

N° d'ordre : 1234

THÈSE

Présentée par

Christophe COSSOU

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ
BORDEAUX 1**

Spécialité : Astrophysique, Plasmas, Corpuscules

Migration et accrétion d'embryons planétaires dans un disque radiatif

Soutenue le : xx XXXXXXXX xxxx

Après avis de : Mmmmmmmmm NNNNNNNN Rapporteurs
Oooooooooo Pppppppp

Devant la Commission d'examen formée de :

Aaaaa BBBBBBBB	Astronome, Université Paris VI, LESIA	Président du Jury
Cccccccc DDDDDDDDD	Directeur de recherche, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
Eee FFFFF	Maître de conférence, Université Bordeaux 1, LAB.	Examinateur
Gggggggg HHHHHH	Professeur, Aix-Marseille, Université OAMP	Examinateur
Iiii JJJJJJJJJJ	Professeur, Aix-Marseille, Université OAMP	Examinateur
Kkkkkkkkkkk LLLLLL	Professeur, Aix-Marseille, Université OAMP	Examinateur
Mmmmmmmmm NNNNNNN	Professeur, Aix-Marseille, Université OAMP	Rapporteur
Oooooooooo Pppppppp	Maître de conférence, Université Bordeaux 1, LAB.	Rapporteur



Thèse préparée au
Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers (OASU, UMR 5804-LAB)
2, rue de l'observatoire
33 271 Floirac CEDEX

Résumé

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Phasellus blandit massa non tellus. Pellentesque blandit. Etiam sapien. Quisque sed massa ac tortor accumsan bibendum. Donec et orci quis mi sollicitudin consectetur. Donec malesuada. Pellentesque bibendum pellentesque elit. Morbi et diam ac wisi auctor fringilla. Cras nec arcu sed velit dapibus blandit. Maecenas mollis aliquet quam. In eget sem nec orci fringilla sagittis. Suspendisse cursus placerat massa. Pellentesque non metus. Morbi congue tellus eget tellus. Suspendisse justo. Suspendisse potenti. Praesent interdum lorem in velit. Nullam sit amet nisl eget wisi consectetur consequat. Mauris vel felis. Nulla sed neque.

Nulla facilisi. Maecenas accumsan gravida wisi. Maecenas sodales gravida neque. Mauris in est a ante molestie gravida. In id neque. Ut augue. Duis fringilla ullamcorper risus. Nullam at lorem. Quisque consequat turpis ac libero. Ut auctor ante commodo magna. Donec in magna. Integer sodales. Donec ac nibh eu felis suscipit elementum.

Fusce convallis dolor sit amet dolor. Nulla sit amet pede. Maecenas et ante vitae risus tempus facilisis. Nullam ut tellus et lacus sollicitudin condimentum. Maecenas vitae lorem. Quisque nec leo varius est euismod posuere. Integer ac diam in enim pellentesque pulvinar. Etiam sodales tristique eros. Curabitur non magna. Suspendisse blandit metus vitae purus. Phasellus nec sem vitae arcu consequat auctor. Donec nec dui. Donec sit amet lorem vel erat tristique laoreet. Duis ac felis tincidunt arcu consequat faucibus. Vestibulum ultrices porttitor purus. In semper consequat dolor. Nunc porta. Vestibulum nisl ipsum, rhoncus quis, adipiscing sed, sollicitudin ut, quam.

Mots-clefs : Blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla.

MY ENGLISH THESIS TITLE

Abstract

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Phasellus blandit massa non tellus. Pellentesque blandit. Etiam sapien. Quisque sed massa ac tortor accumsan bibendum. Donec et orci quis mi sollicitudin consectetur. Donec malesuada. Pellentesque bibendum pellentesque elit. Morbi et diam ac wisi auctor fringilla. Cras nec arcu sed velit dapibus blandit. Maecenas mollis aliquet quam. In eget sem nec orci fringilla sagittis. Suspendisse cursus placerat massa. Pellentesque non metus. Morbi congue tellus eget tellus. Suspendisse justo. Suspendisse potenti. Praesent interdum lorem in velit. Nullam sit amet nisl eget wisi consectetur consequat. Mauris vel felis. Nulla sed neque.

Nulla facilisi. Maecenas accumsan gravida wisi. Maecenas sodales gravida neque. Mauris in est a ante molestie gravida. In id neque. Ut augue. Duis fringilla ullamcorper risus. Nullam at lorem. Quisque consequat turpis ac libero. Ut auctor ante commodo magna. Donec in magna. Integer sodales. Donec ac nibh eu felis suscipit elementum.

Fusce convallis dolor sit amet dolor. Nulla sit amet pede. Maecenas et ante vitae risus tempus facilisis. Nullam ut tellus et lacus sollicitudin condimentum. Maecenas vitae lorem. Quisque nec leo varius est euismod posuere. Integer ac diam in enim pellentesque pulvinar. Etiam sodales tristique eros. Curabitur non magna. Suspendisse blandit metus vitae purus. Phasellus nec sem vitae arcu consequat auctor. Donec nec dui. Donec sit amet lorem vel erat tristique laoreet. Duis ac felis tincidunt arcu consequat faucibus. Vestibulum ultrices porttitor purus. In semper consequat dolor. Nunc porta. Vestibulum nisl ipsum, rhoncus quis, adipiscing sed, sollicitudin ut, quam.

Keywords : Blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla, blabla.

Remerciements

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Phasellus blandit massa non tellus. Pellentesque blandit. Etiam sapien. Quisque sed massa ac tortor accumsan bibendum. Donec et orci quis mi sollicitudin consectetur. Donec malesuada. Pellentesque bibendum pellentesque elit. Morbi et diam ac wisi auctor fringilla. Cras nec arcu sed velit dapibus blandit. Maecenas mollis aliquet quam. In eget sem nec orci fringilla sagittis. Suspendisse cursus placerat massa. Pellentesque non metus. Morbi congue tellus eget tellus. Suspendisse justo. Suspendisse potenti. Praesent interdum lorem in velit. Nullam sit amet nisl eget wisi consectetur consequat. Mauris vel felis. Nulla sed neque.

Nulla facilisi. Maecenas accumsan gravida wisi. Maecenas sodales gravida neque. Mauris in est a ante molestie gravida. In id neque. Ut augue. Duis fringilla ullamcorper risus. Nullam at lorem. Quisque consequat turpis ac libero. Ut auctor ante commodo magna. Donec in magna. Integer sodales. Donec ac nibh eu felis suscipit elementum.

Fusce convallis dolor sit amet dolor. Nulla sit amet pede. Maecenas et ante vitae risus tempus facilisis. Nullam ut tellus et lacus sollicitudin condimentum. Maecenas vitae lorem. Quisque nec leo varius est euismod posuere. Integer ac diam in enim pellentesque pulvinar. Etiam sodales tristique eros. Curabitur non magna. Suspendisse blandit metus vitae purus. Phasellus nec sem vitae arcu consequat auctor. Donec nec dui. Donec sit amet lorem vel erat tristique laoreet. Duis ac felis tincidunt arcu consequat faucibus. Vestibulum ultrices porttitor purus. In semper consequat dolor. Nunc porta. Vestibulum nisl ipsum, rhoncus quis, adipiscing sed, sollicitudin ut, quam.

Table des matières

Introduction	10
1 Formation Planétaire	12
1.1 Formation stellaire	14
1.2 Les disques protoplanétaires	15
1.2.1 Formation et évolution	15
1.2.2 Évolution hydrodynamique du disque	15
1.2.3 Profil de température	22
1.2.4 La viscosité du disque	27
1.2.5 La poussière	29
1.2.6 Opacité du disque	30
1.2.7 Profil de densité de surface	31
1.2.8 Limites et approximations dues à la modélisation	32
1.3 Interaction disque-planète	34
1.3.1 Migration des planètes de faible masse : type I	34
1.3.2 Migration des planètes massives	41
1.3.3 L’amortissement de l’excentricité	42
1.3.4 L’amortissement de l’inclinaison	42
1.3.5 L’accrétion du gaz	42
1.3.6 Récapitulatif des interactions dans le code N-corps	42
2 Le Code N-Corps	43
2.1 Présentation de mercury	44
2.2 Disque 1D	45

2.2.1	Profil de densité de surface	45
2.2.2	Table d'opacité	45
2.2.3	Profil de température	45
2.3	Migration type I	45
2.4	Amortissement de e et I	45
2.5	Effet de l'excentricité sur le couple de corotation	45
3	Mécanismes individuels	46
3.1	Les Résonances de Moyen Mouvement (MMR)	47
3.1.1	Définition	47
3.1.2	Résonances et excentricité	48
3.1.3	Stabilité et ordre des résonances	48
3.2	Les Zones de Convergence	48
3.2.1	Existence et intérêt	48
3.2.2	Les différents types	48
3.2.3	Diagrammes de couple a - m	48
3.2.4	Résonances et Accrétions	48
4	Mécanismes de formation	49
4.1	Décalage de la Zone de Convergence	50
4.2	Formation des super terre chaude	50
4.3	Effets des paramètres du disque	50
4.3.1	Viscosité du disque	50
4.3.2	Profil de densité de surface	50
4.3.3	Profil de température	50
4.3.4	Masse du disque	50
4.3.5	Table d'opacité	50
5	Discussion et limite du modèle	51
5.1	Étude de sensibilité	52
5.1.1	Le choix de la table d'opacité et son implémentation	52
5.1.2	Modélisation de la viscosité	52
5.2	Approximations	52
5.2.1	Profil de densité du gaz en 2D	52

5.2.2	La modélisation des bords du disque	52
5.2.3	Pas d'effet indirect des ondes de densité sur les autres planètes . .	52
5.2.4	Auto-gravité	52
5.3	Idées	52
5.3.1	Snow line comme source de particules	52
Conclusion		53
A Formulaire		54
A.1	Propriétés du disque	55
A.2	Propriétés des orbites képlériennes	55
Bibliographie		56

Introduction

Oscillant en fonction de l'humeur de l'époque le débat de la vie ailleurs et de l'existence d'autres planètes a animé la communauté scientifique depuis l'antiquité. Souvent influencé par les convictions religieuses et les modèles du système solaire en vigueur, il était parfois même dangereux d'émettre l'hypothèse que d'autres planètes ou d'autres formes de vies puissent exister, l'idée de la pluralité des civilisations étant indissociable de la question de la pluralité des mondes physiques.

Ces questions que l'on pouvait considérer comme philosophiques ou métaphysiques ont changé de registre depuis la découverte, il y a une vingtaine d'années de la première exoplanète¹ [Wolszczan and Frail, 1992].

Bien que cette dernière fut découverte en 1992, c'est véritablement en 1995 avec 51 Peg b [Mayor and Queloz, 1995] que la chasse aux exoplanètes a véritablement commencé. Depuis, multipliant les campagnes d'observations, les missions dédiées et les techniques de détection, on arrive, 20 ans après la première découverte à un catalogue d'exoplanètes toujours plus fourni, montrant une population extrêmement riche et variée. Le nombre variant continuellement, il n'y a pas de sens à donner un chiffre sans la date associée mais au jour du 20 février 2013, on compte pas moins de 861 planètes confirmées.

Avant toute chose, il est important de noter le nombre. Non pas le nombre exact mais plutôt les conséquences qu'implique une liste de plusieurs centaines de planètes : Ce ne sont pas des objets rares ! Si auparavant on pouvait encore en douter, il ne fait aujourd'hui plus aucun doute que les planètes sont des objets communs. C'est d'autant plus flagrant quand on note que la grande majorité des exoplanètes détectées l'ont été autour d'étoiles à moins de 400 pc du Soleil comme illustré dans [FIGURE 1 page ci-contre].

En multipliant les méthodes de détections et les instruments, et surtout en ayant de plus en plus de planètes, il devient possible d'estimer la probabilité pour qu'une étoile héberge au moins une planète [Mayor et al., 2011]. D'autres études estiment même la sensibilité de cette fréquence d'occurrence en fonction de paramètres stellaires [Fischer and Valenti, 2005, Johnson et al., 2007, Howard et al., 2012] ou planétaires [Mayor et al., 2011, Howard et al., 2010].

Mais le point qui me semble le plus intéressant est la découverte de types de planètes

1. Planète orbitant autour d'une étoile autre que notre Soleil.



FIGURE 1 – Image de la voie lactée avec indication de la position approximative du système solaire ainsi que de la zone (en noir) contenant la majorité des exoplanètes détectées à ce jour.

qui n'existent pas dans le système solaire. En un mot : diversité. Que ce soient les jupiters chauds, comme 51 Peg b ou les super terres comme Gliese 1214 b, ces planètes n'ont pas d'équivalent dans le système solaire. Ces variétés de composition, de taille, de systèmes nous offrent un champ de connaissance toujours plus grand dans lequel tester nos modèles de formations planétaire. Ils nous permettent aussi de mieux comprendre notre propre système et comment il s'est formé, et surtout de le placer dans cette immense horlogerie qu'est le catalogue de systèmes exoplanétaires à notre disposition.

Formation Planétaire

Sommaire

1.1	Formation stellaire	14
1.2	Les disques protoplanétaires	15
1.2.1	Formation et évolution	15
1.2.2	Évolution hydrodynamique du disque	15
	Bilan de masse	17
	Bilan de moment cinétique/angularaire	18
	Conclusion de la partie	22
1.2.3	Profil de température	22
	Refroidissement radiatif	23
	Chauffage par l'enveloppe	24
	Chauffage par l'étoile	24
	Chauffage visqueux	25
	Bilan	27
1.2.4	La viscosité du disque	27
	Les disques alpha	28
	Ionisation et dead-zones	28
1.2.5	La poussière	29
1.2.6	Opacité du disque	30
1.2.7	Profil de densité de surface	31
1.2.8	Limites et approximations dues à la modélisation	32
1.3	Interaction disque-planète	34
1.3.1	Migration des planètes de faible masse : type I	34
	Couple du disque sur la planète	34
	Couple de Lindblad	35
	Couple co-orbital ou de corotation	37
1.3.2	Migration des planètes massives	41
	Type II	41
	Type III	41
1.3.3	L'amortissement de l'excentricité	42
1.3.4	L'amortissement de l'inclinaison	42

1.3.5	L'accrétion du gaz	42
1.3.6	Récapitulatif des interactions dans le code N-corps	42

1.1 Formation stellaire

Les étoiles se forment à partir de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz. Quand ce dernier est suffisamment massif (masse au delà d'une masse critique dite masse de Jeans, de l'ordre de quelques masses solaires, même si ça dépend de la configuration, du volume etc...), son autogravité initie un effondrement du nuage sur lui même, qui peu à peu se fragmente en système découplés.

Au centre de chaque fragment se forme un cœur pré-stellaire à mesure que la température et la pression augmente, jusqu'à atteindre les conditions nécessaires à l'allumage de la fusion de l'hydrogène. On obtient alors une proto-étoile appelée « classe 0 ».

Durant l'effondrement du nuage, la conservation du moment angulaire empêche la contraction du nuage, en particulier dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation du nuage. Ceci ajouté à la pression de radiation, apparue depuis la formation de la proto-étoile conduit à la formation d'un tore autour de l'étoile centrale en quelques dizaines de milliers d'années. Ce stade est appelé « classe I ».

Le tore de gaz est chaud et par conséquence enflé, principalement à cause de l'énergie gravitationnelle résiduelle, mais aussi par le chauffage de la proto-étoile centrale. En quelques centaines de milliers d'années, ce tore devient un disque, à mesure que le rayonnement de corps noir évacue l'énergie par la surface. À mesure que le tore refroidit, et compte tenu de la conservation du moment angulaire qui empêche une contraction rapide dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation, il s'aplatit jusqu'à former un disque.

Un million d'années environ après la formation de la proto-étoile, le disque mince est formé et la proto-étoile est devenu une étoile T-Tauri (objet de classe II). Après quelques millions d'années (typiquement 10 millions d'années), le disque se dissipe et on est dans le cas d'étoiles T-Tauri évoluées ou objets de classe III.

Ces dénominations en classe peuvent sembler étrange mais elles proviennent en premier lieu de l'étude des spectres d'étoiles jeunes qui présentent différentes caractéristiques en fonction du stade d'évolution de l'étoile. [FIGURE 1.1] résume la formation stellaire, les différentes phases et en particulier les caractéristiques du spectre d'émission de ces objets.

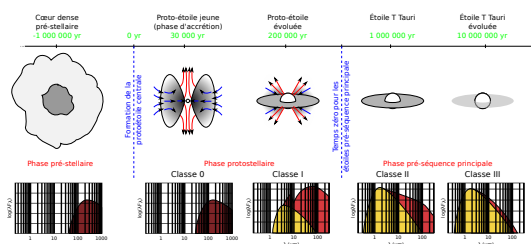


FIGURE 1.1 – Classification empirique des différents stades de formation des étoiles de faible masse, du cœur dense pré-stellaire à la classe III. Schéma basé sur [André, 2002].

1.2 Les disques protoplanétaires

1.2.1 Formation et évolution

Durant les différentes phases de formation de l'étoile, alors même que le disque de gaz et de poussière se dissipe à lieu la formation des planètes.

À mesure que le nuage s'effondre sur lui-même, et afin de satisfaire à la conservation du moment angulaire, ce dernier voit sa rotation accélérer, même si la rotation du nuage moléculaire était infime au départ. C'est ainsi que le disque d'accrétion, résultat de l'effondrement du nuage de gaz, est en rotation. L'effondrement d'un nuage moléculaire s'effectuant sur plusieurs ordres de grandeurs (en distance), l'accélération de la rotation est d'autant plus grande.

Initialement, il est hautement improbable que le moment angulaire du nuage soit parfaitement nul. C'est ainsi que même si sa rotation est imperceptible lors des premiers stades de son effondrement gravitationnel, le disque d'accrétion fini toujours en rotation.

1.2.2 Évolution hydrodynamique du disque

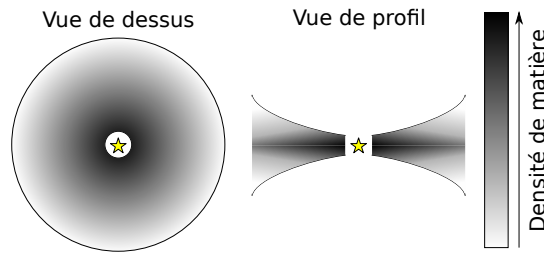


FIGURE 1.2 – Représentation de la répartition radiale et azimutale de gaz dans un disque protoplanétaire.

Avant de considérer l'évolution d'un disque, il est important de regarder sa masse par rapport à la masse de l'étoile centrale. En effet, si la masse du disque est de l'ordre de la masse de l'étoile, alors des instabilités se développent et on ne peut plus négliger l'autogravité du disque.

Le *paramètre de Toomre* Q , défini par :

$$Q = \frac{\kappa c_s^2}{\pi G \Sigma} \quad (1.1)$$

est un indicateur de la stabilité du disque par rapport à l'autogravité.

La densité de surface Σ mesure l'importance de l'*auto-gravité*. La vitesse du son c_s est liée à la pression thermique ; la *fréquence épicyclique* κ détermine quant à elle la force du cisaillement dans le disque.

Si $Q < 1$ alors le gaz est instable gravitationnellement et il commence à s'effondrer sur lui-même et former des « tas » de matière. Si $Q > 1$, le disque est stable.

Nous ne considérerons que des disques dont la masse M_d est faible devant la masse de l'étoile M_\star :

$$\frac{M_d}{M_\star} \lesssim 0.1 \quad (1.2)$$

Si tel n'était pas le cas, le temps pour que le disque perde suffisamment de masse pour se retrouver dans le cas qui nous intéresse sera court devant la vie du disque et le temps de formation planétaire. Étant donné qu'on ne s'intéresse qu'aux derniers stades de la formation planétaire, à savoir quand les embryons planétaires ont une masse de l'ordre du dixième de masse terrestre au minimum, il est raisonnable de penser que le disque sera dans un stade peu dense où l'approximation $Q > 1$ sera valable.

Dans un tel cas, c'est le potentiel gravitationnel de l'étoile qui domine la dynamique du gaz. En négligeant l'effet de la pression de ce dernier, on peut donc écrire la vitesse angulaire du gaz comme étant égale à la vitesse angulaire képlerienne :

$$\Omega = \sqrt{\frac{GM_\star}{r^3}} \quad (1.3)$$

où G est la constante de gravitation, et r la distance à l'étoile. Dans la pratique, il est à noter que la vitesse est légèrement sous-képlerienne.

À l'instar des planètes du système solaire qui orbitent autour du Soleil d'autant plus vite qu'elles sont proche de ce dernier, les éléments fluides du disque de gaz vont orbiter beaucoup plus vite au bord interne qu'ils ne le font au bord externe. Il existe donc une force de cisaillement entre deux anneaux de gaz concentriques, dûs à leur différence de vitesse. Cette différence de vitesse génère des frottements à cause de la viscosité du disque ν (dont nous parlerons plus en détail plus loin [§ 1.2.4 page 27]) qui chauffe le gaz en lui faisant perdre de l'énergie. En conséquence, une partie de l'énergie gravitationnelle du gaz est convertie en chaleur, qui est ensuite évacuée par le rayonnement de corps noir du gaz.

La première conséquence est qu'un terme visqueux va apparaître dans l'équation de l'énergie, comme nous le verrons par la suite.

La deuxième conséquence, c'est que le gaz perd de l'énergie, et donc dérive lentement vers l'étoile centrale qui accrete petit à petit le gaz du disque.

On définit donc une vitesse de dérive négative $\vec{v}_d = v_r \hat{e}_r$, orientée vers l'étoile, qui entraîne petit à petit le gaz du disque (avec v_r négatif).

Dans la suite de la section, nous allons nous intéresser à la conservation de différentes quantités, que ce soit la masse ou le moment angulaire. Pour cela nous allons définir un anneau de référence, portion du disque sur laquelle nous allons faire le bilan. Le but est ici de présenter d'où viennent les équations et plus précisément d'où viennent les termes des équations.

Afin de décrire l'évolution hydrodynamique du disque de gaz, nous allons utiliser successivement la **conservation de la masse**, et la **conservation du moment angulaire**. Les démonstrations qui vont suivre ont été déjà faites de nombreuses fois,

notamment par [Pringle, 1981]. L'intérêt ici n'est pas de réinventer la roue, mais de montrer un calcul encore plus détaillé, montrant en particulier les approximations faites, ces calculs étaient loin d'être évident pour moi quand je les ai découverts et je n'ai trouvé nulle part une démonstration détaillée.

Bilan de masse

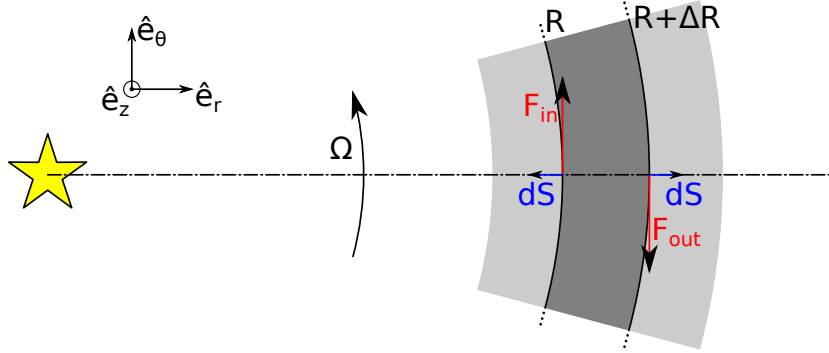


FIGURE 1.3 – Représentation d'un anneau de largeur Δr et du bilan de moment angulaire de ce dernier.

On cherche dans un premier temps à faire le bilan de masse de l'anneau considéré. Sa masse s'écrit :

$$m_a = 2\pi R \Delta R \Sigma(R) \quad (1.4)$$

Soit $v_r \hat{e}_r$ la vitesse radiale du gaz (avec $v_r < 0$ dans notre cas). Cette vitesse est responsable d'un certain taux d'accrétion du gaz du disque sur l'étoile centrale. On cherche maintenant à modéliser cette accrétion pour le bilan de moment cinétique sur l'anneau.

Pour cela, on cherche à exprimer la variation de masse de l'anneau, ainsi que le moment cinétique emporté par cette variation de masse.

Au bord interne R , par unité de temps, la masse entrant ou sortant de l'anneau peut-être exprimée comme un flux :

$$dF_M = \Sigma \cdot 2\pi r \cdot \left(-\vec{v}_r \cdot d\vec{S} \right) \quad (1.5)$$

En effet, en multipliant la circonférence de l'anneau par la vitesse, on obtient une sorte de surface par unité de temps qui représente ce qui sort de la frontière virtuelle représentée par l'anneau en $r = R$.

On note aussi qu'on effectue le produit scalaire entre $d\vec{S}$, le vecteur élément de surface, orienté vers l'extérieur de l'anneau et la vitesse. Un signe moins est appliqué, car si le vecteur vitesse et l'élément de surface sont colinéaires, alors la masse sort de l'anneau, c'est donc un flux négatif.

On a ainsi aux deux bords de l'anneau :

$$dF_M(R) = \Sigma(R) \cdot 2\pi R \cdot v_r(R) \quad (1.6a)$$

$$dF_M(R + \Delta R) = -2\pi(R + \Delta R) \cdot v_r(R + \Delta R) \cdot \Sigma(R + \Delta R) \quad (1.6b)$$

v_r étant négatif, on a bien une perte de masse en $r = R$ et un gain de masse en $r = R + \Delta R$.

La conservation de la masse implique alors que la dérivée temporelle de la masse de l'anneau est égale au flux de masse à travers sa surface. On a ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma(R)) &= dF_M(R) + dF_M(R + \Delta R) \\ \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma(R)) &= \Sigma(R) \cdot 2\pi R \cdot v_r(R) - 2\pi(R + \Delta R) \cdot v_r(R + \Delta R) \cdot \Sigma(R + \Delta R) \end{aligned}$$

R et ΔR sont des variables indépendantes du temps. On peut donc les sortir de la dérivée partielle en fonction du temps.

En faisant passer le terme ΔR dans le second membre de l'équation, on fait apparaître des termes de la forme

$$\frac{U(R + \Delta R) - U(R)}{\Delta R}$$

En faisant tendre l'épaisseur ΔR de l'anneau vers 0, on fait ainsi apparaître une forme différentielle :

$$\lim_{\Delta R \rightarrow 0} \frac{U(R + \Delta R) - U(R)}{\Delta R} = \frac{\partial U}{\partial r}(R)$$

On obtient alors :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} (R v_r \Sigma) = 0 \quad (1.7)$$

Bilan de moment cinétique/angularaire

On cherche maintenant à faire le bilan de moment cinétique de ce même anneau. Son moment cinétique est défini par :

$$\begin{aligned} \vec{J}_a &= \vec{R} \wedge (m_a \overrightarrow{v(R)}) \\ &= m_a \cdot R \cdot R \Omega(R) \\ &= 2\pi R \Delta R \Sigma(R) \cdot R \cdot R \Omega(R) \\ \vec{J}_a &= 2\pi R^3 \Delta R \Sigma(R) \Omega(R) \end{aligned} \quad (1.8)$$

où Σ et Ω sont la densité de surface et la vitesse angulaire du gaz à la position R dans le disque.

Le flux de moment cinétique est simplement défini comme la quantité de moment cinétique emportée ou apportée par le flux de masse définis précédemment ([1.6 page](#))

précédente) :

$$\begin{aligned} dJ(R) &= \vec{r} \wedge (dF_M(R) \vec{v}(R)) \\ &= dF_M(R) \cdot R^2 \Omega(R) \hat{e}_z \\ dJ(R) &= 2\pi v_r(R) \Sigma(R) \cdot R^3 \Omega(R) \hat{e}_z \end{aligned} \quad (1.9a)$$

$$\begin{aligned} dJ(R + \Delta R) &= \vec{r} \wedge (dM(R + \Delta R) \vec{v}(R + \Delta R)) \\ &= dF_M(R + \Delta R) \cdot (R + \Delta R)^2 \Omega(R + \Delta R) \hat{e}_z \\ dJ(R + \Delta R) &= 2\pi v_r(R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R) \cdot (R + \Delta R)^3 \Omega(R + \Delta R) \hat{e}_z \end{aligned} \quad (1.9b)$$

À ceci s'ajoute la variation de moment cinétique induite par la friction entre anneaux concentriques, en d'autres termes, dus à la viscosité du disque. Cette variation de moment cinétique est représentée sous la forme d'un couple exercé par les anneaux internes et externes à celui considéré.

Le taux de cisaillement A est donné par :

$$A = r \frac{d\Omega}{dr} \quad (1.10)$$

et est une illustration de la viscosité d'un fluide. Plus le fluide est visqueux, et moins le cisaillement est important. C'est à dire que plus un fluide est visqueux, et plus son comportement se rapproche de celui d'un solide. En conséquence, par frottement, les éléments fluides sont agglomérés, et le gradient de vitesse est très faible, le cisaillement l'est aussi par extension.

La force visqueuse par unité de longueur est définie par :

$$dF_{\text{vis}} = \nu \Sigma A = \nu \Sigma r \frac{d\Omega}{dr} \quad (1.11)$$

La force visqueuse induite par les anneaux entourant l'anneau considéré est alors :

$$\begin{aligned} \vec{F}_{\text{in}}(R) &= 2\pi R \times dF_{\text{vis}}(R) \\ \vec{F}_{\text{in}}(R) &= 2\pi \nu \Sigma R^2 \frac{d\Omega}{dr}(R) \hat{e}_\theta \end{aligned} \quad (1.12a)$$

$$\begin{aligned} \vec{F}_{\text{out}}(R + \Delta R) &= 2\pi (R + \Delta R) \times dF_{\text{vis}}(R + \Delta R) \\ \vec{F}_{\text{out}}(R + \Delta R) &= 2\pi \nu \Sigma (R + \Delta R)^2 \frac{d\Omega}{dr}(R + \Delta R) \cdot \hat{e}_\theta \end{aligned} \quad (1.12b)$$

L'anneau interne tournant plus vite, la force est dirigée dans le sens de rotation \hat{e}_θ . À l'inverse, l'anneau externe tourne moins vite, il tend à freiner l'anneau de référence et s'oppose à son mouvement. La force est donc opposée au sens de rotation.

Ainsi, le couple $\vec{\Gamma} = \vec{r} \wedge \vec{F}$ issu de chacun des anneaux entourant celui de référence

s'écrit :

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_{\text{in}} &= R\hat{e}_r \wedge \vec{F}_{\text{in}} \\ \vec{\Gamma}_{\text{in}} &= 2\pi\nu\Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr}(R)\hat{e}_z\end{aligned}\tag{1.13a}$$

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_{\text{out}} &= (R + \Delta R)\hat{e}_r \wedge \vec{F}_{\text{out}} \\ \vec{\Gamma}_{\text{out}} &= 2\pi\nu\Sigma(R + \Delta R)^3 \frac{d\Omega}{dr}(R + \Delta R)\hat{e}_z\end{aligned}\tag{1.13b}$$

On fait maintenant un bilan des variations de moment angulaire pour l'anneau de gaz. Pour cela on dit que la variation de moment angulaire (que l'on écrit en dérivant $J_a(t)$) est égale aux variations de moment angulaires induites aux bords de l'anneau par échange de masse à laquelle s'ajoute la différence entre les deux couples visqueux qui s'appliquent au bord externe et interne. Ce qui donne :

$$\frac{dJ_a}{dt} = dJ(R + \Delta R) + dJ(R) + \Gamma_{\text{out}} - \Gamma_{\text{in}}\tag{1.14}$$

En utilisant (1.8 page 18), (1.9 page précédente), (1.13), dans (1.14)

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R^3 \Delta R \Sigma(R) \Omega(R)) &= - (R + \Delta R)^3 v_R(R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R) \Omega(R + \Delta R) \\ &\quad + R^3 v_R(R) \Sigma(R) \Omega(R) + \left[\nu(R + \Delta R)^3 \Sigma(R + \Delta R) \right. \\ &\quad \left. \frac{d\Omega}{dr}(R + \Delta R) - \nu \Sigma(R) R^3 \frac{d\Omega}{dr}(R) \right]\end{aligned}$$

On fait tendre ΔR vers 0, et de manière similaire au bilan de masse obtenu précédemment, il vient alors

$$\frac{\partial}{\partial t} (R^3 \Sigma \Omega) = - \frac{\partial}{\partial r} (R^3 v_R \Sigma \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right)$$

R et t sont des variables indépendantes, on peut donc sortir R de la dérivée partielle temporelle afin de faire apparaître une forme qui fait penser à une équation de continuité.

$$R \frac{\partial}{\partial t} (R^2 \Sigma \Omega) = - \frac{\partial}{\partial r} (R^3 v_R \Sigma \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right)$$

R et t étant des variables indépendantes, on peut écrire :

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} (R^3 v_R \Sigma \Omega) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right)\tag{1.15}$$

On suppose que $\frac{\partial \Omega}{\partial t} = 0$ vu que le potentiel gravitationnel est indépendant du temps (on ne considère pas une masse variable de l'étoile due à l'accrétion), et sachant que R ne dépend pas explicitement de t , en utilisant la formule :

$$\frac{\partial uv}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial x} v + u \frac{\partial v}{\partial x}$$

on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma \cdot R^2 \Omega) = (R^2 \Omega) \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \Sigma \frac{\partial R^2 \Omega}{\partial t} \quad (1.16)$$

De même :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (R^3 v_R \Sigma \Omega) &= \frac{\partial}{\partial r} (R v_R \Sigma \cdot R^2 \Omega) \\ &= (R^2 \Omega) \frac{\partial}{\partial r} (R v_R \Sigma) + R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega) \end{aligned} \quad (1.17)$$

En utilisant (1.16) et (1.17) dans (1.15 page ci-contre), on fait alors apparaître (1.7 page 18), ce qui donne :

$$\begin{aligned} R (R^2 \Omega) \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + (R^2 \Omega) \frac{\partial}{\partial r} (R v_R \Sigma) + R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega) &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \\ (R^2 \Omega) \left[R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (R v_R \Sigma) \right] + R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega) &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \\ R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega) &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \\ R \Sigma v_R &= \frac{1}{\frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega)} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

On injecte alors (1.18) dans (1.7 page 18) afin de supprimer v_r de l'expression et obtenir finalement :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{\frac{\partial}{\partial r} (R^2 \Omega)} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \right]$$

On décale le signe moins au niveau de la dérivée de la vitesse angulaire, cette dernière étant généralement négative, ça permet d'avoir un terme positif :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega)} \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu \Sigma r^3 \left(-\frac{d\Omega}{dr} \right) \right] \right\} \quad (1.19)$$

On fait maintenant l'approximation que le mouvement est képlérien, avec pour première conséquence que $\Omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$. On peut alors simplifier l'équation :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Sigma}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{GM}{r}}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu \Sigma r^3 \left(\frac{3}{2} \sqrt{\frac{GM}{r^5}} \right) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ 2 \sqrt{\frac{r}{GM}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu \Sigma \frac{3}{2} \sqrt{GM} r^{1/2} \right] \right\}\end{aligned}$$

Conclusion de la partie

On obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\sqrt{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^{1/2} \right) \right] \quad (1.20)$$

Cette équation a nécessité les approximations suivantes :

1. On suppose que le potentiel gravitationnel est indépendant du temps ($\frac{d\Omega}{dt} = 0$), c'est à dire que la masse de l'étoile est constante, l'accrétion ayant un effet négligeable.
2. On suppose que le mouvement du gaz est képlérien $\Omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$, ce qui n'est pas rigoureusement vrai, la pression du gaz rendant le mouvement légèrement sous-képlérien.

1.2.3 Profil de température

Du point de vue de la température, il y a principalement deux types de disques :

- les *disques actifs* : la source de température est le disque lui même, qui par *chauffage visqueux* (frottements) va convertir de l'énergie gravitationnelle en chaleur ;
- les *disques passifs* : la source de chaleur/température est l'étoile centrale qui éclaire le disque.

Un disque peut à la fois être actif et passif, mais généralement on essaie d'approximer, de considérer que l'un est négligeable devant l'autre. De plus, un disque aura des zones actives et des zones passives, c'est à dire que certaines zones seront principalement chauffées par la viscosité alors que d'autres le seront par l'*irradiation de l'étoile*.

Afin de déterminer le profil de température, il faut écrire l'équation de conservation de l'énergie, qui va tenir compte de tous les termes source et toutes les pertes, par unité de surface.

On a tout d'abord les pertes par rayonnement de corps noir. Ensuite, il y a les termes sources, qui peuvent dépendre en fonction de la physique que l'on considère. Pour notre cas, il y a un terme dû à l'enveloppe du disque, un dû à l'irradiation de l'étoile centrale, et enfin un dernier dû au chauffage visqueux.

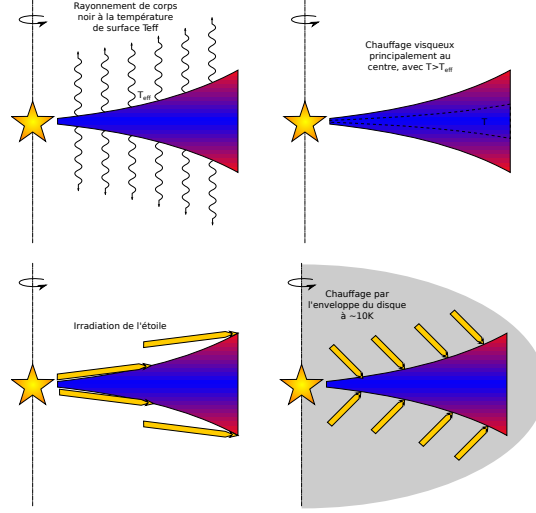


FIGURE 1.4 – Représentation du bilan thermique d'un disque

Refroidissement radiatif

Par toute la surface du disque, qui est à une température T_{eff} en surface, on a des pertes par rayonnement de corps noir :

$$P_{\text{cn}} = -2\sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.21)$$

où σ est la constante de Stephan. Ces dernières doivent être multiplié par deux, en effet, il y a des pertes par rayonnements des deux cotés du disque à une position donnée.

T_{eff} est une estimation de la température effective du disque à sa surface [Hubeny \[1990\]](#) :

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{T^4}{\tau_{\text{eff}}} \quad (1.22a)$$

avec

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{3}{8}\tau + \frac{\sqrt{3}}{4} + \frac{1}{4\tau} \quad (1.22b)$$

où τ est la profondeur optique verticale moyenne.

Cette température effective est le résultat d'un transfert de rayonnement depuis le cœur du disque, à une température T qui se refroidit, et chauffe les différentes couches successives jusqu'à atteindre le bord du disque. Il résulte alors une température T_{eff} plus faible que la température dans le plan du disque.

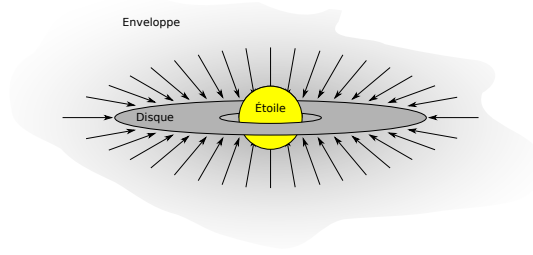


FIGURE 1.5 – Représentation de l’effondrement d’un nuage moléculaire et des différentes parties qui composent le système en effondrement.

Chauffage par l’enveloppe

L’enveloppe [FIGURE 1.5] provient de l’effondrement continu du nuage moléculaire. C’est un reste diffus qui alimente continuellement le disque en matière. Mais cette enveloppe, qui possède une température que l’on fixe ici à $T_{\text{en}} = 10 \text{ K}$ contribue aussi au bilan d’énergie du disque en apportant la contribution uniforme suivante :

$$C_{\text{en}} = 2\sigma T_{\text{en}}^4 \quad (1.23)$$

Remarque : La température de l’enveloppe étant très faible, cette dernière ne contribue que dans les parties externes du disque, là où la densité de surface du gaz est très faible, rendant du même coup le chauffage visqueux extrêmement ténu lui aussi.

Chauffage par l’étoile

La surface du disque reçoit de la lumière de l’étoile centrale. Soit R_* , L_* respectivement le rayon et la luminosité de l’étoile. Soit ε l’albédo du disque, que l’on choisis typiquement égal à 0.5.

Le flux incident est alors [Menou and Goodman, 2004, eq. (7)] :

$$F_{\text{irr}} = \frac{L_*(1 - \varepsilon)}{4\pi r^2} \alpha \quad (1.24)$$

où α (avec $\alpha \ll 1$ représente l’angle entre les rayons incidents et la surface du disque.

D’après notamment [Chiang and Goldreich, 1997, eq. (5)], cet angle peut être écrit comme :

$$\alpha = 0.4 \frac{R_*}{r} + r \frac{d}{dr} \left(\frac{H}{r} \right) \quad (1.25)$$

On note que dans cette expression, le premier terme illustre le fait que l’étoile n’est pas ponctuelle, et que ceci a un effet sur l’irradiation dès que l’on s’approche de cette dernière. Le deuxième terme représente la surface du disque qui intercepte le rayonnement incident, et qui est fonction de la variation d’échelle de hauteur du disque (plus le disque est évasé, et plus la paroi qui intercepte le rayonnement est abrupte).

Il vient enfin, en exprimant la luminosité de l'étoile en fonction de sa température et de son rayon, l'expression suivante :

$$C_{\text{irr}} = 2\sigma T_{\star}^4 \frac{R_{\star}^2}{r^2} (1 - \varepsilon) * \left[0.4 \frac{R_{\star}}{r} + r \frac{d}{dr} \left(\frac{H}{r} \right) \right] \quad (1.26)$$

Remarque : Il faut cependant noter qu'une approximation implicite à été faite, c'est de dire que $h_p \sim h$, où h_p est la position verticale dans le disque où les photons stellaires sont absorbés. En effet, l'absorption des photons ne dépend pas simplement de la densité mais aussi de l'opacité du disque aux photons stellaires, qui dépend de la composition du disque.

Dans le cadre d'un disque optiquement épais, il devient possible de considérer $h_p \sim h$

Chauffage visqueux

On considère un fluide incompressible. Il peut paraître étonnant de considérer un disque de gaz comme étant un fluide incompressible. Mais en fait l'aspect compressible va surtout se manifester lors de la mise à l'équilibre, générant des ondes de chocs par exemple. Mais une fois le disque stabilisé tout se passe comme si on avait un fluide incompressible. C'est matérialisé par le fait que la vitesse dans le disque est considérée comme inférieure à la vitesse du son dans le milieu c_s , au delà de laquelle on aura des ondes des chocs ayant une incidence sur le bilan thermique. Ainsi donc, en considérant un fluide incompressible, on peut partir de l'expression de la variation d'énergie cinétique (qui est l'inverse du chauffage, les pertes cinétiques étant converties en chaleur par la viscosité) [Landau and Lifschitz, 1989, (16.3)] :

$$\begin{aligned} \frac{dE_c}{dt} &= -\frac{1}{2} \int \eta (T_{ik})^2 dV \\ T_{ik} &= \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (1.27)$$

où $\eta = \rho\nu$ est la viscosité dynamique¹

À partir de [Landau and Lifschitz, 1989, (15.8) et (15.17)], on extrait de manière assez directe l'expression du tenseur T_{ik} en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned} T_{rr} &= 2 \frac{\partial v_r}{\partial r}, & T_{r\varphi} &= \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right), \\ T_{\varphi\varphi} &= 2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r}{r} \right), & T_{\varphi z} &= \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} \right), \\ T_{zz} &= 2 \frac{\partial v_z}{\partial z}, & T_{rz} &= \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.28)$$

sachant que le tenseur est symétrique en statique, ce qui donne :

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} T_{rr} & T_{r\varphi} & T_{rz} \\ T_{r\varphi} & T_{rr} & T_{\varphi z} \\ T_{rz} & T_{\varphi z} & T_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

1. ν étant la viscosité cinématique et ρ la densité volumique de gaz.

À partir de ces expressions, nous allons procéder à quelques simplifications, moyennant quelques approximations :

- On considère tout d’abord que $v_z = 0$ en invoquant le fait que le disque est à l’équilibre hydrostatique verticalement.
- Ensuite, on néglige tous les termes en $\frac{\partial}{\partial \varphi}$ car le disque est axisymétrique.
- On néglige enfin tous les termes en v_r devant les termes en v_φ étant donné que la vitesse de dérive (liée à l’accrétion) est beaucoup plus petite que la vitesse de rotation due au mouvement képlerien. En effet, la vitesse de dérive est une conséquence des pertes d’énergie par frottement visqueux entre deux anneaux due à la différence de vitesse de leur mouvement képlerien.

Seul le terme $T_{r\varphi}$ reste :

$$T_{r\varphi} = \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r}$$

avec $v_\varphi = r\Omega$

$$\begin{aligned} &= \cancel{\Omega} + r \frac{d\Omega}{dr} - \cancel{\frac{r\Omega}{r}} \\ T_{r\varphi} &= r \frac{d\Omega}{dr} \end{aligned} \tag{1.30}$$

Il vient alors :

$$\begin{aligned} \frac{dE_c}{dt} &= -\frac{1}{2} \int \eta (T_{ik})^2 dV \\ &= -\frac{1}{2} \int \eta \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 T_{ij}^2 dV \\ &= -\frac{1}{2} \int \eta (T_{r\varphi}^2 + T_{\varphi r}^2) dV \end{aligned}$$

Le tenseur est symétrique, on a donc $T_{r\varphi} = T_{\varphi r}$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{2} \int \eta (2T_{r\varphi}^2) dV \\ &= - \iint \rho \nu \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 dS dz \end{aligned}$$

En utilisant une vitesse angulaire képlerienne $\Omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$ on obtient alors :

$$\begin{aligned} &= - \int \Sigma \nu \left(-\frac{3}{2} \Omega \right)^2 dS \\ \frac{dE_c}{dt} &= -\frac{9}{4} \int \Sigma \nu \Omega^2 dS \end{aligned}$$

La variation d’énergie cinétique est négative, cette perte est convertie en chaleur par chauffage visqueux. Le chauffage visqueux intégré sur toute la surface du disque peut ainsi être défini comme :

$$C_{\text{vis/tot}} = - \frac{dE_c}{dt}$$

de sorte qu'on peut écrire le chauffage visqueux par unité de surface comme étant égal à :

$$C_{\text{vis}} = \frac{9}{4} \nu \Sigma \Omega^2 \quad (1.31)$$

Bilan

On cherche maintenant la température d'équilibre du disque, compte tenu de tous les termes rentrant dans l'équation bilan de l'énergie du disque. Il vient alors, en considérant le chauffage visqueux, l'irradiation de l'étoile centrale, le chauffage par l'enveloppe et les pertes par radiation à la surface du disque :

$$0 = P_{\text{cn}} + C_{\text{en}} + C_{\text{irr}} + C_{\text{vis}}$$

$$0 = -2\sigma \frac{T^4}{\frac{3}{8}\tau + \frac{\sqrt{3}}{4} + \frac{1}{4\tau}} + 2\sigma T_{\text{en}}^4 + 2\sigma T_{\star}^4 \frac{R_{\star}^2}{r^2} (1 - \varepsilon) * \left[0.4 \frac{R_{\star}}{r} + r \frac{d}{dr} \left(\frac{H}{r} \right) \right] + \frac{9}{4} \nu \Sigma \Omega^2 \quad (1.32)$$

Dans la pratique, c'est une équation de l'on résout de manière numérique, par itération. En effet, beaucoup de paramètres dépendent de la température, alors même que c'est la variable que l'on recherche.

Ce calcul est lui même extrêmement dépendant de la définition que l'on choisi pour l'opacité κ et de la dépendance de cette dernière en fonction de la température, la densité ou la pression.

1.2.4 La viscosité du disque

Quand on parle de viscosité ν dans un disque, ce n'est pas la viscosité moléculaire classique, bien trop faible aux densités rencontrées. On suppose généralement une viscosité due aux turbulences qui est beaucoup plus importante que la viscosité moléculaire, mais qui peut être traitée par les mêmes équations.

Ceci implique par contre qu'il y ait de l'ionisation. En effet, sans ionisation, il n'y a pas de couplage entre le champ magnétique et la matière, et donc pas de turbulence induite par ce même champ.

Dans la pratique, il est rare que la viscosité soit calculée de manière cohérente, ce qui serait beaucoup trop couteux en calculs, sans apporter forcément beaucoup plus de précisions étant donné les nombreuses incertitudes sur la poussière, le couplage et le champ magnétique.

La première hypothèse est de considérer une viscosité constante. Ce n'est certainement pas satisfaisant, sûrement éloigné de la vérité, mais on n'a ainsi qu'un seul paramètre et on n'ajoute pas de surcouche de complexité apportant son lot supplémentaire d'incertitude. Reste qu'une viscosité constante dans un disque très étendu, par exemple allant de 0.1 AU à 100 AU n'est certainement pas cohérent avec la physique du disque.

Un autre modèle très répandu pour la viscosité du disque est la prescription α .

Les disques alpha

On peut introduire un paramètre adimensionné α [Shakura and Sunyaev, 1973]. Dans ce formalisme, plusieurs hypothèses sont faites :

- On considère que les turbulences sont sub-soniques.
- L'échelle des tourbillons des turbulences est plus petite que l'échelle de hauteur du disque

Le mécanisme qui a le plus de chance d'être à l'origine de la viscosité alpha est l'*Instabilité Magnéto-Rotationnelle* (MRI).

En conséquence, on peut définir la viscosité ν associée aux turbulences comme étant

$$\nu = \alpha c_s H \quad (1.33)$$

où c_s est la vitesse du son et H l'échelle de hauteur du disque. α (avec $\alpha < 1$) est alors un paramètre adimensionné qui permet de définir plus ou moins l'intensité des turbulences, et donc la viscosité qui leur est associée. Une valeur typique d' α se situe entre 10^{-2} et 10^{-4} .

Ce modèle permet de définir une viscosité non constante dans le disque de gaz ce qui semble déjà plus cohérent avec un disque de gaz étendu ($[0.1 - 100]$ AU par exemple).

Pourtant, le modèle α n'est pas forcément la panacée en comparaison du modèle à viscosité constante. En effet, la complexité est ici masquée dans la valeur qu'il faut attribuer au paramètre α . D'une part il est difficile d'estimer la valeur du paramètre α mais en plus il n'y a aucune raison physique qui permet de justifier qu' α soit constant dans tout le disque (approximation généralement sous-jacente au choix de la prescription α pour la viscosité).

Ceci justifie donc que l'on mette ces deux modèles en concurrence, sans placer le modèle α au dessus du modèle à viscosité constante. Les incertitudes étant tellement grandes dans les deux cas, il est justifié d'explorer ces deux modèles et de les comparer quand cela nous est donné de le faire.

Ionisation et dead-zones

Pour qu'une instabilité magnéto rotationnelle ait lieu, c'est à dire qu'il y ait un couplage entre le champ magnétique et les mouvements du disque, il faut qu'une partie au moins du disque soit ionisé. Dans ces régions ionisées, on pourra alors avoir transport du moment angulaire via la viscosité due au champ magnétique (et turbulences engendrées).

Or, comment ioniser ? Que ce soit le rayonnement X de l'étoile centrale, des rayons cosmiques ou l'ionisation thermique, il n'est pas si évident que ça de se représenter l'ionisation totale du disque de gaz. Il est donc probable que certaines zones du disques ne soient pas ionisés, et donc que le transport du moment angulaire s'y fasse peu ou pas du tout. Ces zones, appelées , sont donc des zones sans viscosité magnétique.

On voit donc que les modèles de viscosité constante ou alpha sont incapables de rendre compte de la présence de ces zones de manière intrinsèque. Il est possible de

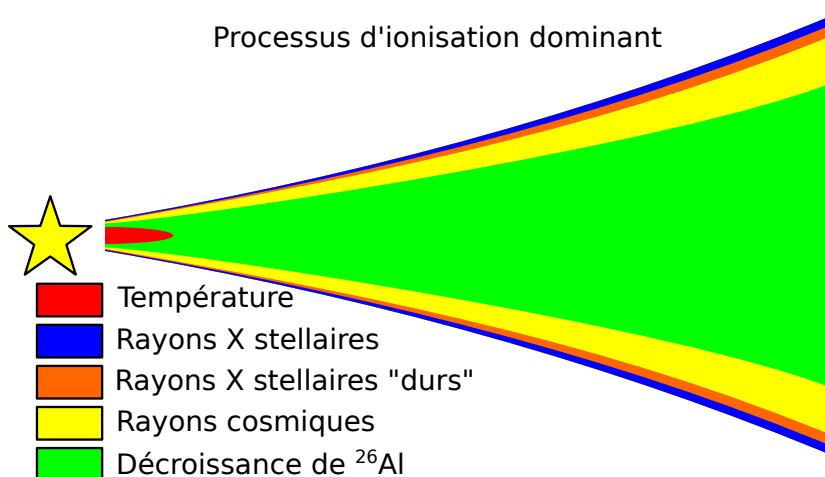


FIGURE 1.6 – Représentation des différentes zones d'un disque en fonction du mécanisme principal d'ionisation. La nature du mode d'ionisation n'indique pas le taux d'ionisation pour autant. Et ce dernier va donc fluctuer dans le disque. Les zones où l'ionisation est très faible, appelées « dead-zones » sont des positions où on pense que la viscosité turbulente est extrêmement faible.

modifier artificiellement les profils de viscosité pour faire apparaître de telles zones mais ça reste ad-hoc. Dans la suite, je n'ai pas modélisé de dead-zone même s'il est probable qu'elles aient un effet sur la migration, le modèle sans dead-zone n'est encore pas suffisamment bien compris pour que le rajout de ces zones sans ionisations soit pertinent.

1.2.5 La poussière

Le disque protoplanétaire est principalement composé de gaz, hydrogène et hélium en majorité. Pourtant, même si la poussière ne représente qu'environ 1% de la masse du disque elle joue un rôle au moins aussi important que le gaz lui-même.

À cause de la pression quasi inexistante dans le disque en raison des faibles densités, solide et gaz sont les seules phases existantes, il n'y a pas de liquides dans l'espace. La poussière représente la matière solide du disque, en grain plus ou moins fin, allant du nanomètre, micromètre, jusqu'à des tailles planétaires en fin de formation.

Cette poussière est un composé extrêmement complexe à manipuler. Elle contient différents composés solides en fonction de la température (à certaines températures et densité des composés se volatilisent et d'autres non). La ligne des glaces est une ligne imaginaire au delà de laquelle de la glace d'eau apparaît, augmentant de manière drastique la quantité de poussière dans le disque.

De plus, la poussière est aussi responsable de l'opacité du disque, c'est à dire sa capacité à laisser passer ou non la lumière. À travers l'opacité, la poussière a donc une influence sur la température du disque qui se refroidit plus ou moins efficacement, et qui absorbe le rayonnement stellaire plus ou moins efficacement.

1.2.6 Opacité du disque

Un paramètre crucial des modèles de disques protoplanétaires est l'opacité du disque qui représente l'absorption du rayonnement incident par une cellule de gaz. Cette dernière dépend principalement de la composition chimique de la poussière sauf quand la température devient suffisamment importante pour que la totalité de la poussière se sublime, généralement au delà de 1500 K, l'opacité étant alors régie par les molécules du gaz.

En fonction de la température et de la pression, différentes espèces se condensent ou se subliment, modifiant les propriétés de la poussière (notamment la quantité de poussière disponible) et donc l'opacité.

L'opacité dépend de plus de la longueur d'onde, les raies d'absorptions n'étant pas uniformément réparties sur toute la gamme de longueur d'onde. Ce dernier paramètre est généralement intégré dans des modèles d'opacité. Citons notamment les opacités moyennes de Plank et de Rosseland, principales opacités utilisés dans les disques. Ce sont des quantités moyennées sur tout un spectre, rendant les opacités indépendantes de la longueur d'onde.

Dans le cas de l'opacité de la moyenne de Rosseland, on fait l'approximation que le disque est optiquement épais, de sorte qu'on peut négliger le flux total pour se concentrer uniquement sur la dérivée du flux. C'est à dire, en d'autres termes, que seul le flux provenant du gaz environnant arrive jusqu'à la zone considérée, le reste étant absorbé. Dû au coté optiquement épais du disque, on perd l'information sur le flux total, ce qui simplifie les calculs. L'opacité moyenne de Rosseland $\langle \kappa_R \rangle$ est alors définie comme :

$$\frac{1}{\langle \kappa_R \rangle} = \frac{1}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial B_\nu}{\partial T}}{\kappa_\nu} d\nu \quad (1.34)$$

où B_ν et κ_ν sont l'intensité et l'opacité spécifique (dépendant de la fréquence).

À l'inverse, les opacités de Planck concernent les disques optiquement mince, où on ne peut plus considérer uniquement la dérivée du flux. La moyenne est alors effectuée sur l'intensité spécifique directement :

$$\frac{1}{\langle \kappa_P \rangle} = \frac{1}{\int_0^\infty B_\nu d\nu} \int_0^\infty \frac{B_\nu}{\kappa_\nu} d\nu \quad (1.35)$$

où $\int_0^\infty B_\nu d\nu$ représente l'intensité totale, tandis que B_ν et κ_ν sont l'intensité et l'opacité spécifique (dépendant de la fréquence).

Dans la pratique, on fait bien souvent l'approximation que le disque est optiquement épais, ce qui est généralement vrai dans les parties internes du disque (0.1 – 15 AU), lieu de formation des planètes. Pour autant, le calcul des opacités est loin d'être trivial et plusieurs modèles proposent des tables d'opacités dont le détail des propriétés est différent. Le choix du modèle a donc des implications importantes sur le modèle de formation planétaire comme je le détaillerai dans la section [§ ?? page ??].

En formation planétaire, le modèle le plus utilisé est [Bell and Lin, 1994]. Mais dans mes études, j'ai utilisé en tout et pour tout 4 modèles différents [Bell and Lin, 1994, Zhu et al., 2009, Chambers, 2009, Huré, 2000]. À noter que [Bell and Lin, 1994,

[Zhu et al., 2009] sont des modèles qui proposent différentes fonctions analytiques pour définir une opacité par morceaux. [Chambers, 2009] propose un modèle très simple à opacité constante $\kappa = 3$ tant que la température est inférieure à 1380 K, puis une simple loi de puissance, fonction uniquement de la température au delà. Enfin, le modèle dans [Huré, 2000] ne définit pas de fonctions par morceaux mais utilise simplement une table d'opacité fonction de la température et de la densité. L'avantage de ce type de méthode est qu'on ne rajoute pas d'incertitudes par des fits en loi de puissance, c'est donc principalement pour ça que j'ai choisi cette table d'opacité pour mon modèle standard.

1.2.7 Profil de densité de surface

Un point crucial dans la modélisation physique d'un disque protoplanétaire est son profil de densité de surface Σ . Ça signifie d'une part qu'on fait l'approximation d'un disque mince, et que toutes les quantités qu'on considère par la suite sont moyennées selon la direction verticale z .

Que l'on fasse évoluer la densité de surface ou non, on doit choisir un profil initial. Ce profil est généralement sous forme d'une loi de puissance de la forme :

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \cdot \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \quad (1.36)$$

Un profil largement utilisé est celui de la Masse Minimale de la Nébuleuse Solaire² [Hayashi, 1981]. Dans cet article, le profil de densité est calculé à partir de la masse des planètes. La quantité de solide contenu dans les planètes est répartie dans des anneaux en lieu et place des planètes, puis à partir d'un rapport gaz sur poussière, le profil de densité de surface du gaz est calculé, puis approximé par une loi de puissance, ce qui donne :

$$\Sigma(R) = 1700 \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-3/2} \text{ g/cm}^2 \quad (1.37)$$

La première chose, c'est que c'est une masse minimale, c'est à dire qu'on suppose que toute la masse de poussière présente dans le disque de gaz se retrouve dans la masse finale des planètes, ce qui est hautement improbable, que ce soit à cause notamment de l'accrétion sur l'étoile ou de la disparition d'embryons de planètes soit en tombant dans l'étoile, soit par éjection du système.

Ce profil est malgré tout une base de travail, vu qu'il est extrêmement difficile de déduire ces informations des observations des disques. Malgré tout, les études semblent montrer que l'on s'attend à un profil moins abrupt que $\Sigma \propto r^{-3/2}$, plus proche de $\Sigma \propto r^{-1}$ [Bell et al., 1997].

Mais on voit quand même que l'on a une grande liberté sur la densité de surface du disque, à la fois parce qu'on sait à ce jour peu de choses à ce sujet, mais aussi et surtout parce qu'au cours de son évolution, le disque de gaz va voir sa densité de surface varier énormément. En variant le profil, on étudie donc aussi différentes étapes de formation d'un même disque.

2. MMSN : Minimum Mass Solar Nebulae

Le profil de densité de surface, que ce soit au travers de Σ_0 ou de l'indice α de la loi de puissance a une grande influence sur les autres paramètres du disque, notamment le profil de température, au travers du chauffage visqueux notamment.

Il est aussi crucial de garder à l'esprit que la loi de puissance n'est qu'un modèle, issu notamment des observations qui sondent les parties externes des disques, au delà de plusieurs dizaines d'unités astronomiques. Extrapoler ces lois de puissances jusqu'aux parties les plus internes est une très grande approximation qui a des conséquences importantes pour les planètes, dont le lieu de formation se situe vraisemblablement dans les parties internes.

1.2.8 Limites et approximations dues à la modélisation

Tout d'abord, le bord interne est une des parties les plus complexes d'un disque protoplanétaire. Ce bord interne correspond à des zones différentes pour le gaz ou pour la poussière. La poussière disparaît quand la température du disque dépasse 1500K environ, température au delà de laquelle la partie réfractaire des grains se sublime.

Le gaz, quant à lui, ne se propage pas non plus jusqu'à la surface de l'étoile en raison du champ magnétique important autour des jeunes étoiles. Le bord interne est ainsi déterminé par le rayon de co-rotation de l'étoile, c'est à dire la distance à laquelle une particule en rotation képlerienne orbite à la vitesse de rotation de l'étoile. Le champ magnétique de l'étoile tournant à la vitesse de rotation de l'étoile, ce rayon de co-rotation correspond ainsi au rayon en dessous duquel le gaz est freiné par le champ magnétique et est rapidement accrété le long des lignes de champ.

En considérant un système « étoile + disque » isolé, il n'y a pas d'arrêt brutal de la distribution de matière au bord externe qui est donc plus une limitation numérique nécessaire aux simulations qu'autre chose. La réalité est représentée plus fidèlement par une décroissance continue de la matière, difficile à représenter tant pour le bord externe que pour la distribution azimutale du disque.

Généralement, on considère donc que la taille verticale du disque est égale à une échelle de hauteur (grandeur caractéristique de la décroissance exponentielle verticale de la densité de matière), tandis que la taille radiale du disque dépend de la physique que l'on considère. Dans mon cas j'ai souvent pris un bord externe à 100 AU.

Je vais ici essayer de récapituler les approximations qui ont été faites jusque là sur la physique des disques, et qui vont se retrouver implicitement dans tout code qui implémente les équations décrites ci-dessus :

1. On suppose que les disques évoluent de manière isolée. Les études suggèrent que les étoiles se forment majoritairement dans des amas (clusters) à l'intérieur desquels la plupart des étoiles font partie de systèmes binaires ou multiples [Duquennoy and Mayor, 1991]. Même si cette approximation permet la modélisation de l'évolution du disque, il est probable que des effets de voisinages aient des conséquences dans tout ou partie des systèmes stellaires.
2. On néglige l'autogravité du disque ($M_d \lesssim 0.1M_\star$) en considérant que la période où ce n'est pas le cas est courte devant le temps de vie du disque, et que ce dernier temps rapidement vers une configuration où l'autogravité est négligeable.

3. On considère que le gaz est en rotation képlerienne $\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}}$. Pour cela, on néglige la pression du gaz qui a tendance à rendre la rotation légèrement sous-képlerienne.
4. On considère qu'il n'y a pas de variation de la gravité dû à la variation de masse de l'étoile induite par l'accrétion. Ça entraîne alors $\frac{\partial \Omega}{\partial t} = 0$.
5. Dans le calcul du chauffage visqueux, on néglige la vitesse azimuthale, la vitesse radiale ainsi que toutes les dérivées en φ compte tenu que le disque est axisymétrique.
6. On se place dans le cadre d'un disque optiquement épais quand on choisi d'utiliser des moyennes de Rosseland pour l'opacité. Si c'est physiquement cohérent avec les parties internes du disque, ça ne l'est parfois plus dans les parties externes, surtout si le disque est très étendu.
7. Le modèle d'opacité a une grande influence sur la physique du disque. En particulier, chaque modèle fait des hypothèses sur la métallicité, les propriétés de la poussière, notamment la taille des grains. Chacune de ces hypothèses joue sur l'opacité d'une manière qui est totalement masquée dans les équations ou tables qu'on utilise pour rendre compte de la dépendance de l'opacité en fonction de la température et de la densité.
8. On fait souvent l'approximation de la masse moléculaire moyenne μ est constante (et typiquement égale à $\mu = 2.35$). Or en fonction des transitions d'opacité, la quantité de poussière va brusquement varier, engendrant une variation de μ . Cette masse moléculaire moyenne a en particulier une importance dans le calcul de l'échelle de hauteur H du disque et la vitesse du son c_s .
9. Définir le profil de densité de surface du disque comme une loi de puissance reste une approximation. Ça l'est d'autant plus que le disque est étendu. Du reste, la masse du disque et l'indice de la loi de puissance sont peu contraints, donnant une grande liberté dans le profil de densité dont il faut tenir compte pour mettre en perspective les résultats que l'on obtient.
10. Le modèle choisi pour la viscosité, constante ou prescription alpha, néglige bien souvent la présence de « dead zone » où l'ionisation n'est pas suffisante pour que l'on puisse définir une viscosité turbulente. L'absence de ces zones dans un disque modélisé est bien entendu une approximation à des fins de simplifications, mais masque certaines propriétés intrinsèques des disques dont les conséquences sur la formation planétaire sont encore mal connues.
11. Une dernière approximation, et qui a des conséquences importantes pour l'opacité, le profil de température, la viscosité et par extension, toute la physique du disque, est le fait de considérer les propriétés de la poussière comme figées dans le temps. Au cours de la vie du disque, la poussière évolue. Sa distribution de taille change, la quantité totale de poussière est modifiée, notamment par l'accrétion. Et enfin, à mesure que la poussière se retrouve dans des embryons de planète de plus en plus gros, la quantité de poussière disponible sous la forme de petites particules diminue d'autant.

1.3 Interaction disque-planète

Au même titre qu'on rencontre de la résistance quand on essaie de courir en ayant les jambes dans l'eau, les planètes sont sujettes aux mêmes effets dans le disque proto-planétaire.

Ce seul fait explique pourquoi il est si difficile de comprendre la formation des planètes dans le disque de gaz. On ne peut étudier séparément le disque ou les planètes, c'est un système global, en interaction, qui évolue depuis la formation du disque (et les poussières qu'ils contient) jusqu'à la dissipation du disque (et la possible présence d'une ou plusieurs planètes).

Étant donné que j'ai implémenté les interactions disque-planète à partir de modèles calibrés sur des simulations hydrodynamiques, je ne vais pas redémontrer ici les formules analytiques, mais plutôt m'attacher à présenter, avec les mains, le principe de chacun des phénomènes physiques mis en jeu.

1.3.1 Migration des planètes de faible masse : type I

Ce type de migration ne concerne que les planètes de faible masse (de l'ordre de $10M_{\oplus}$) pour lesquelles l'interaction de marée entre la planète et le disque a une réponse linéaire, c'est à dire que le profil de densité surfacique n'est quasiment pas modifié par la planète. Ces planètes, qui ne creusent pas de sillon (gap) dans le disque de gaz, vont migrer vers l'intérieur. On appelle cette migration la *migration de type I*.

Couple du disque sur la planète

Un couple gravitationnel peut-être vu comme le vecteur énergie associé à une interaction gravitationnelle. Un couple positif d'un corps 1 sur un corps 2 signifie que le premier corps va donner de l'énergie au deuxième.

Inversement, si ce couple est négatif, le corps 1 va prendre de l'énergie au corps 2.

Le couplage gravitationnel entre les ondes de densité et la planète qui les crée abouti à un couple qui agit sur la planète.



À chaque fois qu'il sera mentionné « couple », celui-ci fera référence au couple *du* disque *sur* la planète.

Ainsi, si le couple est négatif (sous entendu du disque sur la planète), le disque va prendre de l'énergie à la planète qui va ainsi migrer plus proche de son étoile, vu que son énergie cinétique diminue.

Si le couple est positif, la planète migre vers l'extérieur, cette dernière prenant de l'énergie au disque.

Couple de Lindblad

La présence d'une planète dans un disque de gaz entraîne la création d'ondes de densités aux *résonances de Lindblad* [Goldreich and Tremaine, 1979]. Le couplage gravitationnel entre les ondes de densité et la planète qui les crée aboutit à un *couple* qui agit sur la planète.

Il est tout d'abord intéressant de remarquer l'origine des bras spiraux dans les galaxies. Ce sont essentiellement des phénomènes statistiques que l'on peut résumer en deux points :

1. Une onde de densité se forme par la présence de sur-densité locales comme des nuages de gaz géants [D'Onghia et al., 2013]. Mais une fois les nuages dissipés, il y a un phénomène d'auto-interaction. L'onde de densité, formée par l'excitation cohérente des excentricité et orientation d'orbites excentriques [FIGURE 1.7 page suivante] entretient elle-même les excentricités des éléments qui la composent.

La sur-densité a tendance à s'auto-entretenir en modifiant les orbites des étoiles de sorte à augmenter leur excentricité ainsi qu'orienter de manière cohérente les arguments du périhélie (la direction du grand axe de l'orbite).

2. Les étoiles qui constituent le bras spiral ne seront pas les mêmes en fonction de l'instant d'analyse, le bras spiral n'est rien de plus qu'une sur-densité statistique. Pour une orbite excentrique, la vitesse d'une étoile est plus grande au périastre qu'à l'apoastre. Ainsi elle passera plus de temps loin de son étoile. L'excitation cohérente des excentricités des étoiles crée donc des ondes de densité dû à la présence statistique des étoiles. Le bras spiral n'est ainsi pas constitué d'une population fixe d'étoile, mais plutôt d'une population statistique. Les étoiles constituant le bras spiral changent avec le temps, mais statistiquement, la position des étoiles dans la galaxie dessine une onde de densité où le nombre d'étoiles est plus grand.

[FIGURE 1.7 page suivante] schématise l'apparition d'onde de densité. Dans le cas à gauche, des orbites concentriques parfaitement circulaires sont ajoutés. On ne voit rien de particulier. Par contre, dans le cas à droite, on choisit des orbites très légèrement excentriques. À chaque étape, on rajoute une orbite en agrandissant l'orbite précédente et en la tournant légèrement. On voit ainsi apparaître deux ondes de densités dans le disques simplement dues à l'orientation des orbites excentriques.

Pour l'interaction entre une planète et un disque protoplanétaire, c'est exactement le même principe. Le potentiel de la planète excite les excentricités des éléments fluides voisins jusqu'à former une onde de densité autour de la planète. La différence principale est que le perturbateur est un potentiel gravitationnel tournant, ce qui modifie la forme des ondes de densité comme illustré [FIGURE 1.8 page 37].

Le potentiel gravitationnel de la planète peut se décomposer en série de Fourier où chaque mode m (entier) a une dépendance sinusoïdale en azimut et possède m maxima et m minima.

Pour chaque mode m du potentiel gravitationnel de la planète, on définit deux résonances, une résonance interne (ILR : Inner Lindblad Resonance) et une résonance

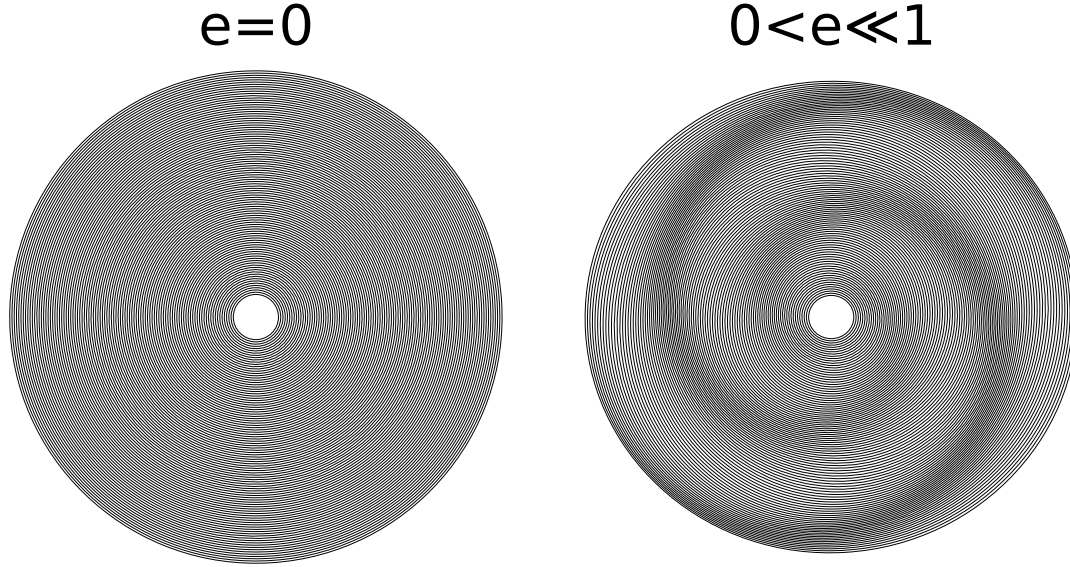


FIGURE 1.7 – Illustration de l'origine des bras spiraux dans une galaxie au travers de l'excitation cohérente de l'excentricité par les bras eux mêmes. Dans le cas « $e = 0$ », les orbites des étoiles, représentées par les traits noir sont des cercles parfaits. Dans le cas « $0 < e \ll 1$ », les orbites sont toutes très légèrement excentriques, et les arguments du périhélie légèrement décalés à mesure que les demi-grands axes augmentent.

externe (OLR : Outer Lindblad Resonance) associées aux positions suivantes :

$$r_{OLR}(m) = \left(\frac{m+1}{m} \right)^{2/3} \quad (1.38a)$$

$$r_{ILR}(m) = \left(\frac{m-1}{m} \right)^{2/3} \quad (1.38b)$$

Pour un mode m donnée, à partir des anneaux de rayon $r_{ILR}(m)$ et $r_{OLR}(m)$ vont être lancées m ondes de densités.

Dans le cas des bras spiraux dans une galaxie, c'est principalement un mode $m = 2$ qui propage une onde spirale de part et d'autre d'une barre centrale source des ondes de densité. Dans le cas d'une planète dans un disque, des ondes de densité sont lancées pour chaque mode m .

Par interférence constructive, la somme de toutes les ondes de densités émises par tous les modes du potentiel gravitationnel vont résulter en la formation d'une onde de densité résultante [FIGURE 1.8 page suivante].

Il est important de remarquer que la position de la résonance externe d'ordre m est systématiquement plus proche que la résonance interne associée. Ainsi, en sommant sur tous les modes, on arrive à la conclusion que le couple total externe l'emporte toujours sur le couple total interne [Ward, 1997].

Ainsi, le couple de Lindblad est toujours négatif dans un disque protoplanétaire. De plus, c'est un résultat qui dépend peu ou pas du tout des paramètres du disque [Ward, 1997].

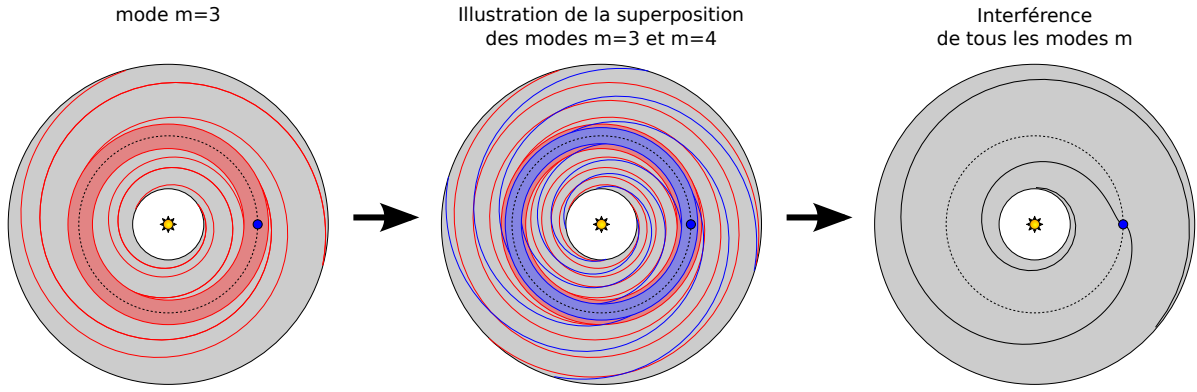


FIGURE 1.8 – Génération d’ondes de densité dans le disque protoplanétaire dû à la présence d’une planète. Chaque mode m émet des ondes de densité à partir de deux positions entourant la planète. Un anneau interne aux positions du mode m est dénué de toute onde dû à ce même mode. Les interférences entre toutes les ondes de densités de tous les modes donne deux ondes de densités que l’on observe dans des simulations hydrodynamique.

Couple co-orbital ou de corotation

De la même manière que précédemment pour le couple de Lindblad, on peut repartir de la décomposition en série de Fourier du potentiel gravitationnel de la planète. Pour chaque mode m de la décomposition, on voit apparaître m zones de libration, centrées sur le rayon de la planète, et réparties en azimut. Figure 1.9 page suivante représente le mode $m = 3$, puis une juxtaposition de mode et finalement le résultat des interférences constructives entre tous les modes m de la décomposition.

Le couple de corotation provient des échanges gravitationnels que va avoir une particule fluide en co-orbite avec une planète. Il existe deux types de couples, provenant de deux quantités physiques distinctes, la vorticité spécifique (vorticité divisée par la densité de surface) appelée parfois vortensité et l’entropie.

Sans considérer de grandeur thermodynamique particulière, il convient de définir certains temps caractéristiques afin de comprendre l’origine du couple de corotation. Figure 1.10 page 39 représente schématiquement les 3 temps principaux mis en jeux.

On définit tout d’abord t_{lib} comme le temps mis par un élément fluide pour effectuer une co-orbite complète dans le fer à cheval. Ceci dépend de la distance de l’élément fluide au rayon de corotation. Mais le temps de libration le plus court est obtenu à la distance x_s de la corotation, où x_s est la demi-largeur de la zone de fer-à-cheval (« half-width of the horseshoe region ») et vaut [Baruteau and Masset, 2008, eq. (52)] :

$$t_{\text{lib}} = \frac{4\pi}{x_s \left| \frac{d\Omega}{dr} \right|} = \frac{8\pi r_p}{3\Omega_p x_s} \quad (1.39)$$

Ce temps de libration est généralement de quelques dizaines de fois la période orbitale de la planète, $t_{\text{lib}} \sim 50T_{\text{orb}}$.

Le temps $t_{\text{U-turn}}$ représente quant à lui la durée nécessaire à un élément fluide pour effectuer un demi tour devant la planète, c’est à dire pour parcourir la zone de longueur

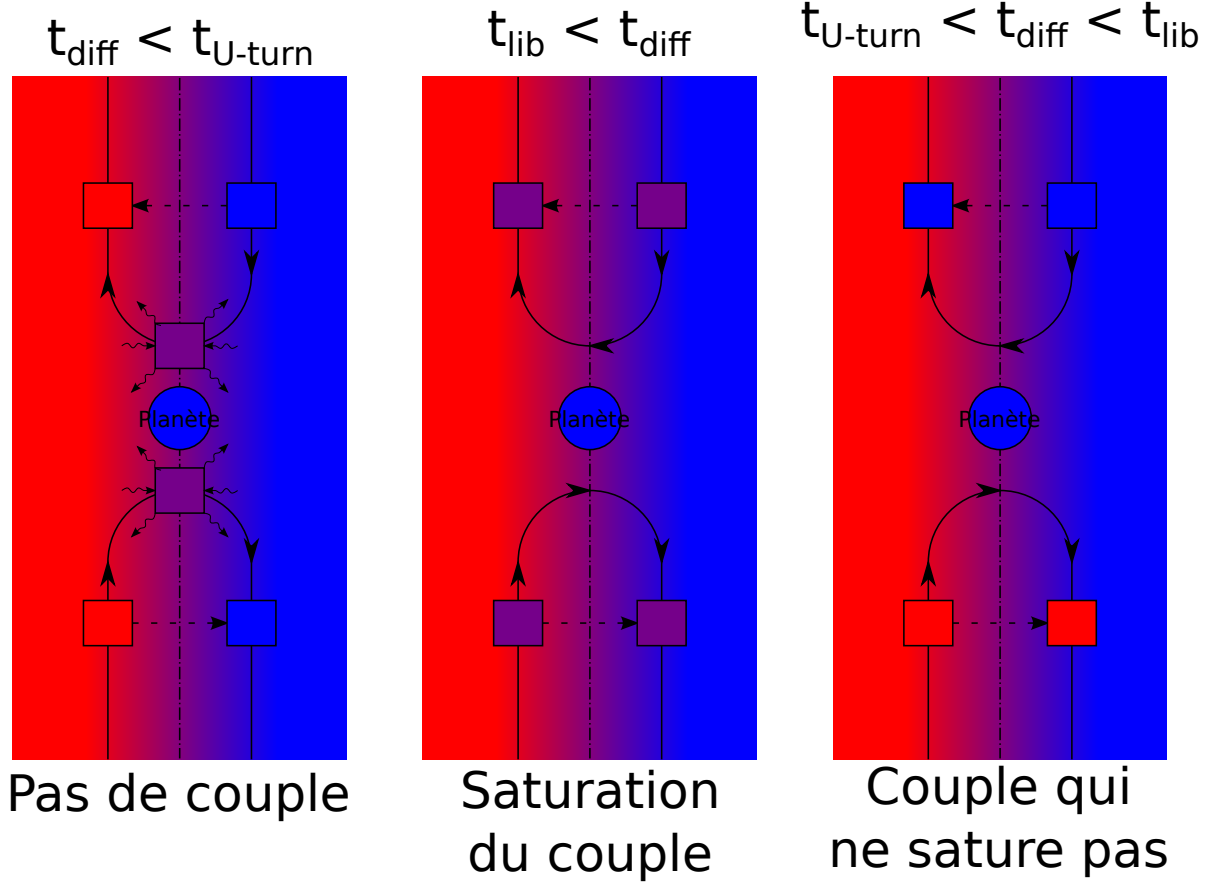


FIGURE 1.9 – À partir de la décomposition en série de Fourier du potentiel gravitationnel de la planète, chaque mode m a pour conséquence m zones de libration dans la zone de corotation avec la planète. Les interférences entre l'infinité de modes m fait apparaître des orbites fer-à-cheval (« horseshoe orbits ») dans la référentiel tournant avec la planète. La zone de corotation a ici été exagérée pour plus de lisibilité.

$2x_s$ ³ devant la planète. Il est défini par [Baruteau and Masset, 2008, eq. (64)]

$$t_{\text{U-turn}} \simeq \frac{4}{\Omega_p} \left[\frac{H(r_p)}{R_H} \right]^{3/2} \quad (1.40)$$

Ce temps est généralement de l'ordre de $t_{\text{U-turn}} \sim 10T_{\text{orb}}$.

Un troisième et dernier temps t_{diff} rentre en jeu, c'est le temps de diffusion. Selon le processus physique mis en jeu, ce temps peut être t_{rad} ou t_{visc} .

t_{rad} représente le temps de diffusion par refroidissement radiatif. Ce temps est plus long quand on se rapproche de l'étoile car le rayonnement est plus rapidement ré-absorbé. Le temps radiatif à la zone de corotation est de l'ordre de :

$$t_{\text{rad}} = \frac{x_s^2}{\chi} \quad (1.41)$$

où x_s est la demi-largeur de la zone de corotation et χ est la diffusivité thermique.

t_{visc} représente la diffusion d'une quantité physique par la viscosité. Ce temps est plus court quand on se rapproche de l'étoile. La densité et la vitesse angulaire étant plus

3. x_s est la demi-largeur de la zone de fer-à-cheval (« half-width of the horseshoe region »)

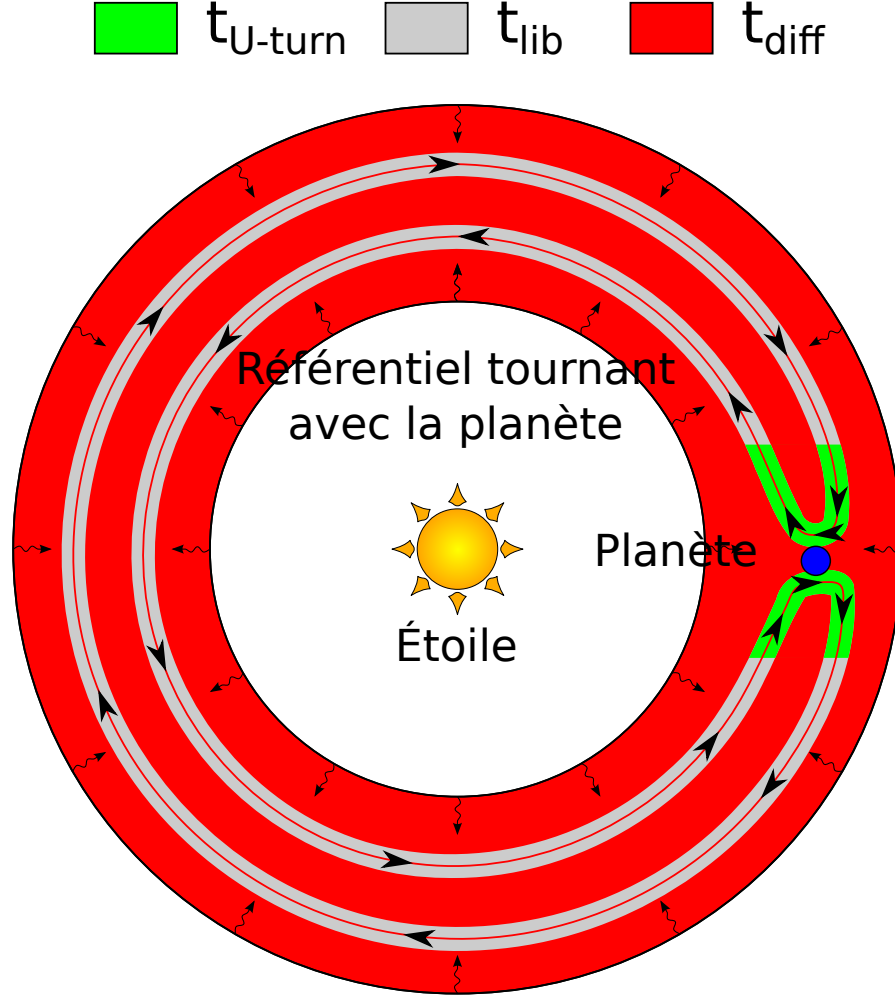


FIGURE 1.10 – Dans le référentiel tournant avec la planète (qui est donc fixe dans ce repère), représentation d’une orbite de corotation ainsi que des différents temps caractéristiques mis en jeu. t_{lib} est le temps mis par un élément fluide pour effectuer une orbite de corotation (temps qui peut être égal à 130 fois la période orbitale de la planète). $t_{\text{U-turn}}$ est le temps mis par un élément fluide pour effectuer un demi tour devant la planète. t_{diff} peut être suivant le cas le temps radiatif t_{rad} ou le temps visqueux t_{vis} nécessaire pour homogénéiser les propriétés thermodynamiques de l’élément fluide avec son environnement.

grandes, les frottements visqueux sont plus importants. Le temps visqueux à la zone de corotation t_{visc} est de l’ordre de [Masset, 2001, 2002, Ogilvie and Lubow, 2003]

$$\tau_{\nu} \sim \frac{x_s^2}{\nu} \quad (1.42)$$

Pour la grandeur physique considérée est la vortensité (ou vorticité spécifique), seul t_{visc} est à prendre en compte. Quand c’est l’entropie, les deux temps t_{visc} et t_{rad} sont importants. Figure 1.10 récapitule les temps mis en jeu et à quoi ils correspondent.

Pour que le couple de corotation soit positif, on doit satisfaire aux inéquations suivantes :

$$t_{\text{u-turn}} < t_{\text{diff}} < t_{\text{lib}} \quad (1.43)$$

$t_{\text{U-turn}}$ est le temps nécessaire pour faire le demi tour devant la planète (en gros, pour traverser la zone égale à $2x_s$). t_{lib} est le temps de libration, c'est à dire le temps mis par une particule fluide pour faire le tour de la zone en fer-à-cheval. t_{diff} quant à lui est le temps de diffusion de la quantité physique considérée. Suivant les cas, il peut y avoir plusieurs temps de diffusion qui sont important, auquel cas les inégalités doivent être satisfaites pour tous les temps de diffusions mis en jeux.

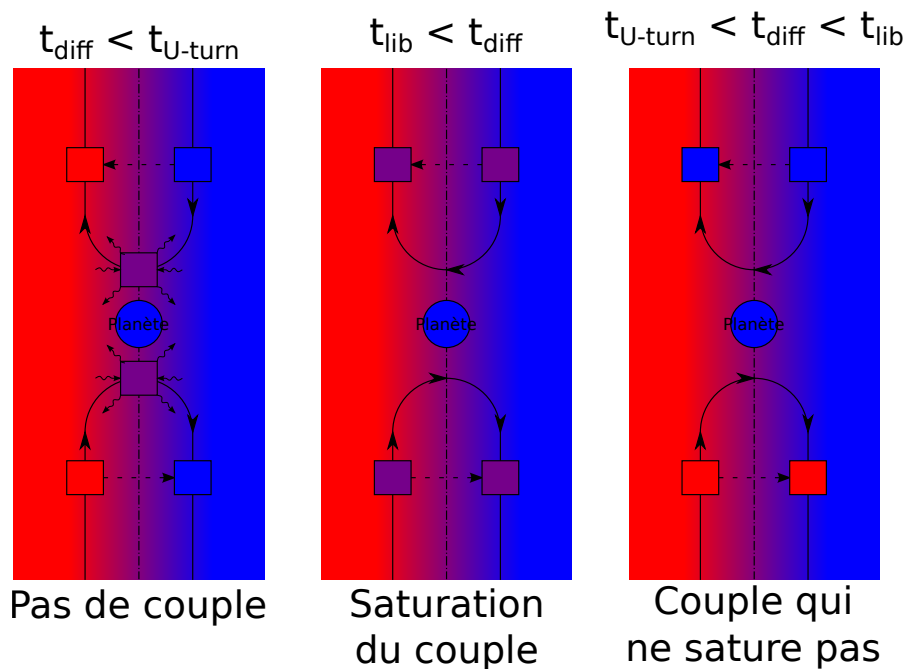


FIGURE 1.11 – Dans le référentiel tournant avec la planète (qui est donc fixe dans ce repère), représentation du mécanisme général à l'origine du couple de corotation. Les trois schémas représentent les différents cas de figure suivant les valeurs de t_{lib} , $t_{\text{U-turn}}$ et t_{diff} . Un couple apparaît quand le temps mis par un élément fluide pour faire demi tour devant la planète $t_{\text{U-turn}}$ est plus court que le temps nécessaire pour qu'il s'homogénéise avec son environnement (t_{diff}). Ce couple ne sature pas quand le temps t_{lib} mis par l'élément fluide pour effectuer une orbite complète est plus long que le temps t_{diff} nécessaire pour qu'il s'homogénéise avec le gaz environnant.

Figure 1.11 illustre les trois cas possibles en fonction des commensurabilités entre les différents temps caractéristiques mis en jeux.

Si le temps de diffusion t_{diff} est plus grand que le temps de libration t_{lib} , alors une particule fluide verra ses propriétés physique converger vers une valeur moyenne qui restera plus ou moins constante au cours d'une orbite. Le couple de corotation va ainsi saturer, celui-ci étant issu de différence de propriétés physiques entre les différentes zones de l'orbite fer-à-cheval. Afin que le couple de corotation ne sature pas, il faut que le temps de diffusion t_{diff} soit suffisamment court pour que l'état de l'élément fluide soit remis à zéro avant d'atteindre de nouveau la zone de U-turn.

Si le temps de diffusion t_{diff} est plus court que le temps pour effectuer le demi tour $t_{\text{U-turn}}$, alors la particule fluide aura le temps de s'équilibrer avec le disque avant même d'avoir fait un demi tour. Il n'y aura donc pas de différence avec le reste du disque, et donc pas de couple issu de différence de propriété physique à la zone de corotation.

Dans la pratique, ce couple peut être positif (migration vers l'extérieur) ou négatif (migration vers l'intérieur) en fonction des variations des quantités physiques par rapport à leur valeur nominales.

Remarque : Si la planète creuse un *sillon* (*gap*) le long de son orbite, alors il n'y a pas de couple co-orbital étant donné que le gaz est déplété.

S'il n'y a pas de diffusion (temps de diffusion t_{diff} très long), alors le couple va saturer très rapidement, typiquement quelques dizaines d'orbites.

1.3.2 Migration des planètes massives

Par massive, on entend une planète qui va induire des modifications importantes du profil de densité du disque. L'approximation du régime linéaire n'est alors plus valable.

Type II

Quand une planète dans un disque devient suffisamment massive, la réponse du disque n'est plus linéaire, et des ondes de densité induites par la planète forment des chocs non loin de là où elles sont émises. La répulsion entre le disque et la planète devient si forte qu'une cavité annulaire se forme autour de l'orbite de la planète, creusant le disque de gaz.

Une fois que la cavité est formée, la planète est dite en migration de *type II* : son orbite agit alors essentiellement comme une barrière entre les deux parties du disque de gaz, *interne* et *externe*. Du gaz peut parfois sauter le gap, ou être accrété par la planète mais cette dernière voit son mouvement régi par le disque de gaz, se retrouvant entraînée par la migration de celui-ci.

Compte tenu que la planète a une masse de l'ordre de ⁴ la masse du disque local (avec lequel elle interagit), la migration se passe sur des temps de l'ordre du *temps visqueux* du disque.

Remarque : Pour plus de détails, se référer au chapitre 9, page 191–192 de [Barnes \[2010\]](#) ou [Lin and Papaloizou \[1986\]](#) pour des détails sur les planètes capables de former un sillon dans le disque de gaz.

Type III

Remarque : Pour plus de détails, se référer au chapitre 9, page 192–193 de [Barnes \[2010\]](#) ou [Masset and Papaloizou \[2003\]](#).

4. Quand la masse de la planète devient supérieure à la masse du disque local, l'inertie de celle-ci devient importante afin de déterminer son taux de migration

1.3.3 L'amortissement de l'excentricité

1.3.4 L'amortissement de l'inclinaison

1.3.5 L'accrétion du gaz

Dans le modèle d'*accrétion de cœur*, les planètes géantes sont d'abord des cœurs rocheux qui grossissent jusqu'à atteindre une masse critique de l'ordre de $15M_{\oplus}$. Une fois cette masse atteinte, le cœur commence à accréter rapidement du gaz jusqu'à former une géante gazeuse.

Ceci implique que la formation des planètes géantes doive se passer avant que le disque de gaz ne se dissipe (ce qui intervient au bout de 10^7 ans environ).

Les noyaux de ces planètes sont supposés se former au delà de la ligne des glaces (limite radiale virtuelle au delà de laquelle on peut trouver de l'eau sous forme solide ; autour de 4 ua). En effet, au delà de cette limite, la quantité de matière solide augmente, et donc le taux d'accrétion augmente aussi.



La formation des embryons de planètes géantes n'est toujours pas clair. On ne sait pas vraiment s'il y a une zone privilégiée ou non, la limite virtuelle de la ligne des glaces pourrait ne pas être valable, la glace ne rajoutant qu'environ 50% de masse en plus.

À noter qu'il n'y a pas de pression et donc pas de liquide dans l'espace, juste du gaz ou du solide.

Pour une simulation donnée, si on augmente le taux d'accrétion de la planète, celle-ci sera plus massive, et aura donc une inertie plus grande. Elle mettra donc plus de temps à migrer par migration Type II car son inertie s'y opposera. D'un autre côté, si la planète n'a pas encore créé de gap, la migration de Type I est plus rapide à mesure que la masse augmente.

1.3.6 Récapitulatif des interactions dans le code N-corps

Chapitre 2

Le Code N-Corps

Sommaire

2.1	Présentation de mercury	44
2.2	Disque 1D	45
2.2.1	Profil de densité de surface	45
2.2.2	Table d'opacité	45
2.2.3	Profil de température	45
2.3	Migration type I	45
2.4	Amortissement de e et I	45
2.5	Effet de l'excentricité sur le couple de corotation	45

Afin d'étudier la formation planétaire et les interactions avec le disque de gaz, j'ai utilisé un code de simulation N-corps, qui permet de regarder l'évolution d'un nombre arbitraire de corps orbitant autour d'un astre central.

Ce choix est apparu naturellement. Au début de ma thèse j'ai fait quelques simulations hydrodynamiques avec le code Genesis développé par Arnaud Pierens. J'ai rapidement constaté que ce genre de simulations, bien que modélisant de manière poussée le disque, ne permettait pas d'étudier de manière approfondie la dynamique planétaire. Le temps de calcul nécessaire pour une simulation limite en effet grandement le nombre de corps ainsi que la durée d'intégration. J'ai donc souhaité me tourner vers un code N-corps, afin de privilégier la dynamique planétaire, et de modifier ce programme afin d'y inclure les effets d'un disque de gaz sur la dynamique planétaire.

J'ai ainsi gagné en temps de calcul, et j'ai ouvert un vaste champ d'investigation sur les paramètres du disque, le nombre de corps en interaction, me permettant de faire des systèmes planétaires très divers, parfois avoir plusieurs centaines d'embryons pour plusieurs millions d'années, chose impossible dans les simulations hydrodynamiques du début de ma thèse où 20 corps pendant quelques dizaines de milliers d'années était un maximum.

Ce choix a bien entendu introduit son lot d'incertitudes et d'approximations qui sont discutés dans la partie [§ 5 page 52]. La présente section a pour but de présenter le code N-corps que j'ai utilisé ainsi que les différents effets du disque que j'ai modélisé. J'ai avant tout souhaité présenter les parties qui ont des conséquences sur la physique du disque, que ce soit en terme de choix d'un modèle particulier, ou de limitations numériques qu'il est bien de garder à l'esprit quand on interprète les résultats.

2.1 Présentation de mercury

Le code N-corps choisi est le code **mercury** [Chambers, 1999]. Ce code offre la possibilité de choisir un algorithme parmi 5 différents (BS, BS2, RADAU, MVS et HYBRID), ayant des propriétés diverses. Dans le cadre de ma thèse, je n'ai utilisé que l'algorithme HYBRID, qui utilise l'algorithme MVS la plupart du temps, mais change pour l'algorithme BS2 lors de rencontres proches. Il est possible de déterminer à quel moment on considère qu'une rencontre est "proche" dans le fichier de paramètre de programme, j'ai laissé le paramètre par défaut.

La raison de ce changement est assez simple. MVS est un algorithme symplectique, c'est à dire à pas de temps constant, dans lequel on définit un hamiltonien que l'on résout pour faire évoluer les orbites. La conservation de l'énergie est moins bonne que pour un algorithme à pas de temps adaptatif, mais le point très important est que cette conservation de l'énergie est bien meilleure au cours du temps. C'est à dire que là où les algorithmes tels que BS, BS2 et RADAU verront leur erreur sur l'énergie augmenter au cours du temps, les algorithmes symplectiques vont eux voir leur erreur rester plus ou moins constante au cours du temps.

Dans le cadre de mes simulations, j'ai accordé une importance limitée aux variations d'énergie, étant donné que les couples que l'on rajoute pour simuler la présence du disque de gaz font que l'énergie n'est pas conservée pour une planète donnée. Cependant, il est

important de bien résoudre les orbites et c'est ce point qui est le plus crucial ici. En effet, quelques tests ont permis de contraindre le pas de temps minimal qu'il est nécessaire d'avoir en fonction de la distance orbitale d'une planète. La contrainte de pas de temps dans mes simulations vient donc d'une distance minimale en dessous de laquelle les orbites ne sont pas correctement calculées. Cette limite, afin d'éviter tout problème, est choisie pour être en dessous du bords interne du disque de gaz que je défini.

2.2 Disque 1D

Afin de calculer les effets d'un disque de gaz, une modélisation de ce dernier est nécessaire. Le but étant d'avoir une grande souplesse, le disque implémenté est bien entendu très simplifié. Toutes les quantités sont intégrées et invariantes selon la hauteur z et la position azimutale θ dans le disque, résultant en un modèle radial de toutes les quantités.

Dans la mesure du possible, les quantités du disque ont été calculées de manière consistante. Je vais présenter dans la suite de manière chronologique comment sont calculées les grandeurs physiques du disque.

2.2.1 Profil de densité de surface

Le profil de densité de surface est défini au début de la simulation comme une loi de puissance de la forme :

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \times R^{-\alpha} \quad (2.1)$$

où Σ_0 est la densité de surface à 1 AU et α l'indice de la loi de puissance.

Ce profil de densité de surface est défini pour une certaine étendue radiale. On définit donc un bord interne R_{in} et un bord externe R_{out} . Le bord interne est généralement à 0,1 AU et le bord externe à 100 AU.

Afin de calculer les valeurs suivantes, ce disque est échantillonné et toutes les valeurs nécessaires sont ensuite calculées à chacun de ces points.

2.2.2 Table d'opacité

2.2.3 Profil de température

2.3 Migration type I

2.4 Amortissement de e et I

2.5 Effet de l'excentricité sur le couple de corotation

Chapitre 3

Mécanismes individuels

Sommaire

3.1 Les Résonances de Moyen Mouvement (MMR)	47
3.1.1 Définition	47
3.1.2 Résonances et excentricité	48
3.1.3 Stabilité et ordre des résonances	48
3.2 Les Zones de Convergence	48
3.2.1 Existence et intérêt	48
3.2.2 Les différents types	48
3.2.3 Diagrammes de couple a-m	48
3.2.4 Résonances et Accrétions	48

3.1 Les Résonances de Moyen Mouvement (MMR)

3.1.1 Définition

Les *résonances de moyen mouvement* sont des configurations orbitales particulières de deux planètes dans lesquelles il existe un lien entre les périodes orbitales des planètes. Exemple, si deux planètes sont en résonance 3 : 2, ça signifie que la planète interne effectuera 3 orbites pendant que la planète externe en effectuera 2.

Ces configurations particulières confèrent une stabilité accrue aux planètes. Plus la résonance est forte et plus il sera difficile pour les planètes d'en sortir.

On met généralement une résonance sous la forme $(p + q) : p$ où p et q sont des entiers. Cette forme permet de mettre en évidence un des paramètres qui permet de rendre compte de la force de la résonance. En effet, plus q est petit et plus la résonance est forte. Ainsi, les résonances avec $q = 1$ sont les plus fortes. On dit que q est l'ordre de la résonance (plus l'ordre est petit et plus la résonance est forte).



Mais ce n'est pas le seul paramètre à prendre en compte pour évaluer la force d'une résonance et je suis bien incapable de tous les décrire.

Pour une résonance $(p + q) : p$ on définit un certain nombre d'angles θ_i dits *angles de résonance* de la forme :

$$\theta_{i+1} = (p + q)\lambda_2 - p\lambda_1 - [i\varpi_1 + (q - i)\varpi_2] \quad (3.1)$$

avec i allant de 0 à q ; où λ sont les longitudes moyennes, ϖ les longitudes du péricentre et les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement à la planète interne et externe. Pour une résonance $(p + q) : p$ on a donc $q + 1$ angles de résonance.

Les angles de résonances mesurent l'angle entre les deux planètes au point de conjonction. Si un seul de ces angles est en libration (oscillation autour d'une valeur moyenne) au lieu de circuler librement de 0 à 2π alors on dit que les planètes sont en résonances. Le nombre d'angles en libration permettra aussi d'avoir une idée de la force de la résonance.

Exemple : Soit une résonance 7 : 2, les angles de résonances sont :

$$\begin{aligned} \theta_1 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - 5\varpi_1 \\ \theta_2 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - (4\varpi_1 + 1\varpi_2) \\ \theta_3 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - (3\varpi_1 + 2\varpi_2) \\ \theta_4 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - (2\varpi_1 + 3\varpi_2) \\ \theta_5 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - (1\varpi_1 + 4\varpi_2) \\ \theta_6 &= 7\lambda_2 - 2\lambda_1 - 5\varpi_2 \end{aligned}$$

Remarque : Les *lacunes de Kirkwood* font elles aussi intervenir des résonances mais contrairement à ce qu'on pourrait penser, ces résonances avec Jupiter sont des

zones déplétées en astéroïdes. La raison profonde n'est pas parfaitement connue mais il semblerait que ce soit dû au chaos. Je ne saurais pas expliquer exactement ce que ça veut dire par contre.

La résonance impose une valeur de a , mais des échanges sont possibles entre les deux corps en résonance (je ne sais pas bien de quelles valeurs par contre), et il est possible que par ce biais l'excentricité puisse augmenter, et ainsi déléter la lacune de kirkwood en favorisant les collisions entre les objets en résonance et les autres qui sont dans la ceinture.

3.1.2 Résonances et excentricité

3.1.3 Stabilité et ordre des résonances

3.2 Les Zones de Convergence

3.2.1 Existence et intérêt

3.2.2 Les différents types

3.2.3 Diagrammes de couple $a-m$

3.2.4 Résonances et Accrétions

Chapitre 4

Mécanismes de formation

Sommaire

4.1	Décalage de la Zone de Convergence	50
4.2	Formation des super terre chaude	50
4.3	Effets des paramètres du disque	50
4.3.1	Viscosité du disque	50
4.3.2	Profil de densité de surface	50
4.3.3	Profil de température	50
4.3.4	Masse du disque	50
4.3.5	Table d'opacité	50

4.1 Décalage de la Zone de Convergence

4.2 Formation des super terre chaude

4.3 Effets des paramètres du disque

4.3.1 Viscosité du disque

4.3.2 Profil de densité de surface

4.3.3 Profil de température

4.3.4 Masse du disque

4.3.5 Table d'opacité

Chapitre 5

Discussion et limite du modèle

Sommaire

5.1 Étude de sensibilité	52
5.1.1 Le choix de la table d'opacité et son implémentation	52
5.1.2 Modélisation de la viscosité	52
5.2 Approximations	52
5.2.1 Profil de densité du gaz en 2D	52
5.2.2 La modélisation des bords du disque	52
5.2.3 Pas d'effet indirect des ondes de densité sur les autres planètes	52
5.2.4 Auto-gravité	52
5.3 Idées	52
5.3.1 Snow line comme source de particules	52

5.1 Étude de sensibilité

5.1.1 Le choix de la table d'opacité et son implémentation

5.1.2 Modélisation de la viscosité

5.2 Approximations

5.2.1 Profil de densité du gaz en 2D

5.2.2 La modélisation des bords du disque

5.2.3 Pas d'effet indirect des ondes de densité sur les autres planètes

5.2.4 Auto-gravité

5.3 Idées

5.3.1 Snow line comme source de particules

Conclusion

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Phasellus blandit massa non tellus. Pellentesque blandit. Etiam sapien. Quisque sed massa ac tortor accumsan bibendum. Donec et orci quis mi sollicitudin consectetur. Donec malesuada. Pellentesque bibendum pellentesque elit. Morbi et diam ac wisi auctor fringilla. Cras nec arcu sed velit dapibus blandit. Maecenas mollis aliquet quam. In eget sem nec orci fringilla sagittis. Suspendisse cursus placerat massa. Pellentesque non metus. Morbi congue tellus eget tellus. Suspendisse justo. Suspendisse potenti. Praesent interdum lorem in velit. Nullam sit amet nisl eget wisi consectetur consequat. Mauris vel felis. Nulla sed neque.

Nulla facilisi. Maecenas accumsan gravida wisi. Maecenas sodales gravida neque. Mauris in est a ante molestie gravida. In id neque. Ut augue. Duis fringilla ullamcorper risus. Nullam at lorem. Quisque consequat turpis ac libero. Ut auctor ante commodo magna. Donec in magna. Integer sodales. Donec ac nibh eu felis suscipit elementum.

Fusce convallis dolor sit amet dolor. Nulla sit amet pede. Maecenas et ante vitae risus tempus facilisis. Nullam ut tellus et lacus sollicitudin condimentum. Maecenas vitae lorem. Quisque nec leo varius est euismod posuere. Integer ac diam in enim pellentesque pulvinar. Etiam sodales tristique eros. Curabitur non magna. Suspendisse blandit metus vitae purus. Phasellus nec sem vitae arcu consequat auctor. Donec nec dui. Donec sit amet lorem vel erat tristique laoreet. Duis ac felis tincidunt arcu consequat faucibus. Vestibulum ultrices porttitor purus. In semper consequat dolor. Nunc porta. Vestibulum nisl ipsum, rhoncus quis, adipiscing sed, sollicitudin ut, quam.

Annexe A

Formulaire

Sommaire

A.1 Propriétés du disque	55
A.2 Propriétés des orbites képlériennes	55

Ici sont répertoriées bon nombre de formules que j'ai utilisé et qui relient des grandeurs physique entre elles. Dans la mesure du possible, une source est donnée où la formule est mentionnée. Ceci a pour but de centraliser ces formules, liées à la physique des disques, et que j'ai parfois eu du mal à retrouver parmi la quantité d'articles ou de livres traitant du sujet.

A.1 Propriétés du disque

La prescription alpha pour la viscosité d'un disque est définie par :

$$\nu = \alpha c_s H \quad (\text{A.1})$$

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}} \quad (\text{A.2})$$

$$H = \frac{1}{\Omega} \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}} \quad (\text{A.3})$$

$$= \frac{c_s}{\Omega} \quad (\text{A.4})$$

On considère que la densité de surface est égale à la densité volumique, intégrée sur la taille verticale $2H$ du disque.

$$\Sigma = 2\rho H \quad (\text{A.5})$$

A.2 Propriétés des orbites képlériennes

Bibliographie

- Ph André. The initial conditions for protostellar collapse : observational constraints. *EAS Publications Series*, 3 :1–38, 2002.
- R. Barnes. *Formation and Evolution of Exoplanets*. Wiley-VCH, 2010.
- C. Baruteau and F. Masset. On the Corotation Torque in a Radiatively Inefficient Disk. *ApJ*, 672 :1054–1067, January 2008. doi : 10.1086/523667.
- K. R. Bell and D. N. C. Lin. Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models. *ApJ*, 427 :987–1004, June 1994. doi : 10.1086/174206.
- K. R. Bell, P. M. Cassen, H. H. Klahr, and T. Henning. The Structure and Appearance of Protostellar Accretion Disks : Limits on Disk Flaring. *ApJ*, 486 :372, September 1997. doi : 10.1086/304514.
- J. E. Chambers. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304 :793–799, April 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02379.x.
- J. E. Chambers. An Analytic Model for the Evolution of a Viscous, Irradiated Disk. *ApJ*, 705 :1206–1214, November 2009. doi : 10.1088/0004-637X/705/2/1206.
- E. I. Chiang and P. Goldreich. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ*, 490 :368, November 1997. doi : 10.1086/304869.
- E. D’Onghia, M. Vogelsberger, and L. Hernquist. Self-perpetuating Spiral Arms in Disk Galaxies. *ApJ*, 766 :34, March 2013. doi : 10.1088/0004-637X/766/1/34.
- A. Duquennoy and M. Mayor. Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample. *A&A*, 248 :485–524, August 1991.
- D. A. Fischer and J. Valenti. The Planet-Metallicity Correlation. *ApJ*, 622 :1102–1117, April 2005. doi : 10.1086/428383.
- P. Goldreich and S. Tremaine. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. *ApJ*, 233 :857–871, November 1979. doi : 10.1086/157448.

- C. Hayashi. Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70 :35–53, 1981. doi : 10.1143/PTPS.70.35.
- A. W. Howard, G. W. Marcy, S. T. Bryson, J. M. Jenkins, J. F. Rowe, N. M. Batalha, W. J. Borucki, D. G. Koch, E. W. Dunham, T. N. Gautier, III, J. Van Cleve, W. D. Cochran, D. W. Latham, J. J. Lissauer, G. Torres, T. M. Brown, R. L. Gilliland, L. A. Buchhave, D. A. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, D. Ciardi, F. Fressin, M. R. Haas, S. B. Howell, H. Kjeldsen, S. Seager, L. Rogers, D. D. Sasselov, J. H. Steffen, G. S. Basri, D. Charbonneau, J. Christiansen, B. Clarke, A. Dupree, D. C. Fabrycky, D. A. Fischer, E. B. Ford, J. J. Fortney, J. Tarter, F. R. Girouard, M. J. Holman, J. A. Johnson, T. C. Klaus, P. Machalek, A. V. Moorhead, R. C. Morehead, D. Ragozzine, P. Tenenbaum, J. D. Twicken, S. N. Quinn, H. Isaacson, A. Shporer, P. W. Lucas, L. M. Walkowicz, W. F. Welsh, A. Boss, E. Devore, A. Gould, J. C. Smith, R. L. Morris, A. Prsa, T. D. Morton, M. Still, S. E. Thompson, F. Mullally, M. Endl, and P. J. MacQueen. Planet Occurrence within 0.25 AU of Solar-type Stars from Kepler. *ApJS*, 201 :15, August 2012. doi : 10.1088/0067-0049/201/2/15.
- A.W. Howard, G.W. Marcy, J.A. Johnson, D.A. Fischer, J.T. Wright, H. Isaacson, J.A. Valenti, J. Anderson, D.N.C. Lin, and S. Ida. The occurrence and mass distribution of close-in super-earths, neptunes, and jupiters. *Science*, 330(6004) :653–655, 2010.
- I. Hubeny. Vertical structure of accretion disks - A simplified analytical model. *ApJ*, 351 :632–641, March 1990. doi : 10.1086/168501.
- J.-M. Huré. On the transition to self-gravity in low mass AGN and YSO accretion discs. *A&A*, 358 :378–394, June 2000.
- J. A. Johnson, R. P. Butler, G. W. Marcy, D. A. Fischer, S. S. Vogt, J. T. Wright, and K. M. G. Peek. A New Planet around an M Dwarf : Revealing a Correlation between Exoplanets and Stellar Mass. *ApJ*, 670 :833–840, November 2007. doi : 10.1086/521720.
- L Landau and E Lifschitz. *Mécanique des fluides, vol. 6*. Éditions Mir, Paris, 752pp, 1989.
- D. N. C. Lin and J. Papaloizou. On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets. *ApJ*, 309 :846–857, October 1986. doi : 10.1086/164653.
- F. S. Masset. On the Co-orbital Corotation Torque in a Viscous Disk and Its Impact on Planetary Migration. *ApJ*, 558 :453–462, September 2001. doi : 10.1086/322446.
- F. S. Masset. The co-orbital corotation torque in a viscous disk : Numerical simulations. *A&A*, 387 :605–623, May 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020240.
- F. S. Masset and J. C. B. Papaloizou. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. *ApJ*, 588 :494–508, May 2003. doi : 10.1086/373892.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 : 355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0.

- M. Mayor, C. Lovis, F. Pepe, D. Ségransan, and S. Udry. The road to Earth twins. *Astronomische Nachrichten*, 332 :429, June 2011. doi : 10.1002/asna.201111558.
- K. Menou and J. Goodman. Low-Mass Protoplanet Migration in T Tauri α -Disks. *ApJ*, 606 :520–531, May 2004. doi : 10.1086/382947.
- G. I. Ogilvie and S. H. Lubow. Saturation of the Corotation Resonance in a Gaseous Disk. *ApJ*, 587 :398–406, April 2003. doi : 10.1086/368178.
- J. E. Pringle. Accretion discs in astrophysics. *ARA&A*, 19 :137–162, 1981. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 :337–355, 1973.
- W. R. Ward. Protoplanet Migration by Nebula Tides. *Icarus*, 126 :261–281, April 1997. doi : 10.1006/icar.1996.5647.
- A. Wolszczan and D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355 :145–147, January 1992. doi : 10.1038/355145a0.
- Z. Zhu, L. Hartmann, and C. Gammie. Nonsteady Accretion in Protostars. *ApJ*, 694 : 1045–1055, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/694/2/1045.