dans la distribution des poussières sera plus large mais aux bords moins raides que pour la distribution des corps parents.

Le deuxième effet important des planètes est l'interaction par le biais de ses résonances de moyen mouvement. Ces dernières années, on a souvent invoqué des résonances de moyen mouvement comme origine de structures confinées azimuthalement dans les disques de débris. Cela concerne en particulier le disque de Véra (Wyatt, 2003) mais aussi celui de ϵ Eri. Il convient ici de faire un petit rappel théorique sur les résonances de moyen mouvement.

Une résonance de moyen mouvement entre deux corps en orbite autour d'un objet central se caractérise par un rapport rationnel simple entre leurs périodes orbitales. Cette situation amène les configurations orbitales entre les deux objets à se reproduire régulièrement, ce qui engendre des perturbations particulières. Lorsque les deux objets ne sont pas en résonance, toutes les configurations relatives entre eux sur leurs orbites respectives sont équiprobables. Ce n'est pas le cas s'il y a résonance.

On parlera de résonance $p + q : p$ si les périodes orbitales sont dans un rapport $(p + q)/p$ où p et q sont des entiers ($p > 0$) premiers entre eux. Si un des deux corps est la planète perturbatrice et l'autre un petit corps perturbé, il est d'usage de considérer que $(p + q)/p$ est le rapport entre les périodes orbitales de la planète et du petit corps, ou encore le rapport entre les moyens mouvements du petit corps et de la planète. Ainsi défini on aura $p + q > p$ (donc $q > 0$) si l'orbite du petit corps est à l'intérieur de celle de la planète (on parle alors de résonance *intérieure*), et $p + q < p$ ($q < 0$) dans le cas contraire (on parle de résonance *extérieure*); on adjoindra à cette liste le cas particulier de la résonance 1 : 1 ($q = 0$) qui se traite à part, et qui se traduit par des libérations autour des points de Lagrange de la planète et des orbites en fer à cheval.

Par exemple, si on considère la résonance entre Neptune et Pluton dans le système solaire, et si on considère aussi que Neptune est la planète perturbatrice et Pluton le petit corps perturbé, alors on a une résonance 2 : 3 selon notre convention. Signalons au passage que cette convention ne fait pas l'unanimité, et on trouve de nombreuses références faisant état de la résonance 3 : 2 entre Pluton et Neptune...

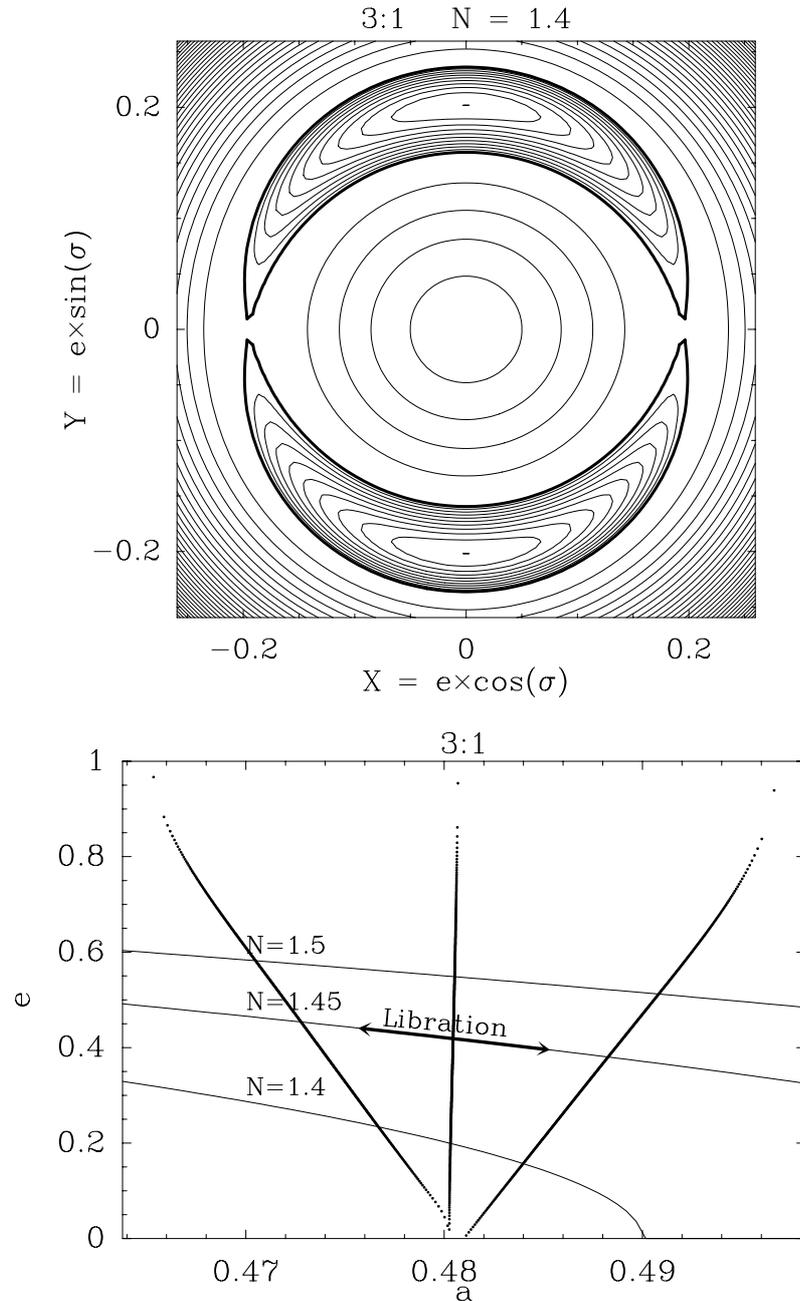


Figure 5.: *Mouvement dans la résonance 3 : 1, calculé avec une planète 1000 fois moins massive que l'étoile centrale. La figure du haut est un diagramme de phase calculé pour $N = 1.45$, la figure du bas est une représentation de ce mouvement dans le plan demi-grand axe-excentricité. Les lignes épaisses représentent les limites et le milieu de la résonance.*

L'entier $|q|$ est appelé *ordre* de la résonance. Si $q \neq 0$, on introduit traditionnellement la variable suivante :

$$\sigma = \frac{p+q}{q} \lambda' - \frac{p}{q} \lambda - \varpi \quad , \quad (19)$$

où λ et λ' sont les longitudes moyennes du petit corps et de la planète (ou positions moyennes sur leurs orbites respectives), et ϖ est la longitude du périastre de l'objet. L'intérêt de cette variable est qu'a priori elle varie lentement, car les deux premiers termes dépendant du temps se compensent *du fait même de la résonance*. σ est appelé *angle caractéristique de la résonance*. Les orbites non-résonantes sont caractérisées par une circulation de l'angle σ , tandis que les orbites résonantes sont caractérisées par une libration (oscillation) de σ autour d'une position d'équilibre. σ représente en gros la longitude de la position de conjonction entre les deux corps, repérée par rapport à la direction du périastre du petit corps.

Tout ceci est montré sur la figure 5, où on a représenté le cas particulier de la résonance 3 : 1, avec un rapport de masse planète / étoile égal à 0.001 . Si la planète perturbatrice est sur orbite circulaire (ce qui est supposé être le cas sur la figure 5, on montre en outre que la quantité

$$N = \sqrt{a} \left(\frac{p+q}{p} - \sqrt{1-e^2} \right) \quad (20)$$

est un invariant séculaire, autrement dit une constante le long de l'évolution orbitale en résonance du corps. Dans un plan (a, e) (ou demi-grand axe–excentricité), l'évolution orbitale se fera le long d'une courbe $N = \text{constante}$, ce qui est représenté sur le diagramme du bas de la figure 5. Dans ces conditions, la dynamique peut être représentée dans un diagramme en deux dimensions comme c'est fait en haut de la figure 5. Pour une valeur donnée de N , on représente des courbes de Hamiltonien constant dans un plan où la distance au centre est l'excentricité e et où l'angle polaire est σ . L'évolution orbitale du petit corps se fait nécessairement le long d'une de ces courbes.

On remarque deux types de courbes : premièrement des courbes de forme plus ou moins circulaire. Si on les suit, σ va circuler. Ce sont des orbites non résonantes. Deuxièmement, on voit des courbes en forme de banane. Si on les suit, σ va osciller autour $\pm\pi/2$. Ce sont les orbites résonantes. Le mouvement en résonance va donc se caractériser par une oscillation de plus ou moins grande amplitude (suivant la courbe suivie) de σ autour d'une position d'équilibre, accompagnée d'une oscillation de e , et nécessairement de a à cause de la valeur constante de N . Cette libration est représentée dans le plan (a, e) le long de la courbe $N = \text{cte}$. Le diagramme de phase (figure 5 en haut) montre qu'il existe une orbite

de libration maximale qui correspond à la séparatrice entre les deux types de courbe. Dans le plan (a, e) , elle correspond à la libration maximale possible pour une valeur de N donnée, et est matérialisée par les courbes épaisses. Si on rassemble toutes ces valeurs de libration maximale pour les différentes valeurs de N , on peut tracer dans le diagramme (a, e) les limites de la zone correspondant à la résonance. On obtient un profil en V caractéristique. La structure exacte à basse excentricité dépend de la résonance. Tout ceci est décrit en détails dans Moons & Morbidelli (1995) et dans Morbidelli & Moons (1993, 1995). On voit donc qu'une résonance a donc une largeur bien déterminée.

Dans le cas représenté il y a deux positions d'équilibre pour σ ($\pm\pi/2$). En fait, le nombre de positions d'équilibre est q dans le cas général. Leur valeur ne doit rien au hasard. Pour la résonance 3 : 1 avec $\sigma = \pm\pi/2$, on évite que la conjonction entre la planète et le petit corps se fasse à l'apoastre. En clair, on fait en sorte que lorsque le petit corps passe à l'apoastre, donc au plus proche de l'orbite de la planète, la planète ne soit pas juste derrière, ce qui serait déstabilisant (cette situation correspondrait dans le cas présent à $\sigma = 0$ ou $\sigma = \pi$). Les positions d'équilibre de σ varient bien entendu en fonction des résonances, mais le principe est toujours le même. Le mouvement de libration de σ a aussi pour effet de maintenir la résonance.

Si on considère maintenant une population de planétésimaux en résonance $p + q : p$ avec la planète, il est clair qu'à un instant donné, il s'en trouvera plus autour des positions d'équilibre de σ qu'autour des séparatrices. Si σ_0 désigne une de ces positions d'équilibre, nous aurons donc :

$$\sigma = \frac{p+q}{q} \lambda' - \frac{p}{q} \lambda - \varpi \simeq \sigma_0 + \frac{2k\pi}{q} \quad , \quad (21)$$

où k est un entier. Admettons, pour simplifier, qu'on ait l'égalité dans cette équation, c'est-à-dire que les planétésimaux soient à leur position d'équilibre. Dans cette équation, à un instant donné, la longitude moyenne de la planète λ' vaut une valeur bien donnée. Par contre, la longitude du périastre ϖ des planétésimaux est un paramètre libre qui peut prendre toutes les valeurs possibles sur une population de planétésimaux. Donc la longitude moyenne des planétésimaux, λ (leur position sur l'orbite), peut prendre n'importe quelle valeur. Au regard de la seule distribution des longitudes moyennes, il ne devrait pas y avoir de structure azimutale dans le disque de planétésimaux. En fait ce serait le cas si les planétésimaux avaient une excentricité nulle. Mais dans le cas contraire la longitude moyenne λ ne correspond pas à la longitude vraie ϕ , le lien entre les deux se faisant par le biais des lois de Kepler. Si on considère maintenant un échantillon de la population de planétésimaux dans un intervalle élémentaire de longitude de périastre, $d\varpi$, de manière claire, la

longitude moyenne λ variera dans un intervalle $d\lambda = -(q/p) d\varpi$. Si on fait le lien avec la longitude vraie ϕ , on trouve l'intervalle correspondant :

$$d\phi = \left[1 - \frac{p+q}{p} \frac{(1+e \cos v)^2}{(1-e^2)^{3/2}} \right] d\varpi \quad , \quad (22)$$

où e est l'excentricité et v l'anomalie vraie, c'est-à-dire la position angulaire réelle du planétésimal sur son périastre. Si ϖ est fixée, par le biais de l'équation 21, λ l'est aussi, et donc ϕ et v le sont aussi. On voit tout de suite que $d\phi$ sera minimal lorsque $v = 0$, ce qui correspond au passage au périastre. Donc on devrait observer des concentrations autour des valeurs de λ (donc de ϖ) qui correspondent à $v = 0$. Si on introduit l'anomalie moyenne $M = \lambda - \varpi$, l'équation 21 peut se réécrire :

$$\lambda = \lambda' + \frac{q}{p+q} M - \frac{q}{p+q} \sigma_0 + \frac{2k\pi}{p+q} \quad . \quad (23)$$

Si on cherche les positions correspondant au passage au périastre $M = 0$, on voit qu'il y aura $p+q$ positions possibles. Ces positions correspondront à des surdensités azimuthales dans la distribution des planétésimaux résonants, telle que cela a été montré par Kuchner & Holman (2003).

Telle est donc l'origine du confinement azimuthal des particules créé par une résonance de moyen mouvement. Il est lié à l'excentricité non nulle des particules résonantes. Les concentrations se déplacent avec la planète, alors que les planétésimaux ne font qu'y passer. Ce sont des ondes de densité.

Ce type de modèle a été envisagé pour expliquer les structurations du disque de Véga. Le problème est que, dit comme ceci, cela ne marche pas si bien que cela. Si on considère une population de planétésimaux résonants, on trouve effectivement les concentrations attendues, mais si on simule un disque réel, on ne voit rien du tout. La raison se lit sur la figure 5 en bas : Les zones de résonances sont très étroites en demi-grand axe, et on ne voit pas les planétésimaux résonants au milieu des autres. En fait on les voit quand on fait une représentation de la distribution dans un plan (a, e) , car dans ce cas, les particules résonantes sortent au-dessus des autres en raison de leur excentricité moyenne plus élevée. Mais on ne les voit pas dans une vue de dessus du disque à un instant donné.

Les structures résonantes deviennent visibles si on suppose que la planète subit une *migration orbitale*. La migration des planètes dans un disque protoplanétaire est un sujet abondamment étudié ces dernières années, car c'est l'origine supposée des jupiters chauds, ces planètes géantes très proches de leur étoile. Dans un disque protoplanétaire, une planète échange du moment cinétique par interaction visqueuse avec le disque. On montre qu'il n'y a pas forcément équilibre ce qui se traduit

par une migration de la planète. On distingue migration de type I et de type II suivant que la planète a créé ou non un sillon dans le disque, et type III dans le cas intermédiaire (Ward, 1997; Trilling et al., 1998).

Ce type de migration n'est a priori pas à l'œuvre dans les disques de débris, car leur contenu en gaz n'est pas assez important. On envisage plutôt une migration liée à l'éjection de planétésimaux. Ce phénomène avait été envisagé par Fernandez & Ip (1984) dans le système solaire : en éjectant des planétésimaux vers l'extérieur pour former le nuage de Oort, Neptune a progressivement migré vers l'extérieur. Ce modèle a été par la suite réexploré (Liou & Malhotra, 1997; Murray et al., 1998; Ida et al., 2000; Gomes et al., 2004).

En migrant, une planète se déplace avec son sillon et ses résonances : des planétésimaux, qui n'étaient pas résonants au départ, sont rattrapés par les résonances. Ils ont alors une probabilité non négligeable d'être capturés par la résonance (voir Wyatt, 2003, pour une discussion sur les probabilités de capture), après quoi ils restent dans la résonance et migrent avec elle. Une résonance qui migre a donc tendance à "ramasser" tous les planétésimaux qu'elle trouve sur son passage. Ce faisant, la densité d'objets dans la résonance augmente et la résonance laisse derrière elle des zones vides. C'est ainsi qu'on explique la concentration d'objets (y compris Pluton) observée dans la résonance 2 : 3 avec Neptune.

Au bout du compte, avec la migration, on se trouve avec un disque essentiellement composé d'objets résonants. Du coup les structures liées aux résonances deviennent visibles, comme le montrent les simulations de Wyatt (2003). C'est le modèle envisagé pour expliquer les structures dans le disque de Véra.

Ce modèle très séduisant présente cependant deux difficultés : Premièrement, la réalité des structures résonantes est sensible à l'excentricité de la planète qui en est responsable. Si la planète est excentrique, les résonances existent toujours, mais le confinement azimuthal des particules est beaucoup moins net. Il suffit que l'excentricité de la planète soit de l'ordre de ~ 0.1 pour que les structures ne soient plus visibles, ou alors elles ne sont plus du tout les mêmes (Kuchner & Holman, 2003). Deuxièmement il ne faut pas oublier que ce qu'on voit dans les images des disques, ce ne sont pas les planétésimaux, mais les poussières qui en sont issues. Or avec la pression de radiation, si les corps parents sont en résonance, les poussières n'y sont pas. Compte tenu de l'étroitesse en demi-grand axes des résonances, les poussières ne sont plus résonantes dès que $\beta_{pr} \gtrsim 0.01$. Dans ces conditions, les simulations montrent que même si la distribution des corps parents montre des structures, celle des particules filles n'en montrent plus (Wyatt, 2005). Le problème est donc plus complexe...

Cependant, le phénomène de résonance décrit existe bel et bien. Les résonances contribuent à pomper l'excentricité des planétésimaux qui y sont piégés et alimentent le chaos. Les variations d'excentricité peuvent être très importantes. Il est par exemple bien connu aujourd'hui que les trous dans la répartition des astéroïdes du système solaire connus sous le nom de *Lacunae de Kirkwood* correspondent aux principales résonances de moyen mouvement internes avec Jupiter. Ce n'est que depuis quelques années (Moons & Morbidelli, 1995; Morbidelli & Moons, 1993, 1995) qu'on a compris que les astéroïdes piégés dans ces résonances ont vu leur excentricité croître au point de couper celles des planètes intérieures ou même de s'abîmer dans le Soleil (Farinella et al., 1994). Dans tous les cas le résultat est le même : l'objet est éjecté de la résonance et c'est ainsi que la lacune est créée. Il est intéressant que ce type de mécanisme semble actif dans d'autres disques. Des phénomènes de variations, brefs mais très fréquents, ont été observés dans certaines raies spectrales de β Pictoris et de quelques autres étoiles (Lagrange et al., 1996). Ces événements ont été interprétés et modélisés comme résultant de l'évaporation sur la ligne de visée de planétésimaux frôle-étoile ("star-grazers") (Beust et al., 1998, 1996). La statistique de ces événements a montré que dynamiquement, le phénomène pouvait correspondre à des planétésimaux piégés dans une résonance (3 : 1 ou 4 : 1) avec une planète de type jovien, amenés au stade frôle-étoile par le mécanisme de résonance décrit plus haut (Thébault & Beust, 2001; Beust & Morbidelli, 2000, 1996). Le modèle a été appelé "modèle FEB" pour *Falling Evaporating Bodies*. Il semble donc que ce soit un phénomène assez générique qui ne s'est pas limité pas au seul système solaire.

4.2 Interactions avec les compagnons stellaires

De nombreux disques de débris font partie de systèmes stellaires multiples. Dans ce cas, les perturbations liées aux compagnons stellaires s'ajoutent à celles liées aux éventuelles planètes.

La troncation des disques. Le premier effet d'un compagnon stellaire sur un disque est un effet de confinement, c'est-à-dire une troncation. Un compagnon perturbe les particules qui lui sont trop proches et finit par les éjecter. Cette troncation peut se faire de l'extérieur, dans le cas d'un disque circumstellaire perturbé par un compagnon extérieur. Elle peut se faire de l'intérieur dans le cas d'un disque circumbinaire. Ce dernier cas a été relativement bien étudié théoriquement (Artymowicz & Lubow, 1994; Bate, 2000). Dans tous les cas, suivant les valeurs de l'excentricité et de la masse du compagnon, on trouve que le rayon de troncation du disque se situe entre 2 et 3 fois la valeur du demi-grand axe du compagnon. En fait, la bonne comparaison se fait avec l'*apoastre* de l'orbite du compagnon, et

c'est bien logique. C'est à l'apoastre, c'est-à-dire lorsque le compagnon est au plus proche du bord du disque, que l'interaction est maximale. Presque indépendamment de la masse du compagnon, on trouve que la troncation du disque se fait environ au double de la valeur de l'apoastre (Beust, 2003).

Un des meilleurs exemples observationnels de disque circumbinaire est le système GG Tauri A (Guilloteau et al., 1999). Il s'agit là d'un disque de poussière et de gaz qui n'est pas vraiment un disque de débris, mais le mécanisme de troncation reste le même, légèrement affecté par la viscosité du disque.

Dans le cas d'un disque circumstellaire perturbé par un compagnon extérieur, la troncation se fait bien entendu sur le bord externe du disque. Cette fois, c'est le périastre de l'orbite du perturbateur qui doit être pris en compte et là aussi, on trouve un rapport de l'ordre de 2 entre le périastre de l'orbite du compagnon et le rayon de troncation (Beust & Dutrey, 2005b).

Comme exemple, on peut citer le disque de HK Tauri (Koresko, 1998), le disque de HD 141569 (Augereau & Papaloizou, 2004), ou encore une fois le disque de GG Tauri A. Ce disque est tronqué à l'intérieur car circumbinaire, il est aussi tronqué à l'extérieur, et ceci est probablement dû à la composante GG Tauri B, d'ailleurs elle-même binaire (Beust & Dutrey, 2005a,b).

La résonance de Kozai. Dans le paragraphe précédent lorsqu'il était question de troncation, il n'a pas été fait mention de l'inclinaison de l'orbite des compagnons par rapport au plan du disque perturbé. En fait on supposait implicitement que l'ensemble était coplanaire. Dans la réalité, les systèmes stellaires sont loin d'être tous coplanaires, et il n'est pas déraisonnable d'envisager des perturbateurs fortement inclinés. Observationnellement, l'exemple de HK Tauri (Koresko, 1998) montre que ce type de configuration est possible.

D'un point de vue dynamique, tant que le perturbateur reste peu incliné par rapport au plan du disque, tout se passe comme décrit au paragraphe précédent, à ceci près que l'inclinaison du perturbateur induit un gauchissement (*warp*) du disque. Il en va de même lorsque l'inclinaison est proche de 180° , c'est-à-dire lorsque le mouvement du perturbateur est rétrograde par rapport au mouvement orbital du disque. Dans ce cas toutefois, on constate systématiquement que le disque est moins tronqué que dans le cas prograde. Il a été en effet prouvé numériquement (Toomre & Toomre, 1972; Wiegert & Holman, 1997) que les perturbateurs rétrogrades sont moins déstabilisants que les perturbateurs progrades. Cela tient à la vitesse relative du perturbateur par rapport aux particules. Lorsque les deux orbites sont progrades, la vitesse relative est

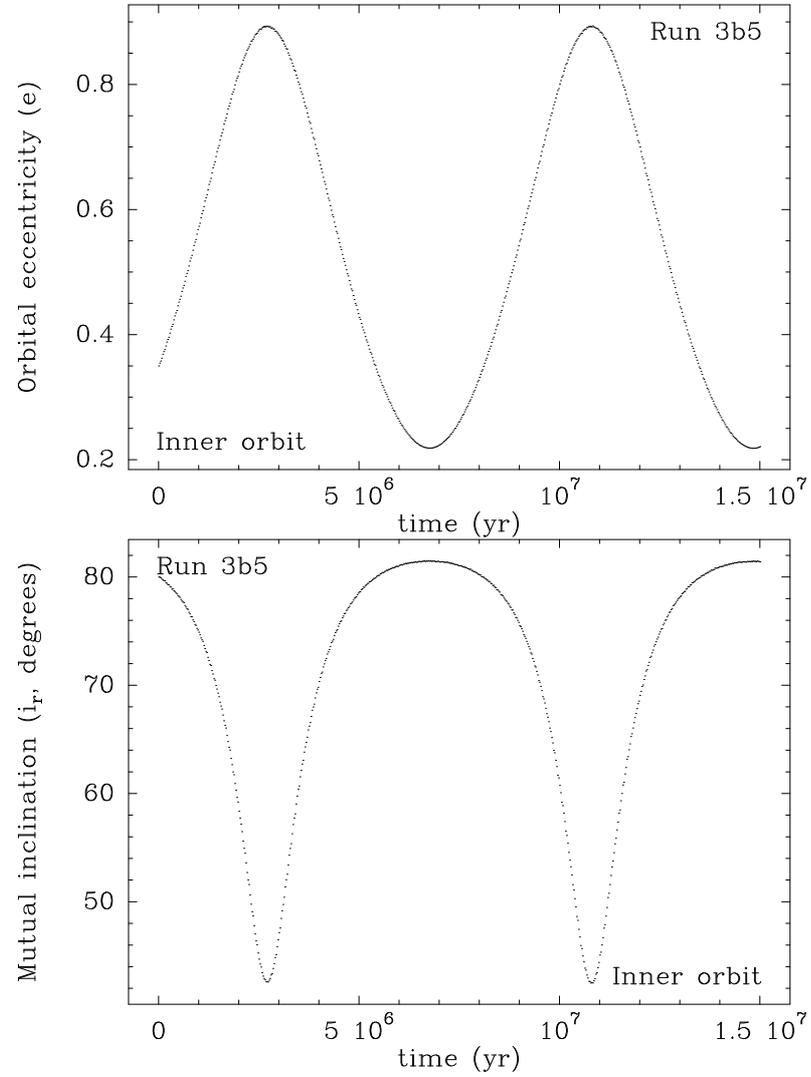


Figure 6.: *Un exemple d'évolution sous la résonance de Kozai dans un système triple. L'orbite interne subit d'importantes variations en excentricité (en haut) et en inclinaison (en bas).*

plus faible et le passage à la conjonction dure plus longtemps, ce qui est plus déstabilisant.

La situation est radicalement différente lorsque l'inclinaison est intermédiaire, c'est-à-dire proche de 90° . Si le perturbateur est à l'extérieur (et seulement dans ce cas), les particules du disque (même loin à l'intérieur du disque) sont alors fortement perturbées par un phénomène appelé *résonance de Kozai*. Il s'agit d'un phénomène dynamique initialement identifié pour des comètes dans le système solaire (Kozai, 1962). Sous l'effet des perturbations séculaires des planètes (en fait surtout de Jupiter), des comètes initialement à haute inclinaison par rapport à l'écliptique voient leur inclinaison périodiquement ramenée à des valeurs beaucoup plus basses en même temps que l'excentricité augmente pour atteindre des valeurs proches de 1. Cette évolution périodique s'accompagne d'un arrêt de la précession de l'argument du périastre, ω , qui est le siège de librations autour de $\pm 90^\circ$. L'évolution conjointe de l'excentricité et de l'inclinaison est liée à l'invariant séculaire :

$$\Theta = \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i \quad , \quad (24)$$

qui provient de l'invariance par rotation du problème dynamique. Θ n'est en effet rien d'autre que la composante verticale du moment cinétique. Par ailleurs, a est constant, comme dans toute évolution séculaire en dehors d'une résonance de moyen mouvement. Par conséquent, lorsque i diminue, e doit augmenter pour garder Θ constant. La comète peut donc voir son périhélie s'approcher du Soleil, et ce type de mécanisme est considéré comme responsable de l'origine de l'essentiel des comètes frôle-Soleil ("sun-grazers") observées dans le système solaire (Bailey et al., 1992).

Il est aujourd'hui connu que ce mécanisme est actif dans les systèmes stellaires multiples non coplanaires. Dans un système triple hiérarchique, l'orbite interne est susceptible de subir une évolution de ce type sous l'effet des perturbations de l'orbite externe, et ce dès que l'inclinaison mutuelle est $\gtrsim 40^\circ$ (Harrington, 1968; Söderhjelm, 1982; Beust et al., 1997). Un exemple d'évolution de ce type est montré sur la figure 6. Il est bon de noter que c'est l'orbite *interne* qui est affectée et non l'orbite externe. Ce type de mécanisme est un facteur très important d'évolution dynamique des systèmes multiples et sa combinaison aux effets de marée pourrait être à l'origine du nombre plus élevé de binaires serrées qu'on trouve dans les systèmes triples.

Lorsqu'un disque de débris se retrouve perturbé par un compagnon à haute inclinaison, chaque particule du disque est susceptible de subir la résonance de Kozai. Comme les inclinaisons des particules se trouvent du coup fortement perturbées, le disque se trouve brutalement épaissi au point de ne plus vraiment ressembler à un disque (Beust & Dutrey,

2005b). L'augmentation des excentricités conduit aussi à générer un fort chaos qui détruit toutes les éventuelles structures.

La période de la modulation de Kozai est au plus de l'ordre de grandeur de l'âge des disques de débris (elle vaut approximativement P'^2/P , si P' est la période orbitale du perturbateur et P celle de la particule perturbée), de telle sorte qu'un disque de débris soumis à la résonance de Kozai a logiquement déjà eu le temps de faire tout un cycle.

En définitive, la résonance de Kozai semble difficilement compatible avec la survie d'un disque de débris à peu près plan et structuré. Si on considère par exemple le disque de HD 141569 perturbé par les deux compagnons stellaires de l'étoile principale, il est clair (les simulations le prouvent) que l'orbite de ces deux compagnons autour de la primaire ne peut pas être très inclinée, sinon le disque subirait la résonance de Kozai et n'aurait pas du tout l'aspect observé.

Les ondes spirales. Outre les déformations décrites plus haut, les compagnons ont tendance à générer des ondes spirales plus ou moins visibles dans les disques de débris. Il existe des exemples de disques (HD 145169) qui présentent des structures de ce type. Il est assez facile de comprendre que dans un disque en rotation différentielle, toute perturbation apparaissant à un endroit du disque a tendance à s'enrouler indéfiniment autour du centre, à cause justement de la rotation différentielle. Par ailleurs, une planète dans un disque est elle aussi capable d'y exciter des perturbations spirales, au moins près des bords de son sillon, mais les spirales générées par des compagnons sont en général beaucoup plus marquées.

On distingue en fait deux types de spirales générées par des perturbateurs : les spirales par effet de marée, et les spirales créées par précession différentielle. Les premières sont très faciles à comprendre. Lorsqu'un perturbateur extérieur passe au périastre à proximité d'un disque, il exerce sur lui une perturbation gravitationnelle qui tire un bras vers lui, mais qui en tire un autre symétrique de l'autre côté (pour la même raison qu'il y a deux marées par jour sur Terre) par effet différentiel. L'ensemble s'enroule ensuite par rotation différentielle. On récupère donc une spirale à deux bras ($m = 2$) généralement peu enroulée, car la perturbation est brève par rapport à la rotation différentielle.

La structure en question est nécessairement transitoire, car la rotation différentielle fait en sorte que la structure s'enroule de plus en plus au point de disparaître au bout de quelques périodes orbitales. En fait tout dépend s'il y a plusieurs passages au périastre ou un seul. Le premier cas correspond à un compagnon lié, en général sur orbite elliptique. Dans ce cas, les passages successifs excitent chacun une onde de ce type qui vient se superposer à celle (déjà en partie amortie) du passage précédent. Evidemment ces ondes successives ne sont pas en phase, et le résultat de

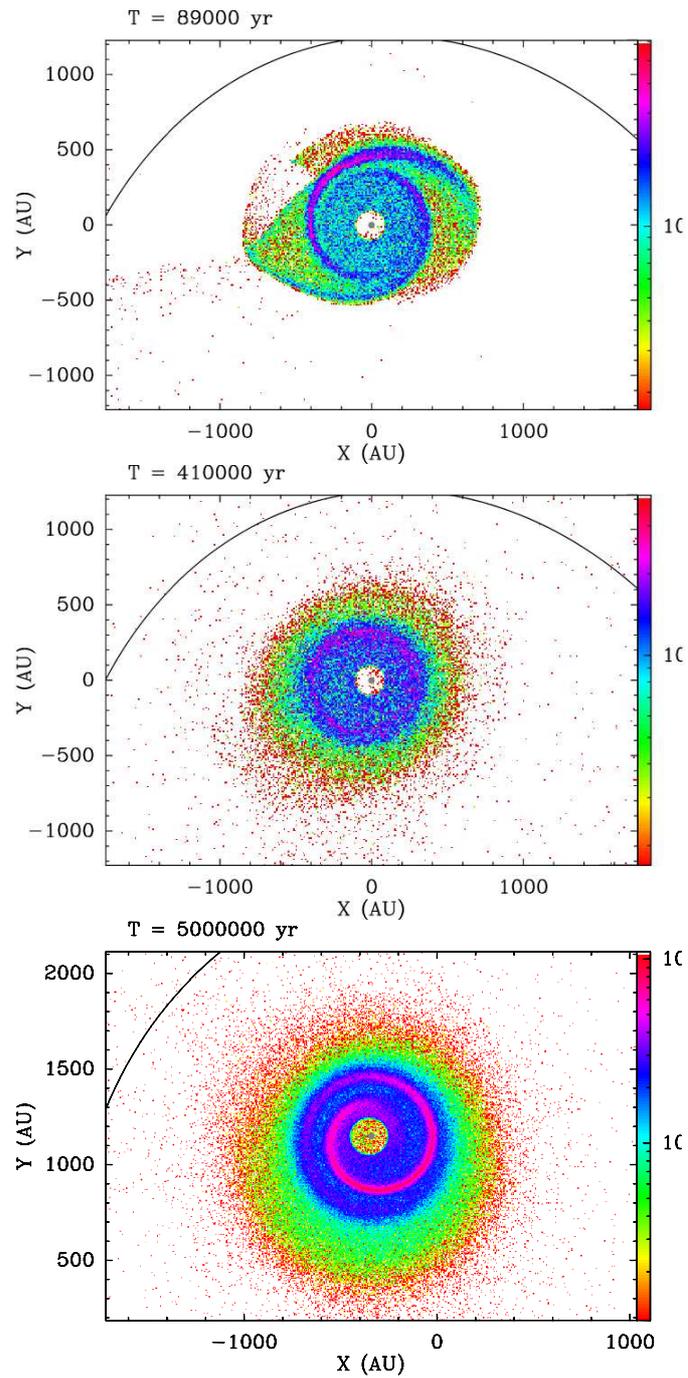


Figure 7.: *Simulation d'un disque perturbé par un compagnon sur orbite elliptique. Après le premier passage, une onde traînante à deux bras est créée par effet de marée, puis se dissipe au fil des passages. Par la suite apparaît une onde précédante à un bras, due à la précession différentielle des orbites (le disque tourne dans le sens trigonométrique direct).*

la superposition est un lissage des structures qui finissent par disparaître, typiquement au bout d’une douzaine de passages.

Le deuxième cas correspond à une orbite non liée, autrement dit un passage isolé de type survol (“fly-by”). Les passages de ce type sont a priori très rares dans la Galaxies, mais moins dans les régions de formation d’étoiles où la densité est plus élevée. Comme les disques de débris sont jeunes, ils ont plus de chances d’être concernés par ce phénomène. Un survol a été envisagé pour expliquer des anneaux externes dans le disque de β Pictoris (Kalas et al., 2000; Larwood & Kalas, 2001), et plus récemment, il a été proposé que la structure spirale externe du disque de HD 141569 pouvait être due à une interaction de type survol de la part des compagnons (Ardila et al., 2005). L’analyse de la cinématique des compagnons semblerait confirmer ce fait.

Quoi qu’il en soit, un survol excite une onde spirale à deux bras qui s’enroule par précession différentielle et finit par former des anneaux successifs, comme cela a été montré par Kalas et al. (2000). Au bout d’un certain temps les anneaux disparaissent en s’enroulant, mais en définitive, la structure créée par un seul survol résiste plus longtemps que celle due à des passages successifs.

Losrque l’orbite est liée donc, la structure créée par le premier passage se dissipe rapidement. Cependant, au bout d’un temps assez long (typiquement 10^6 ans), on voit apparaître une autre onde spirale, plus enroulée et à un seul bras ($m = 1$) (Fig. 7). Cette onde dure beaucoup plus longtemps (plusieurs millions d’années) avant elle aussi de s’enrouler indéfiniment. Elle a pour origine les perturbations séculaires subies par les particules du disque, et plus précisément la précession différentielle des orbites des planétésimaux. La perturbation des compagnons, *intégrée sur le long terme*, induit une excitation (modérée) de l’excentricité des planétésimaux du disque ainsi qu’une précession des orbites. Ceci peut se calculer à l’ordre le plus bas par une théorie linéaire de type Laplace-Lagrange, ou une approche de type perturbative à partir d’une orbite circulaire. On en tire la vitesse de précession ω_p des orbites. On trouve au bout du compte (Augereau & Papaloizou, 2004)

$$2\Omega\omega_p = \frac{3GM_p}{4\Omega a^3(1-e^2)} \quad , \quad (25)$$

où Ω est la fréquence orbitale circulaire à la distance considérée, M_p la masse du perturbateur, a et e ses demi-grand axe et excentricités orbitaux. ω_p dépend implicitement de la distance au centre, r , par le biais de Ω . ω_p apparaît clairement comme une fonction croissante de r ($\propto r^{3/2}$). A partir de là, il est possible de résoudre à l’ordre le plus bas le mouvement perturbé des particules du disque. On suppose que chaque planétésimal suit une orbite circulaire perturbée à distance r_0 , et

de fréquence circulaire Ω , caractérisée en coordonnées polaires par :

$$r = r_0 + \xi \quad \text{et} \quad \phi = \phi_0 + \frac{\eta}{r_0} = \Omega t + \beta_0 + \frac{\eta}{r_0}, \quad \text{avec } \eta, \xi \ll r_0. \quad (26)$$

La solution en (ξ, η) , avec les conditions initiales non perturbées, s'écrit (Augereau & Papaloizou, 2004) :

$$\xi(t) = \frac{5r_0^2 e^2}{4a(1-e^2)} (\cos(\omega_p t - \phi_0) - \cos \phi_0) \quad ; \quad (27)$$

$$\eta(t) = \frac{5r_0^2 e^2}{2a(1-e^2)} (\sin(\omega_p t - \phi_0) + \sin \phi_0) \quad , \quad (28)$$

où ϕ_0 est la phase initiale dans le disque. La spirale se déduit de cette solution en cherchant le lieu des points de densité maximale. Il est assez facile de voir que localement on a une structure qui s'enroule en spirale, et dont le nombre d'onde est :

$$k = \frac{d\omega_p}{dr_0} t. \quad (29)$$

Ceci croît linéairement avec le temps, donc la spirale s'enroule indéfiniment. Comme les autres, cette structure spirale est transitoire car elle s'enroule au point de s'amortir. Elle est gouvernée par la précession différentielle des orbites des planétésimaux, $d\omega_p/dr_0$. C'est la raison pour laquelle elle évolue lentement. A l'inverse, la spirale de type effet de marée évolue très vite, car son enroulement est contrôlée par la rotation différentielle du disque, $d\Omega/dr_0$.

Il y aussi une autre différence : on a toujours $d\Omega/dr_0 < 0$. Donc, dans le cas de la spirale par effet de marée, l'intérieur s'enroule plus vite que l'extérieur. On en déduit que la spirale s'enroule en suivant le sens de rotation du disque. En termes consacrés, on dit que la spirale est *dans le sens de l'enroulement*, ou, plus brièvement, qu'elle est *traînante* ("trailing"), ce que les simulations numériques confirment. Ce résultat est indépendant du sens de rotation (prograde ou rétrograde) du perturbateur. A l'inverse, si le perturbateur est à l'extérieur, on a $d\omega_p/dr_0 > 0$ (Eq. (25)), donc la spirale due à la la précession différentielle s'enroule dans le sens opposé. On dit que la spirale est *dans le sens du déroulement* ou *précédante* ("leading"). Elle est en général plus enroulée que l'autre.

Lorsqu'on observe un disque particulier avec une perturbation spirale, la question qui se pose est de connaître la nature de la spirale observée. Si on parvient à identifier le sens de rotation du disque, l'analyse précédente peut permettre de trancher. Ainsi, dans le cas de HD 141569, le mouvement du gaz a pu récemment être mis en évidence dans des

données submillimétriques. A partir de là, il semble se dégager que la structure spirale est traînante, ce qui exclut une origine par précession différentielle. En fait, il semble que les deux compagnons ne soient pas liés à la primaire. Nous sommes probablement en présence d'un rare cas de survol avéré, et la spirale vient probablement d'un effet de marée.

5. Conclusions

Les disques de débris sont des disques circumstellaires composés de poussières, de planétésimaux, et très vraisemblablement de planètes dans la plupart des cas. Pour résumer, ce sont de jeunes systèmes planétaires, un stade intermédiaire entre les “vrais” disques protoplanétaires et les systèmes aboutis comme le système solaire. Ils correspondent à une phase d'évolution des systèmes planétaires où le gaz s'est déjà dissipé, mais où la population de planétésimaux est encore très importante. Cette population est par conséquent très collisionnelle et c'est ce qui génère la quantité de poussière observée : là réside la principale différence entre un disque de débris et le système solaire. Le temps de collision est faible par rapport aux autres temps d'évolution comme le temps Poynting-Robertson.

La difficulté dans l'étude de chaque cas vient du fait ce sont les poussières – et uniquement elles – que l'on voit, et que le but reste la caractérisation de la population des objets plus gros y compris les planètes. Remonter à cette information revient à effectuer des séries d'inversions qui ne possèdent pas toujours une solution unique : inversion du profil de brillance pour obtenir la distribution des poussières, “inversion” de la pression de radiation ou du vent pour remonter à la distribution des planétésimaux, “inversion” dynamique des asymétries et structures pour remonter à la structure du système planétaire, en tenant compte suivant les cas de la présence de compagnons stellaires.

Le point le plus faible de cette chaîne reste aujourd'hui l'interprétation des structures en termes de perturbations planétaires. Les perturbations dynamiques des perturbateurs sur la population de planétésimaux (résonances, spirales, etc. . .) sont assez bien décrits, mais le problème vient justement du fait que c'est une inversion que nous devons réaliser, c'est-à-dire remonter aux perturbateurs inconnus à partir des structures vues. En ce sens, il s'agit d'une voie d'étude très différente de tout ce qui se fait dans le système solaire, où on procède plutôt dans le sens direct dans la mesure où nous connaissons les perturbateurs. Rajoutons à cela que la façon dont les asymétries d'une population de planétésimaux se traduisent sur une distribution de particules filles subissant toutes des pressions de radiations différentes est encore mal décrite. On le voit par exemple avec les résonances, où même avec un β_{pr} très faible, les particules-filles sortent des résonances et finissent par acquérir

une distribution spatiale très différente de celle de leur corps parents. L'inversion directe est très difficile dans ce cas.

Finalement, on voit qu'une bonne étude dynamique de ces objets-clés pour la compréhension et l'évolution des systèmes planétaires réside dans la mise au point d'outils de simulation capables de traiter *ensemble* la population de planétésimaux et celle des poussières-filles, et suffisamment efficaces pour qu'un espace des paramètres raisonnable puisse être exploré. De ce point de vue, les intégrateurs symplectiques utilisés aujourd'hui en dynamique planétaire (Wisdom & Holman, 1991; Levison & Duncan, 1994; Beust, 2003) semblent des outils bien adaptés. Encore faudra-t-il y incorporer le traitement des collisions et dans un deuxième temps l'interaction avec le gaz car ces disques, même s'ils contiennent essentiellement de la poussière, comportent également une petite contrepartie gazeuse qu'il convient de ne pas négliger.

Références

- Ardila D.R., Lubow S.H., 2005, ApJ 627, 986
- Artymowicz P., Lubow S.H., 1994, ApJ 421, 651
- Augereau J.-C., Lagrange A.-M., Mouillet D., Ménard F., 1991, A&A 350, L51
- Augereau J.-C., Lagrange A.-M., Mouillet D., Papaloizou J.C.B., Grorod P.A., 1999, A&A 348, 557
- Augereau J.-C., Nelson R.P., Lagrange A.-M., Papaloizou J.C.B., Mouillet D., 2001, A&A 370, 447
- Augereau J.-C., Papaloizou J.C.B., 2004, A&A 414, 1153
- Augereau J.-C., Beust H., 2005, A&A, soumis
- Bailey M.E., Chambers J.E., Hahn G., 1992, A&A 257, 315
- Bate M.R., 2000, MNRAS 314, 33
- Beust H., Morbidelli A., 1996, Icarus 120, 358
- Beust H., Lagrange A.-M., Plazy F. Mouillet D., 1996, A&A 310, 181
- Beust H., Corporon P., Siess L., Forestini M., Lagrange A.-M., 1997, A&A 320, 478
- Beust H., Lagrange A.-M., Crawford I.A., et al., 1998, A&A 338, 1015

- Beust H., Morbidelli A., 2000, *Icarus* 143, 170
- Beust H., 2003, *A&A* 400, 1129
- Beust H., Dutrey A., 2005, *A&A* 439, 585
- Beust H., Dutrey A., 2005, *A&A*, sous presse
- Burns J.A., Lamy P.L., Soter S. 1979, *Icarus* 40, 1
- Clampin M., Krist J.E., Ardila D.R., 2003, *AJ* 126, 385
- Crida A., Morbidelli A., Masset F., *Icarus*, sous presse (astro-ph/0511082)
- Draine B.T., Lee H.M., 1984, *ApJ* 285, 89
- Farinella P., Froeschlé Ch., Froeschlé C., et al., 1994, *Nature* 371, 315
- Fernandez J.A., Ip W.-H., 1984, *Icarus* 58, 109
- Fitzgerald M., Graham J., Kalas P., Matthews B., AAS 205th Meeting, 29.07
- Gomes R.S., Morbidelli A., Levison H.F., 2004, *Icarus* 170, 492
- Greaves J.S., Holland W.S., Moriarty-chieven G., et al., 1998, *APJ* 506, L133
- Greaves J.S., Holland W.S., Wyatt M.C., 2005, *ApJ* 619, L187
- Guilloteau S., Dutrey A., Simon M., 1999, *A&A* 348, 570
- Gustafson B.Å.S 1994, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 22, 553
- Harrington R.S., 1968, *AJ* 73, 190
- Heap S.R., Lindler D.J., Lanz T.M., et al., 2000, *ApJ* 539, 435
- Henry L.G., Greenstein J.L. 1941, *ApJ* 93, 70
- Ida S., Bryden G., Lin D.N.C., Tanaka H., 2000, *ApJ* 534, 428
- Kalas P., Jewitt D., 1995, *AJ* 110, 794
- Kalas P., Larwood J., Smith B.A., Schultz A., 2000, *ApJ* 530, L133
- Kalas P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990

- Kalas P., Graham J.R., Clampin M., 2005, *Nature* 435, 1067
- Koerner D.W., Sargent A.I., Ostroff N.A., 2001, *ApJ* 560, L181
- Koresko C.D., 1998, *ApJ* 507, L145
- Kozai Y., 1962, *AJ* 67, 591
- Krist, J. E., et al., 2005, *AJ* 129, 1008
- Kuchner M.J., Holman M.J., 2003, *ApJ* 588, 1110
- Larwood J.D., Kalas P.G., 2001, *MNRAS* 323, 402
- Lagrange A.-M., Plazy F., Beust H., et al., 1996, *A&A* 310, 547
- Levison H.F., Duncan M.J., 1994, *Icarus* 108, 18
- Liou J.-C., Malhotra R., 1997, *Sci* 275, 375
- Liu, M. C. 2004, *Science*, 305, 1442
- Metchev, S. A., Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., & Wolf, S. 2005, *ApJ* 622, 451
- Moons M., Morbidelli A., 1995, *Icarus* 114, 33
- Morbidelli A., Moons M., 1993, *Icarus* 102, 316
- Morbidelli A., Moons M., 1995, *Icarus* 115, 60
- Mouillet D., Larwood J.D., Papaloizou J.C.B., Lagrange A.-M., 1997, *MNRAS* 292, 896
- Mouillet, D., Lagrange, A. M., Augereau, J.-C., & Ménard, F., 2001, *A&A* 372, L61
- Mukai T., Yamamoto T. 1982, *A&A* 107, 97
- Murray N., Hansen B., Holman M., Tremaine S., 1998, *Sci* 279, 69
- Ortega V.G., de la Reza R., Jilinski E., Bazzanella B., 2004, *ApJ* 609, 243
- Parker E., 1958, *ApJ* 128, 664
- Smith B., Terrile R., 1984, *Science* 226, 1421
- Söderhjelm S., 1982, *A&A* 107, 54

- Thébault P., Beust H., 2001, *A&A* 376, 621
- Toomre A., Toomre J., 1972, *ApJ* 178, 623
- Trilling D.E., Benz W., Guillot T., et al., 1998, *ApJ* 500, 428
- Varnière P., Quillen A.C., Frank A., 2004, *ApJ* 612, 1152
- Ward W.R., 1997, *ApJ* 482, L211
- Weinberger A.J., Becklin E.E., Schneider G., et al., 1991, *ApJ* 525, L53
- Wiegert P.A., Holman M.J., 1997, *AJ* 113, 1445
- Wilner D.J., Holman M.J., Kuchner M.J., Ho P.T.P., 2002, *ApJ* 569, L115
- Wisdom J., Holman M., 1991, *AJ* 102, 1528
- Wyatt M.C., 2003, *ApJ* 598, 1321
- Wyatt M.C., 2005, *A&A* 433, 1007
- Wyatt M.C., 2005, *A&A* 440, 937